

**UNIVERSITATEA TEHNICA TIMISOARA
FACULTATEA DE MECANICA**

ING. FLAVIU DINCA

**CERCETARI PRIVIND
MODELAREA CICLULUI REAL
DE FUNCTIONARE IN
VEDEREA OPTIMIZARII
CONSTRUCTIV-FUNCTIONALE
A MOTOARELOR CU ARDERE
INTERNA**

TEZA DE DOCTORAT

UNIVERSITATEA TIMISOARA
MECANICA
TEZA DE DOCTORAT
NUMERUL 70
ANUL 1995
NUMERUL 671.661

**CONDUCATOR STIINTIFIC
PROF.DR.ING. VIRGILIU DAN NEGREA**

BIBLIOTECA CENTRALĂ
UNIVERSITATEA POLITEHNICA
TIMISOARA

1995

Ajuns la finele acestei lucrări care încheie un capitol important din viața mea, gândurile mele de recunoștință se îndreaptă în primul rând spre dascălii care m-au format și mi-au călăuzit pașii în domeniul atât de captivant al motoarelor cu ardere internă. Sperând că prin prezenta teză de doctorat s-a adus o modestă contribuție la rezolvarea unor probleme teoretice și practice legate de acest domeniu doresc să mulțumesc tuturor aceluia care mi-au fost alături și m-au sprijinit pe parcursul cercetărilor efectuate, cerându-mi totodată scuze pentru faptul că nu-i voi putea aminti pe toți.

În mod special însă cu respect, stimă și aleasă considerație care nu pot fi exprimate în cuvinte doresc să-mi exprim profunda gratitudine și recunoștință față de mentorul și magistrul meu, prof.dr.ing. Virgiliu Dan Negrea, cel care mi-a îndrumat cu înaltul nivel al competenței sale științifice cercetările întreprinse în cei cinci ani de doctoratură. De asemenea, cu generozitatea care-l caracterizează, pe lângă calitățile sale de specialist, a fost este și va fi pentru mine un minunat om și un mare dascăl care a avut înțelegerea și răbdarea să mă sfătuiască și să mă ajute când am avut nevoie.

Gândurile mele de mulțumire se îndreaptă de asemenea spre dl. o.prof.dr.ing. Gerhard Woschni, cel care, cu o deosebită bunăvoință, mi-a pus la dispoziție laboratorul de motoare cu ardere internă din cadrul Universității Tehnice din München cu o dotare de ultimă oră și fără de care nu aș fi putut dezvolta și cerceta modelul experimental. De asemenea sunt recunoscător Oficiului German de Schimburi Academice (DAAD) care mi-a finanțat cercetările întreprinse pe durata a zece luni (octombrie 1993 - iulie 1994) în Germania.

Aș vrea să subliniez o dată în plus că am avut și deosebită șansă ca cercetările dezvoltate la Universitatea Tehnică din München să le organizez împreună cu conducătorul meu științific, prof.dr.ing. Virgiliu Dan Negrea, care în perioada toamnă-iană 1993 s-a aflat în călătorie de serviciu în Germania și cu care m-am consultat frecvent asupra programului de cercetări experimentale și teoretice, consultându-l inclusiv cu ocazia primelor interpretări de date experimentale.

În sfârșit doresc să adresez mulțumirile mele deosebite referenților științifici ai lucrării pentru bunăvoința și răbdarea de a o parcurge și colegilor din Catedra de Termotehnică și Mașini Termice a Universității Tehnice Timișoara pe care i-am simțit tot timpul alături.

Nu doresc însă să închei aceste gânduri fără a mulțumi, și în mod public, soției și fiicei mele pentru sprijinul și înțelegerea de care au dat dovadă în toți acești ani de strădanie și efort.

ing. Flaviu Dincă

CUPRINS

Listă de notații	7
1. Introducere	9
2. Cercetări privind modelarea matematică de ansamblu a termogazodinamicii motoarelor cu ardere internă și interpretarea critică a rezultatelor obținute cu modele reprezentative	14
2.1 Procedee de evaluare a schimbului de încărcătură ...	14
2.1.1 Considerații generale	14
2.1.2 Metoda umplerii și golirii pentru evaluarea schimbului de încărcătură	15
2.1.3 Descrierea matematică a proceselor dinamice ce au loc în conductele de admisiune și evacuare	19
2.1.4 Metode liniare de calcul a fenomenelor de undă cu implicații asupra schimbului de încărcătură	24
2.1.4.1. Teoria acustică	24
2.1.4.2. Alte metode liniare de calcul	30
2.1.5 Evaluarea fenomenelor nestaționare din tubulatura de schimb de gaze cu metode neliniare de calcul	33
2.1.5.1 Metoda caracteristicilor	33
2.1.5.2 Metode cu element finit	41
2.1.6 Validarea experimentală a rezultatelor obținute cu modele reprezentative relativ la schimbul de încărcătură în motoarele cu ardere internă	48
2.1.7. Concluzii privind procedeele de calcul ale procesului de schimb de încărcătură	52
2.2 Evaluarea procesului de ardere în motoare cu ardere internă utilizând legea de degajare a căldurii	53
2.2.1 Considerații generale asupra metodologiei de modelare a arderii	53

2.2.2	Calculul procesului de ardere cu ajutorul caracteristicii de degajare a căldurii	54
2.2.3	Cu privire la evaluarea arderii în motoarele cu ardere internă la regimuri diferite de regimul de referință .	58
2.2.4	Interpretarea unor date de calcul ale procesului de ardere obținute pe baza determinărilor experimentale	61
2.3	Procedee de cuantificare a schimbului de căldură suportat de fluidul motor	64
2.3.1	Considerații generale	64
2.3.2	Analiza critică a principalelor relații utilizate pentru evaluarea coeficientului de transfer termic	65
2.3.2.1	Relații de calcul simple stabilite prin metode empirice	65
2.3.2.2	Relații bazate pe teoria similitudinii ce utilizează modele globale pentru camera de ardere	68
2.3.2.3	Relații de calcul ce se bazează pe modele numerice multizonale și conțin un termen variabil pentru viteza gazului	80
2.3.3	Evaluarea schimbului de căldură suportat de fluidul motor prin metode experimentale	82
2.3.3.1	Metoda temperaturilor superficiale	82
2.3.3.2	Deducerea soluției complete a ecuației diferențiale Fourier	85
2.3.3.3	Analiza armonică	90
2.3.3.4	Rezolvarea numerică a ecuației diferențiale Fourier	91
2.3.3.5	Metoda bilanțului termic	93
2.3.4	Interpretarea critică a rezultatelor obținute analitic în raport cu date experimentale	94

3.Termogazodinamica motoarelor diesel cu cameră divizată 99

3.1	Stadiul actual al cercetărilor privind modelarea ciclului real de funcționare pentru motoarele diesel cu cameră divizată	99
-----	--	----

3.2	Modele de calcul ale ciclului real pentru motoare diesel	
-----	--	--

cu cameră divizată	102
3.2.1 Faza de comprimare	102
3.2.2 Faza de ardere	106
3.2.3 Faza de destindere	109
3.2.4 Perioada schimbului de gaze	109
3.2.5 Calculul procesului de schimb de gaze între cele două camere	110
3.2.5.1 Metoda bazată pe ecuația curgerii	110
3.2.5.2 Metoda volumică	111
3.2.5.3 Metoda masei oscilante	112
3.3 Concluzii privind termogazodinamica m.a.c. cu cameră divizată	112

4. Model matematic pentru evaluarea ciclului real al unui motor diesel cu cameră separată de vârtej 114

4.1 Considerații generale	114
4.2 Ecuațiile ce guvernează procesele termogazodinamice din cilindru	115
4.3 Calculul schimbului de căldură și al coeficientului mediu de convecție	118
4.4 Calculul energiei interne, a capacităților termice masice și a constantei reale a gazului	121
4.5 Calculul schimburilor energetice în timpul procesului de schimb de gaze	123
4.6 Calculul lucrului mecanic	123
4.7 Calculul legii de ardere	124
4.8 Calculul schimbului de gaze dintre cele două camere cu metoda caracteristicilor	126
4.8.1 Considerații generale	126

4.8.2 Aplicarea procedurii diferențelor finite în cadrul metodei caracteristicilor	130
4.8.3 Calculul condițiilor la limită	134
4.8.3.1 Cazul $\omega=0$ (masa de gaz este în repaus) ..	137
4.8.3.2 Cazul curgerii rezervor-conductă	137
4.8.3.3 Cazul curgerii conductă-rezervor	139
4.8.4 Metodă de rezolvare a ecuațiilor transcendente	141
4.9 Calculul ciclului	143
4.10 Elemente de descriere a programului de calcul	144
4.11 Concluzii	147

5. Instalații de măsurare și metode de cercetare 149

5.1 Prezentarea de ansamblu a standului de probe	149
5.2 Metode de cercetare și elementele lanțului de măsură	155
5.2.1 Măsurarea presiunii în regim nestaționar în cele două camere	155
5.2.2 Măsurarea temperaturii superficiale	158
5.2.2.1 Capul pistonului	158
5.2.2.2 Camera de turbionare	160
5.2.3 Construcția termocuplelor și elemente ale instalației de măsură	161
5.2.4 Determinarea experimentală a coeficientului termic de penetrație pentru termocuplele miniaturizate de suprafață	164
5.2.5 Determinarea experimentală a coeficienților de debit	168
5.3 Concluzii :	170

6. Interpretarea critică a rezultatelor experimentale obținute	171
6.1 Evoluția presiunii în cele două camere	171
6.1.1 Cazul motorului antrenat	171
6.1.2 Cazul ciclului cu aprindere	179
6.2 Evoluția temperaturilor	187
6.2.1 Evoluția temperaturii capului pistonului	187
6.2.1.1 Măsurări de temperatură în regim staționar	188
6.2.1.2 Măsurări de temperatură în regim nestaționar	191
6.2.2 Evoluția temperaturii superficiale în canalul de legătură	198
6.2.3 Evoluția temperaturii superficiale în camera separată de vârtej	205
6.3 Analiza fluxurilor de căldură schimbate la pereți ..	212
6.4 Evoluția unor parametri tehnico-funcționali de sinteză	216
6.5 Analiza erorilor datorate dispersiei de la ciclul la ciclu	228
6.6 Concluzii privind rezultatele experimentale obținute	234
7. Rezultate obținute prin simulare numerică pe calculator	236
7.1 Elemente privind validarea rezultatelor de ansamblu obținute cu ordinatorul în raport cu date experimentale proprii	236
7.2 Studiul fenomenelor termogazodinamice ce au loc în cilindru	240
7.3 Analiza procesului de schimb de căldură ce are loc în	

motorele diesel cu cameră de turbionare cilindrică	247
7.3.1 Densitatea fluxului de căldură	247
7.3.1.1 Schimbul de căldură prin capul	
pistonului	247
7.3.1.2 Schimbul de căldură prin canalul de	
legătură	258
7.3.1.3 Schimbul de căldură prin pereții camerei	
cilindrice de turbionare	260
7.3.2 Coeficienții de schimb de căldură	263
7.4 Influența depunerilor de calamină pe pereții camerei de	
ardere asupra temperaturilor pereților și a fluxurilor de căldură	
transmise	273
7.5 Concluzii	288
8. Optimizarea constructiv-funcțională a m.a.i. prin simularea numerică a	
ciclului real de funcționare	289
8.1 Considerații generale	289
8.2 Procedeu de optimizare a epurii de distribuție	290
8.3 Optimizarea fazelor distribuției pentru motorul	
model	291
8.4 Concluzii privind optimizarea fazelor distribuției .	298
9. Concluzii și contribuții personale	299
10. Bibliografie	306

LISTA DE NOTATII

α	Coeficientul echivalent de schimb de căldură	W/m^2K
α	Coeficientul de convecție	W/m^2K
α	Unghiul manivelei motoare	$^{\circ}RAC$
β	Momente unghiulare pe ciclu	$^{\circ}RAC$
Δp	Diferența de presiune între camere	bar
$\Delta \tau$	Pasul de timp	s
Δt	Variația momentană a temperaturii față de valoarea medie	$^{\circ}C$
ϵ	Raportul de comprimare	-
ϵ	Coeficient energetic de emisie	-
κ	Exponent adiabatic	-
λ	Coeficientul excesului de aer	-
λ	Conductivitatea termică	W/mK
μ	Coeficienții de debit	-
ρ	Densitatea	kg/m^3
Φ_1	Funcțiile d'Alembert	-
ω	Viteza unghiulară	1/s
a	Parametrul ce ține cont de gradul de perfecțiune al arderii în legea lui Vibe	-
a	Viteza sunetului	m/s
A	Aria	m^2
b	Coeficientul termic de penetrație	$W\sqrt{s}/m^2K$
c_p	Capacitatea termică masică la presiune constantă	J/kgK
c_v	Capacitatea termică masică la volum constant	J/kgK
D	Diametrul cilindrului	m
D	Vector utilizat la metoda caracteristicilor	-
E	Energia	J
F	Vector utilizat la metoda caracteristicilor	-
G	Vector utilizat la metoda caracteristicilor	-
H_1	Puterea calorică	J/kg
i	Entalpia masică	J/kg
l	Lungimea caracteristică	m
L	Lucrul mecanic	J
m	Parametru de formă Vibe	-
m	Masa	kg
m	Debitul masic	kg/s
m_c	Masa de combustibil	kg
m_t	Masa de gaz transferată între cele două camere	kg

m_a	Masa de aer	kg
n	Turația motorului	rot/min
Nu	Criteriul de similitudine Nusselt	-
p	Presiunea	bar
p_e	Presiunea medie efectivă	bar
p_i	Presiunea medie indicată	bar
Pr	Criteriul de similitudine Prandtl	-
Q_p	Căldura schimbată la pereți	J
Q_c	Căldura dezvoltată prin arderea combustibilului	J
q	Densitatea fluxului termic	J/m^2
Q	Fluxul de căldură	W
R	Constanta reală a gazului	J/kgK
Re	Criteriul de similitudine Reynolds	-
S	Cursa pistonului	m
T	Temperatura	K
t	Temperatura	$^{\circ}C$
t_m	Temperatura medie	$^{\circ}C$
u	Energia internă masică	J/kg
v	Volumul masic	m^3/kg
V	Volumul	m^3
V_c	Volumul camerei de ardere	m^3
V_e	Volumul cilindrului	m^3
w	Viteza gazului	m/s
w_m	Viteza medie a pistonului	m/s
x	Coordonată spațială	-

Indici

0	Starea inițială
1	Starea gazului înaintea dispozitivului de strangulare
2	Starea gazului după dispozitivul de strangulare
a	Admisiune
DSA	Deschiderea supapei de admisiune
DSE	Deschiderea supapei de evacuare
e	Evacuare
ISA	Inchiderea supapei de admisiune
ISE	Inchiderea supapei de evacuare
L	Canalul de legătură
P	Camera principală
S	Camera separată

1. Introducere

Motorul cu ardere internă constituie în prezent una din cele mai complexe și fascinante creații tehnice ale minții omenești, fără de care viața cotidiană ar fi practic de neconceput. El acoperă o gamă diversă de utilizări și un domeniu extins de putere cuprins între 100 W, cum este cazul motoarelor utilizate în aeromodelism, și 45000 kW, în cazul motoarelor navale. Ca urmare a acestui fapt un procent foarte ridicat din populația planetei desfășoară activități ce au o legătură directă sau indirectă cu motoarele cu ardere internă (m.a.i.).

Se poate afirma deci că activitatea de concepție-proiectare-dezvoltare a m.a.i. ocupă un loc important în peisajul tehnic actual. În principiu pentru proiectarea unui mașini termice se pot imagina două soluții extreme. Pe de-o parte acest aspect poate fi abordat prin descrierea matematică a proceselor fizice ce au loc în instalația respectivă, descriere prin a cărei rezolvare se stabilește varianta constructivă optimă. Pe de altă parte, același obiectiv poate fi atins prin renunțarea la elementele teoretice și efectuarea unei optimizări empirice la standul de probe. Bineînțeles nici una din cele două metode sugerate nu poate conduce la rezultate remarcabile. În realitate se va alege o cale de mijloc ce ia în considerare ambele metode amintite, acordându-se o pondere mai mare uneia sau alteia în funcție de tipul instalației și complexitatea proceselor fizice ce urmează a fi descrise matematic [79].

Pentru o perioadă îndelungată de timp dezvoltarea motoarelor cu ardere internă s-a bazat în mare măsură pe cea de-a doua metodă, ce are în vedere un număr mare de încercări experimentale. Acest fapt s-a datorat dificultăților existente în modelarea proceselor nestaționare din cilindri și în rezolvarea sistemelor complexe de ecuații diferențiale. O schimbare de esență în acest sens a apărut în urma cu cca. 25 de ani, odată cu apariția ordinaratoarelor numerice rapide, care au permis utilizarea metodelor numerice pentru rezolvarea sistemelor complexe de ecuații. Ca urmare s-au dezvoltat o serie de metodologii de calcul pentru procesele de curgere, de schimb de

căldură, de ardere, etc. ce au loc în motor fapt ce a determinat o schimbare semnificativă a mijloacelor utilizate în proiectarea unui motor care ar fi astăzi practic de neconceput în absența simulării numerice. Scopul acestei modelări nu este însă eliminarea completă a probelor de stand, lucru care nici nu este de dorit, ci doar completarea acestora și reducerea numărului lor. Implicat în acest mod se pot obține reduceri semnificative ale timpului și costurilor de proiectare-dezvoltare, dar și a riscurilor legate de conceperea unui produs nou.

Acestea sunt de altfel și motivele care l-au determinat pe autor să abordeze domeniul vast și complex al modelării numerice a ciclului real de funcționare al unui m.a.i. Ținând însă cont de progresele înregistrate în ultimii ani în domeniu, sigur că o abordare globală a problematicii existente în acest sens nu este posibilă, marea majoritate a programelor existente fiind specializate pe tipuri de motoare. Există totuși și programe extrem de evolute, cum este programul FIRE, bazate pe modele multidimensionale ce pot fi aplicate, cu adaptările de rigoare, pentru toate tipurile de m.a.i. Aceste programe constituie fie secrete de firmă, fie se comercializează la prețuri foarte ridicate ce depășesc 200.000 US\$.

În ceea ce ne privește ne-am propus să abordăm mai în profunzime un domeniu relativ mai restrâns dar pentru care există un interes real în momentul de față atât pe plan mondial cât și în România, și anume motoarele diesel cu cameră divizată.

Este cunoscut faptul că o mare parte din motoarele ce echipază în prezent autoturismele sunt de acest tip. Ele sunt preferate motoarelor cu aprindere prin scânteie (m.a.s.) datorită consumului mai mic de combustibil, în timp ce față de motoarele diesel cu injecție directă prezintă avantajul unei funcționări mai liniștite și a unor emisii poluante mai scăzute [25].

Cu toate acestea centrul de greutate al cercetărilor privind termogazodinamică motoarelor cu aprindere prin comprimare (m.a.c.) a fost situat în ultimii ani în domeniul motoarelor cu injecție directă datorită preponderenței rolului consumului specific de combustibil asupra celorlalți parametri tehnico-funcționali. Ca urmare se poate vorbi de o oarecare neglijare în ceea ce privește simularea numerică a ciclului real de funcționare al m.a.c. cu cameră divizată. Nu este mai puțin adevărat însă că, într-o oarecare măsură, evaluarea globală a funcționării unui astfel de motor împreună cu alte agregate, ca

de exemplu instalația de turbosupraalimentare sau sistemul de antrenare al unui autovehicul poate fi realizată cu rezultate acceptabile [18], [62] și în condițiile tratării acestor motoare similar cu cele cu injecție directă. Nu același lucru este valabil în ceea ce privește procesele termogazodinamice din cilindru, mecanismele de formare a noxelor poluante sau studiul solicitărilor termice ce apar în interiorul cilindrului, situații când este absolut necesară utilizarea unui model matematic specific care să țină cont de divizarea camerei de ardere.

Tinând cont de cele de mai sus, autorul a considerat că abordarea simulării pe calculator a ciclului real de funcționare al unui motor diesel de tipul cu cameră separată de vârtej constituie un element de noutate care poate oferi numeroase informații noi și poate confirma sau infirma o serie de teorii existente cu privire la procesele ce au loc în cilindrul unui astfel de motor. Modelul experimental avut la dispoziție a fost prevăzut cu o cameră de turbionare de formă cilindrică, similară în multe privințe camerei separate de vârtej, dar mult mai accesibilă din punctul de vedere al poziționării aparatului de măsură. Pentru încercările experimentale efectuate în cadrul Universității Tehnice din München am beneficiat de un stand dotat cu instalații și aparatură de ultimă oră pe plan mondial, iar prelucrarea datelor s-a efectuat într-o măsură însemnată pe rețeaua de calculatoare a aceleiași instituții.

Prezenta lucrare este structurată în nouă capitole, a căror organizare va fi punctată succint în continuare.

Astfel în capitolul 2 este abordată modelarea matematică de ansamblu a termogazodinamicii m.a.i. Se insistă asupra modelelor de evaluare a principalelor procese ce au loc în timpul funcționării m.a.i. în general, și anume: schimbul de încărcătură, arderea și schimbul de căldură suportat de fluidul motor. Pentru fiecare dintre acestea se prezintă metodele teoretice de abordare, iar în cazul schimbului de căldură se tratează și principalele metode experimentale de cercetare. În final se realizează o interpretare critică a rezultatelor de calcul obținute cu diferite modele și o comparație a acestora cu date experimentale.

Capitolul 3 cuprinde o scurtă trecere în revistă a stadiului actual al cercetărilor privind modelarea ciclului real de funcționare pentru motoarele diesel cu cameră divizată, după care

se prezintă un model de calcul general pentru aceste tipuri de motoare. În acest sens sunt abordate separat fazele de comprimare, ardere și destindere și procesul de schimb de încărcătură ce are loc între cele două camere.

În capitolul 4 se prezintă modelul matematic propus și utilizat de autor pentru evaluarea ciclului real de funcționare al unui motor diesel cu cameră separată de vârtej. În acest sens se propune utilizarea metodei caracteristicilor pentru evaluarea procesului de schimb de gaze ce are loc prin canalul de legătură dintre cele două camere, considerându-se că modelarea cât mai exactă a acestui proces este esențială în vederea obținerii unor rezultate de calcul cât mai apropiate de cele experimentale. După ce se insistă asupra metodelor utilizate pentru calculul condițiilor la limită se face în final o prezentare succintă a programului de calcul și a principalelor subrutine. De asemenea funcționarea programului în principiu este schematizată printr-o organigramă generală a sa.

Capitolul 5 se referă la instalațiile experimentale și metodele de cercetare utilizate cu scopul verificării modelelor matematice construite. Pe lângă prezentarea de ansamblu a standului de probe sunt înfățișate traductoarele utilizate pentru măsurarea presiunii și temperaturii în diferitele puncte ale camerei de ardere, ca și celelalte elemente ale lanțului de măsură. De asemenea se propune o metodă experimentală de determinare a coeficientului termic de penetrație pentru termocuplele miniaturizate de suprafață, mărime necesară apoi pentru calculul fluxurilor de căldură transmise la pereți.

Capitolul 6 cuprinde prezentarea și interpretarea critică a principalelor rezultate experimentale obținute. Se insistă pe studiul sistemului oscilant, din punct de vedere gazodinamic, constituit de ansamblul cameră principală - cameră de turbionare cilindrică abordându-se influențele exercitate de sarcină și turație asupra acestuia. De asemenea sunt prezentate rezultatele măsurărilor superficiale de temperatură efectuate în regim nestaționar pe capul pistonului, în canalul de legătură și în camera de turbionare. În final capitolul cuprinde un studiu privind erorile de măsurare ce apar ca urmare a dispersiei de la ciclu la ciclu.

În capitolul 7 se face o comparație între datele experimentale și rezultatele obținute prin simularea numerică a ciclului real al unui motor diesel cu cameră divizată

constatându-se o bună corespondență între acestea. În plus se analizează fenomenele gazodinamice ce au loc în interiorul cilindrului și procesul de schimb de căldură suportat de fluidul motor. În sfârșit, se abordează din punct de vedere experimental și teoretic influențele pe care le au depunerile de calamină de pe pereții camerei de ardere asupra schimbului de căldură și a evoluției presiunilor în cele două camere.

În capitolul 8 se propune o metodă de optimizare constructiv-funcțională a m.a.i. aplicabilă prin simularea numerică a ciclului real de funcționare încă din faza de proiectare. Modalitatea de aplicare a metodei este exemplificată prin optimizarea fazelor distribuției la motorul model.

În sfârșit, capitolul 9 cuprinde concluziile privind prezenta lucrare și contribuțiile personale ale autorului asupra cercetărilor teoretice și experimentale întreprinse cu ocazia elaborării tezei de doctorat.

2. Cercetări privind modelarea matematică de ansamblu a termogazodinamicii motoarelor cu ardere internă și interpretarea critică a rezultatelor obținute cu modele reprezentative

Precizia cu care se realizează modelarea matematică de ansamblu a termogazodinamicii motoarelor cu ardere internă depinde în mare măsură de modul de tratare analitică a fenomenelor nestaționare care au loc în conductele de schimb de gaze și a proceselor de ardere și de schimb de căldură suportat de fluidul motor. În cele ce urmează se vor trece în revistă principalele metode analitice sau experimentale prin care cele trei fenomene amintite pot fi abordate.

2.1 Procedee de evaluare a schimbului de încărcătură

2.1.1 Considerații generale

Schimbul de gaze este unul din procesele care condiționează în măsură însemnată performanțele motoarelor cu ardere internă deoarece cantitatea de încărcătură proaspătă introdusă în cilindrii motorului determină în mod nemijlocit performanțele de putere și consum de combustibil ale acestuia, iar condițiile în care se desfășoară evacuarea gazelor arse caracterizează proporția din energia termică pierdută prin eșapare și gradul de purificare al cilindrului în vederea unei umpleri ulterioare [44].

Ca urmare a proceselor propriu-zise de admisiune respectiv evacuare, în sistemele de distribuție ale motoarelor cu ardere internă iau naștere procese nestaționare care conduc la apariția unor fenomene de undă a căror intensitate depinde de complexitatea

traseelor de curgere. Starea momentană a gazului în conductele de admisiune respectiv evacuare depinde deci de starea gazului din cilindru, dar în același timp fenomenele de undă din conducte influențează în mod hotărâtor legile de evoluție ale mărimilor de stare din cilindru. Pentru a putea evalua prin calcul aceste procese complexe, este necesar ca ecuațiile diferențiale care descriu starea gazului în sistemul de distribuție să fie rezolvate, în timpul perioadei de deschidere a supapelor, simultan cu ecuațiile diferențiale referitoare la starea gazului din cilindru. Situația devine și mai complicată în cazul motoarelor care au mai mulți cilindri conectați la un singur colector.

Ca urmare se poate afirma că gradul de precizie al procesului de evaluare a ciclului real al unui motor depinde în mare măsură de metoda de calcul aplicată în cazul schimbului de gaze. Bineînțeles există posibilitatea alegerii unor metode mai simple sau mai complicate, lucru care conduce la apariția unor diferențieri în legătură cu timpii de calcul necesari dar și în ceea ce privește precizia rezultatelor. În continuare se va face o scurtă trecere în revistă a diferitelor metode cu avantajele și dezavantajele pe care le prezintă.

2.1.2. Metoda umplerii și golirii pentru evaluarea schimbului de încărcătură

Metoda umplerii și golirii reprezintă cea mai simplă metodă de descriere a variației mărimilor de stare ale gazelor din canalizația de admisiune și evacuare a motorului [75].

Dacă ne referim pentru început la cazul unui monocilindru aspirat, caz reprezentat în figura 2.1, conductele de admisiune respectiv de evacuare se înlocuiesc cu câte un rezervor al cărui volum este egal cu volumul canalizației reale a motorului. În plus în amonte "rezervorul de admisiune" este prevăzut un dispozitiv de strangulare care corespunde filtrului de aer. Acest rezervor se umple continuu cu aer având parametrii mediului ambiant p_0 , T_0 și se golește periodic prin intermediul supapei de admisiune a motorului.

De cealaltă parte, în sistemul de evacuare, rezervorul se umple periodic cu gazele arse evacuate din cilindru prin intermediul supapei de evacuare și se golește continuu printr-un dispozitiv de strangulare ce simulează amortizorul de zgomot.

Bineînțeles în rezervoare are loc o variație periodică în timp a stării gazelor respectiv a presiunii, temperaturii și masei

acestora, care poate fi determinată pe baza ecuațiilor de conservare a masei și energiei scrise pentru sistemul termodinamic reprezentat de rezervor.

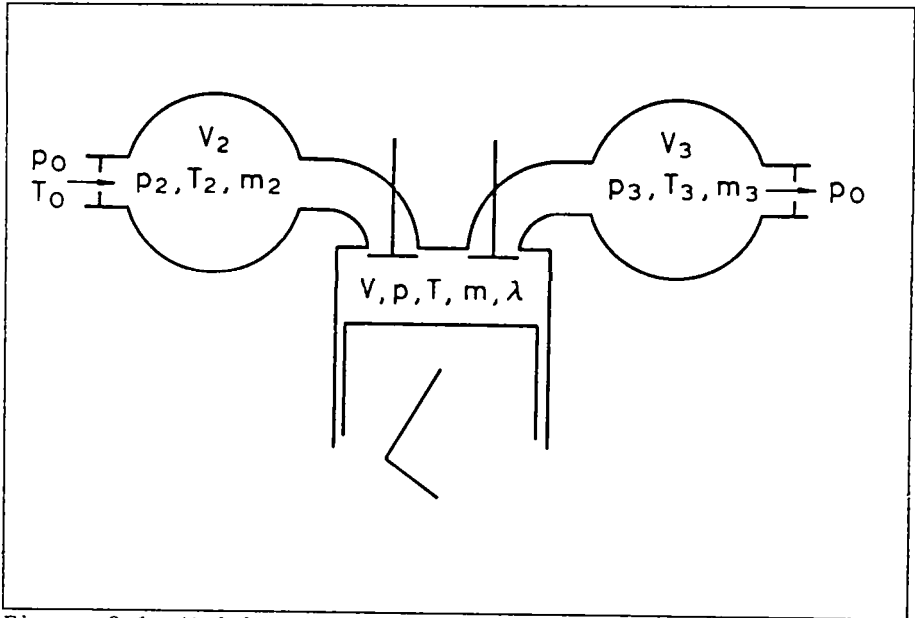


Figura 2.1: Modelarea conductelor de schimb de gaze ale unui monocilindru pentru aplicarea metodei umplerii și golirii

Trebuie subliniat deci faptul că această metodă se bazează de fapt pe un model global care nu ia în considerare decât o variație în raport cu timpul a mărimilor de stare, neglijând în schimb variația spațială a acestora.

Sistemul de conducte se definește de fapt doar prin două mărimi: volumul V și secțiunea efectivă de curgere μA .

Pentru scrierea ecuațiilor diferențiale ce permit calculul variației în timp a mărimilor de stare, se ia în considerare sistemul termodinamic reprezentat în figura 2.2, respectiv rezervorul care înlocuiește canalizația de evacuare a motorului.

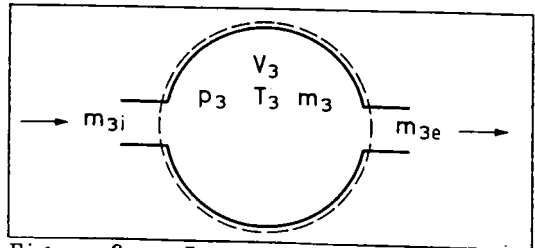


Figura 2.2: Rezervorul de evacuare

Cele două ecuații ale sistemului sunt:

- ecuația de conservare a masei:

$$\frac{dm_3}{d\alpha} = \frac{dm_{3f}}{d\alpha} + \frac{dm_{3e}}{d\alpha} \quad (2.1)$$

- ecuația de conservare a energiei în ipoteza inexistenței schimbului de căldură între rezervor și mediul ambiant (sistem adiabatic):

$$\frac{d(m_3 u_3)}{d\alpha} = \frac{dm_{3f}}{d\alpha} i + \frac{dm_{3e}}{d\alpha} i_3 \quad (2.2)$$

Ecuția (2.2) poate fi transformată funcție de legea de variație a temperaturii, luând forma:

$$\frac{dT_3}{d\alpha} = \frac{1}{m_3 c_{v3}} \left[\frac{dm_{3f}}{d\alpha} (i - u_3) + \frac{dm_{3e}}{d\alpha} RT_3 - \frac{\partial u_3}{\partial \lambda} \frac{d\lambda_3}{d\alpha} \right] \quad (2.3)$$

Intrucât compoziția gazelor din rezervor se modifică foarte puțin, doar în perioada suprapunerii deschiderilor celor două supape, ultimul termen al relației (2.3) poate fi neglijat.

Pe de altă parte, masa de gaze introdusă în sistem este egală cu masa de gaze evacuată din cilindru. Ținând însă cont și de schimbarea de semn ce intervine la trecerea dintr-un sistem în altul, avem:

$$\frac{dm_{3f}}{d\alpha} = - \frac{dm_E}{d\alpha} \quad (2.4)$$

În ceea ce privește masa de gaze evacuată din rezervor, aceasta poate fi calculată pe baza ecuației curgerii:

$$\frac{dm_{3e}}{d\alpha} = - \frac{\mu_3 A_3}{\omega} \sqrt{P_3 \rho_3} \sqrt{\frac{2\kappa_3}{\kappa_3 - 1} \left[\left(\frac{P_0}{P_3} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{P_c}{P_3} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]} \quad (2.5)$$

La ecuațiile enumerate se mai adaugă și ecuația de stare:

$$P_3 V_3 = m_3 RT_3 \quad (2.6)$$

Relații similare pot fi scrise și pentru sistemul de admisiune. Toate acestea se calculează apoi simultan, pas cu pas în timpul evaluării procesului de schimbare a gazelor, făcându-se în același timp corelația cu mărimile de stare din cilindru prin intermediul relațiilor:

$$\frac{dm_{A,E}}{d\alpha} = \frac{1}{\omega} \dot{m}_{A,E} \quad (2.7)$$

$$\dot{m}_A = \mu_A A_A \sqrt{P_2 P_2} \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} \left[\left(\frac{P}{P_2} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{P}{P_2} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]} \quad (2.8)$$

$$\dot{m}_E = -\mu_E A_E \sqrt{P P} \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} \left[\left(\frac{P_2}{P} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{P_2}{P} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]} \quad (2.9)$$

Motoarele policilindrice, ale căror sisteme de admisiune respectiv evacuare sunt conectate simultan la mai mulți cilindri, pot fi tratate în același mod. Rezervorul care simulează sistemul de evacuare (figura 2.3) va fi umplut succesiv de toți cilindrii cu care se află în legătură, conform ordinii de aprindere.

În locul ecuației (2.9) se va utiliza relația:

$$\frac{dm_{3,i}}{d\alpha} = -\sum_I \frac{dm_{E,i}}{d\alpha} \quad (2.10)$$

unde i este numărul cilindrilor ale căror evacuări se suprapun.

În cazul general trebuie calculate simultan transformările de stare ale

gazelor din toți cilindrii, ținând bineînțeles seama de decalajul existent între ei prin intermediul ordinii de aprindere. În plus calculul trebuie efectuat în mod repetat, pentru mai multe cicluri, până când se ajunge la o variație a presiunii din rezervor care nu mai diferă de la un ciclu la altul. Ca urmare, chiar și în cazul utilizării acestei metode simple timpul de calcul pentru un motor policilindric este apreciabil, dar oricum mult mai mic decât în cazul utilizării altor metode.

Totuși, în cazul motoarelor policilindrice a căror ordine de aprindere este simetrică, timpii de calcul pot fi reduși semnificativ dacă evaluarea ciclului real se face pentru un singur cilindru iar rezultatele obținute, de exemplu debitele masice, se

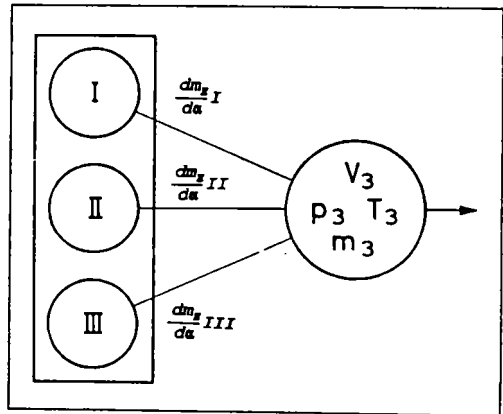


Figura 2.3: Cazul motoarelor policilindrice

translatează și se însumează pentru toți cilindrii ținând cont de decalajul dintre ei.

Pe baza rezultatelor experimentale prezentate în lucrarea [75], se poate concluziona că metoda oferă o precizie acceptabilă prin comparație cu alte metode în cazul motoarelor lente și semirapide dar conduce la apariția unor abateri pentru cazul motoarelor rapide, cu atât mai mari cu cât viteza medie a pistonului este mai ridicată.

Din aceeași categorie cu metoda umplerii și golirii face parte și metoda cvasistaționară a funcțiilor auxiliare care a fost dezvoltată și aplicată cu succes la începutul anilor '80 în cadrul Catedrei de Termotehnică și Mașini Termice a Universității Tehnice Timișoara [48]. Metoda pornește de la premiza că ecuațiile descriptive ale parametrilor de stare din cilindrul unui m.a.i., care vor fi prezentate într-un paragraf ulterior, sunt valabile numai la nivel diferențial. Ele formează un sistem de ecuații diferențiale care, după ce este adus la forma canonică, este integrat cu o metodă de gen Runge-Kutta, integrarea numerică făcându-se succesiv pe câte un pas de calcul. Fiecare parametru se poate admite că variază continuu pe pas conform unei ecuații diferențiale descriptive sau variază discret la sfârșitul pasului conform unei ecuații ordinare. De aici rezultă că ordinul de mărime al sistemului diferențial este în funcție de numărul de parametri care se admite că variază continuu pe pas, categorie în care se recomandă a fi introduși parametrii ce au o variație mare pe un pas de calcul cum sunt presiunea, temperatura și masa de gaz din cilindru. În acest mod numărul ecuațiilor sistemului se reduce semnificativ. În plus pentru o simplificare a formei ecuațiilor se definesc o serie de funcții auxiliare de masă, de căldură, de temperatură, ș.a.m.d. Metoda amintită se pretează motoarelor de turaj mijlocie-mică aspirate sau supraalimentate cu turbină de presiune constantă și are avantajul unei mari expeditivități în condiții acceptabile de precizie.

2.1.3 Descrierea matematică a proceselor dinamice ce au loc în conductele de admisiune și evacuare

În cazul motoarelor cu ardere internă funcționând la turații ridicate și cu viteze medii ale pistonului mari, ale căror sisteme de admisiune respectiv evacuare au o lungime relativ ridicată,

utilizarea metodelor prezentate anterior pentru descrierea fenomenelor din conducte nu mai este satisfăcătoare.

La modelarea matematică a acestor fenomene trebuie avută în vedere variația parametrilor de stare în raport cu timpul τ și spațiul x . Ipoteza unei curgeri unidimensionale prin conducte este de cele mai multe ori acceptabilă, o tratare bi sau tridimensională a problemei conducând la complicații extrem de mari ale calculului.

Starea unui mediu gazos în curgere poate fi caracterizată prin următoarele mărimi: viteza w , densitatea ρ , volumul masic v , temperatura T , energia internă masică u , entalpia masică i , presiunea p , viteza sunetului a , entropia masică s .

Pentru un gaz ideal aflat într-un sistem închis se pot scrie următoarele relații simple de legătură între mărimile de stare enumerate:

$$pv = RT \quad (2.11)$$

$$v = \frac{1}{\rho} \quad (2.12)$$

$$dw = c_p dT \quad (2.13)$$

$$di = c_p dT = dw + d(pv) \quad (2.14)$$

$$a = \sqrt{\kappa RT} \quad (2.15)$$

$$ds = \frac{dq}{T} = \frac{dw}{T} + \frac{p}{T} dv \quad (2.16)$$

Tinând seama de cele șase ecuații, înseamnă că mai sunt necesare încă trei pentru definirea tuturor celor nouă mărimi de stare și implicit a stării gazului.

Fie un element de conductă de secțiune constantă A și lungime dx , de tipul celui reprezentat în figura 2.4.

Starea gazului în conductă este Z , unde Z este un simbol care se referă la toate cele nouă mărimi enumerate, depinde de spațiul x și timpul τ :

$$Z = Z(x, \tau) \quad (2.17)$$

În figura amintită sunt definite stările gazului în două poziții diferite la același moment de timp τ :

- pentru poziția x (suprafața I) starea gazului este caracterizată de mărimile de stare Z ;

- pentru poziția $x+dx$ (suprafața II) starea gazului este caracterizată de mărimile de stare $Z+(\partial Z/\partial x)dx$

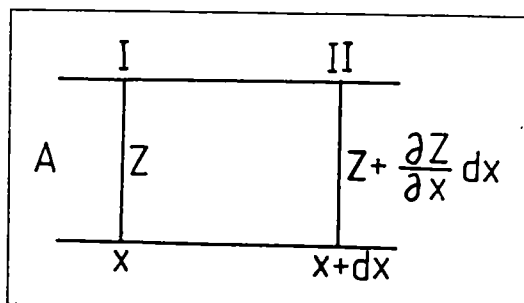


Figura 2.4: Element de conductă

Cele trei ecuații suplimentare necesare pot fi obținute dacă pentru sistemul considerat se scriu ecuațiile de conservare a masei (ecuația de continuitate), impulsului și energiei.

Stabilirea acestor ecuații se face în felul următor:

Legea conservării masei precizează că, dacă la un moment de referință τ , debitele masice de gaz prin cele două suprafețe I și II sunt diferite, aceasta presupune existența unei variații în timp a masei elementului considerat:

$$A dx \frac{\partial \rho}{\partial \tau} = A \rho w - A \left(\rho + \frac{\partial \rho}{\partial x} dx \right) \left(w + \frac{\partial w}{\partial x} dx \right) \quad (2.18)$$

Prin neglijarea diferențialelor de ordin superior și împărțire cu dx se obține ecuația de continuitate:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \rho \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial \rho}{\partial x} = 0 \quad (2.19)$$

Legea conservării impulsului face legătura între rezultanta forțelor ce acționează asupra unui element și variația de impuls ce rezultă. În cazul de față asupra elementului din figura 2.4 acționează forța determinată de diferența de presiune pe cele două suprafețe I și II, F_p :

$$F_p = A \left(p - p - \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) = -A dx \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.20)$$

La aplicarea legii de conservare a impulsului trebuie ținut cont de faptul că avem de-a face cu un sistem deschis. Trebuie deci avute în vedere, pe lângă variația impulsului pe element, și schimbul de impuls cu elementele învecinate, prin suprafețele I și II.

Dacă rezultanta forțelor pe element ar fi nulă, atunci variația impulsului ar fi nulă și ecuația de conservare a impulsului s-ar obține din ecuația de conservare a masei (2.18) prin înlocuirea densității ρ cu mărimea (ρw) . Dacă însă se ține cont de forțele ce acționează pe element, se obține:

$$A dx \frac{\partial(\rho w)}{\partial \tau} - A \rho w^2 + A \left(\rho w + \frac{\partial(\rho w)}{\partial x} dx \right) \left(w + \frac{\partial w}{\partial x} dx \right) = F_p + F_f \quad (2.21)$$

Prin prelucrarea acestei ecuații și eliminarea diferențialelor de ordin superior avem:

$$\frac{w}{A} \frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \rho \frac{\partial w}{\partial \tau} + \rho w \frac{\partial w}{\partial x} + w^2 \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho w \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{F_f}{A dx} = 0 \quad (2.22)$$

Tinând însă cont de ecuația de continuitate (2.19), respectiv de faptul că suma termenilor subliniați din ecuația (2.22) este zero, această ecuație devine:

$$\rho \frac{\partial w}{\partial \tau} + \rho w \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{F_f}{A dx} = 0 \quad (2.23)$$

Legea conservării energiei precizează că o variație în timp a energiei sistemului (în cazul de față suma dintre energia internă masică și energia cinetică) se datorează schimbului de energie realizat cu sistemele învecinate prin granițele sistemului termodinamic dat. Prin pereții conductei se poate realiza doar schimb de căldură cu exteriorul ($\partial Q / \partial \tau$). Schimburile de energie prin suprafețele I și II sunt respectiv:

$$\begin{aligned} I: & A \rho w \left(i + \frac{w^2}{2} \right) \\ II: & A \left(\rho w + \frac{\partial(\rho w)}{\partial x} dx \right) \left[i + \frac{w}{2} + \frac{\partial}{\partial x} \left(i + \frac{w^2}{2} \right) dx \right] \end{aligned} \quad (2.24)$$

cea ce conduce la următoarea formă pentru legea conservării energiei:

$$\begin{aligned} A dx \frac{\partial}{\partial \tau} \left[\rho \left(i + \frac{w^2}{2} \right) \right] &= \frac{dQ}{d\tau} + A \rho w \left(i + \frac{w^2}{2} \right) - \\ - A \left[\rho w + \frac{\partial(\rho w)}{\partial x} dx \right] &\left[i + \frac{w^2}{2} + \frac{\partial}{\partial x} \left(i + \frac{w^2}{2} \right) dx \right] \end{aligned} \quad (2.25)$$

Tinând cont de faptul că $i = u + p / \rho$ rezultă:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial \tau} \left(u + \frac{w^2}{2} \right) + \rho \frac{\partial}{\partial \tau} \left(u + \frac{w^2}{2} \right) + w \frac{\partial \rho}{\partial x} \left(u + \frac{w^2}{2} \right) + \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{w \rho}{\rho} + \rho \frac{\partial w}{\partial x} \left(u + \frac{w^2}{2} \right) + \\ + \rho \frac{\partial w}{\partial x} + \rho w \frac{\partial}{\partial x} \left(u + \frac{w^2}{2} \right) + w \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{w \rho}{\rho} - \frac{\partial Q}{\partial \tau} \frac{1}{A dx} = 0 \end{aligned} \quad (2.26)$$

Din nou suma termenilor subliniați este zero, conform ecuației de continuitate (2.19), ca urmare ecuația (2.26) devine:

$$\rho \frac{\partial u}{\partial \tau} + \rho w \frac{\partial w}{\partial \tau} + \rho \frac{\partial w}{\partial x} + \rho w \frac{\partial u}{\partial x} + \rho w^2 \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{\partial Q}{\partial \tau} \frac{1}{A dx} = 0 \quad (2.27)$$

Termenii subliniați pot fi scriși de data aceasta din ecuația de impuls (2.23) în funcție de forța de frecare, ceea ce conduce la:

$$\rho \frac{\partial u}{\partial \tau} + \rho w \frac{\partial u}{\partial \tau} + \rho \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{F_f w}{A dx} - \frac{\partial Q}{\partial \tau} \frac{1}{A dx} = 0 \quad (2.28)$$

Inlocuind $(\partial w / \partial x)$ din ecuația de continuitate (2.19) în relația (2.28), avem:

$$\rho \frac{\partial u}{\partial \tau} + \rho w \frac{\partial u}{\partial \tau} - \frac{\rho}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + w \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) + \frac{F_f w}{A dx} - \frac{\partial Q}{\partial \tau} \frac{1}{A dx} = 0 \quad (2.29)$$

Aplicând cele două principii ale termodinamicii pentru cazul unui sistem închis, rezultă:

$$T \frac{ds}{d\tau} = \frac{du}{d\tau} + p \frac{dv}{d\tau} = \frac{du}{d\tau} - \frac{p}{\rho^2} \frac{d\rho}{d\tau} \quad (2.30)$$

După Euler [75], în cazul proceselor de curgere, spațiul poate fi descris în funcție de timp, legătura dintre ele făcându-se prin intermediul vitezei. Ca urmare se poate utiliza transformarea:

$$\frac{dZ}{d\tau} = \frac{\partial Z}{\partial \tau} + \frac{\partial Z}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial \tau} = \frac{\partial Z}{\partial \tau} + w \frac{\partial Z}{\partial x} \quad (2.31)$$

care aplicată ecuației (2.30) conduce la:

$$T \frac{\partial s}{\partial \tau} + T w \frac{\partial s}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial \tau} + w \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{p}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + w \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) \quad (2.32)$$

Introducând acum relația (2.32) în (2.29) și împărțind cu ρ , se obține forma finală a ecuației de conservare a energiei:

$$T \frac{\partial s}{\partial \tau} + T w \frac{\partial s}{\partial x} = - \frac{F_f w}{\rho A dx} + \frac{\partial Q}{\partial \tau} \frac{1}{\rho A dx} \quad (2.33)$$

ceea ce pune în evidență faptul că variația entropiei se datorește

frecării și schimbului de căldură prin pereți.

Cele trei ecuații diferențiale (2.19), (2.23) și (2.33) descriu variația stării gazului în funcție de coordonatele de spațiu și timp pentru cazul curgerii unidimensionale, nestaționare printr-o conductă de secțiune constantă. Toate celelalte mărimi de stare pot fi obținute pe baza relațiilor (2.11) - (2.16).

Sistemul de ecuații diferențiale nu are soluții generale putând fi rezolvat numai pe cale numerică. Înainte de a trece însă în revistă metodele numerice de rezolvare ale sistemului, se vor lua în considerare o serie de ipoteze simplificatoare care să permită rezolvarea sistemului pe cale analitică.

2.1.4 Metode liniare de calcul a fenomenelor de undă cu implicații asupra schimbului de încălzire

Metodele liniare de calcul sunt de fapt niște metode intermediare între metodele cvasistaționare, categorie din care fac parte și metodele prezentate în paragraful 2.1.2, și cele neliniare de calcul reprezentate în primul rând prin metoda caracteristicilor și, mai ales în ultima perioadă, cea a elementului finit. Tuturor metodelor din această categorie le este comun faptul că acceptă o serie de ipoteze simplificatoare care permit liniarizarea ecuațiilor ce descriu fenomenele din conducte și apoi rezolvarea lor. În cele ce urmează se va expune metoda teoriei acustice, cea mai utilizată de altfel din această categorie, iar apoi se vor prezenta în mod sintetic și alte câteva metode liniare care au drept element comun ipoteza existenței în conducte doar a undelor de mică amplitudine.

2.1.4.1 Teoria acustică

Dacă se acceptă ipoteza unei curgeri izentropice, fără frecare, atunci se elimină ecuația (2.33) iar descrierea stării gazului în coordonate spațiu - timp se face pe baza ecuațiilor (2.19) și (2.23). La acestea se adaugă ecuațiile ce descriu variațiile vitezei, presiunii și densității gazului.

Ecuația transformării izentropice este:

$$pv^{\kappa} = p \left(\frac{1}{\rho} \right)^{\kappa} = \text{const.} \quad (2.34)$$

sau:

$$\rho = C p^{\frac{1}{\kappa}} \quad (2.35)$$

De aici se obține:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau, x} = C \frac{1}{\kappa} p^{\frac{1}{\kappa}-1} \frac{\partial p}{\partial \tau, x} \quad (2.36)$$

Inlocuind în ecuația de continuitate (2.19) densitatea și derivatele ei parțiale cu ajutorul relațiilor (2.35) și (2.36), se obține:

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} + \kappa p \frac{\partial w}{\partial \tau} + w \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (2.37)$$

sau cu ecuațiile (2.11), (2.15):

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} + w \frac{\partial p}{\partial x} + a^2 \rho \frac{\partial w}{\partial x} = 0 \quad (2.38)$$

unde a este viteza sunetului.

Ecuația impulsului (2.23) pentru cazul curgerii fără frecare devine:

$$\frac{\partial p}{\partial x} + \rho \frac{w}{\partial \tau} + \rho w \frac{\partial w}{\partial x} = 0 \quad (2.39)$$

Ecuațiile (2.38), (2.39) caracterizează starea gazului în cazul curgerii unidimensionale, izentropice, fără frecare printr-o conductă de secțiune constantă. Pentru a se putea rezolva pe cale analitică sistemul format de aceste două ecuații este însă necesară o ipoteză simplificatoare suplimentară, și anume aceea a existenței doar a unor unde de mică amplitudine în conductă. În această situație viteza gazului w este foarte mică față de viteza de propagare a undelor în mediul gazos, respectiv viteza sunetului a . Ca urmare în ecuațiile (2.38) și (2.39) termenii ce conțin viteza gazului w pot fi neglijați prin comparație cu ceilalți termeni și, în plus, densitatea gazului și viteza sunetului pot fi considerate constante. În aceste condiții se obține sistemul:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial \tau} + a_0^2 \rho_0 \frac{\partial w}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial p}{\partial x} + \rho_0 \frac{\partial w}{\partial \tau} &= 0 \end{aligned} \quad (2.40)$$

Pentru acest sistem pot fi aplicate de exemplu soluțiile propuse de d'Alembert:

$$\begin{aligned}
 p &= p_0 + \phi_1\left(\tau - \frac{x}{a_0}\right) - \phi_2\left(\tau + \frac{x}{a_0}\right) \\
 w &= w_0 + \frac{1}{\rho_0 a_0} \left[\phi_1\left(\tau - \frac{x}{a_0}\right) + \phi_2\left(\tau + \frac{x}{a_0}\right) \right]
 \end{aligned}
 \tag{2.41}$$

Aceste soluții pun în evidență faptul că în cazul curgerii nestaționare presiunea și viteza în orice punct x , la orice moment τ se compun dintr-o constantă (p_0 respectiv w_0) și două funcții dependente de spațiu și timp, fără a face însă precizări privind forma acestor funcții ϕ_1 și ϕ_2 de argumente cunoscute. Semnificația fizică a acestor

aspecte este

pusă în evidență

în figura 2.5.

Urmărind

presiunea p în

poziția x la

momentul τ se

observă că ea

rezultă ca sumă

a trei termeni:

p_0 ; $\phi_1(\tau - x/a_0)$;

$\phi_2(\tau + x/a_0)$.

Urmărind aceeași

mărime în

poziția $x+dx$ și

la momentul $\tau+d\tau$

se poate afirma

că cele două

presiuni pot fi

egale independent

de expresia funcțiilor ϕ_1 , ϕ_2 numai dacă

argumentele acestor funcții sunt egale. Aplicând acest lucru

funcției ϕ_1 avem:

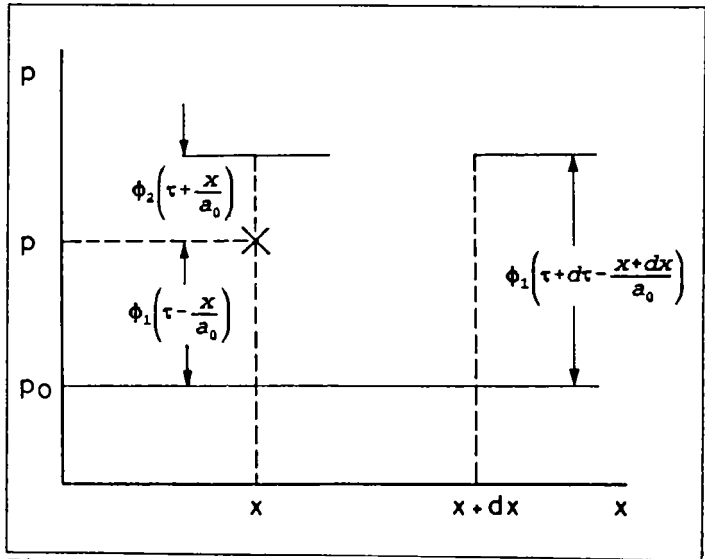


Figura 2.5: Reprezentare grafică a soluției d'Alembert pentru presiunea din conductă

$$\tau - \frac{x}{a_0} = \tau + d\tau - \frac{x+dx}{a_0}
 \tag{2.42}$$

adică:

$$\frac{dx}{d\tau} = a_0
 \tag{2.43}$$

Aceasta înseamnă că funcția ϕ_1 care corespunde la momentul τ

poziției x , va corespunde la momentul $t+dt = t+dx/a_0$ poziției $x+dx$, sau cu alte cuvinte în conductă există o undă de presiune care se deplasează spre dreapta (undă incidentă) fără a-și modifica amplitudinea.

Aceleași considerații sunt valabile și pentru funcția ϕ_i care corespunde unei a doua unde care se deplasează în sens contrar, spre stânga (undă reflectată), cu viteza sunetului fără a-și modifica amplitudinea. Extinzând raționamentul prezentat și asupra vitezei de curgere a gazului w , se poate trage concluzia că presiunea și viteza în orice punct din conductă se pot considera ca fiind compuse din trei termeni: din valorile constante p_0 respectiv w_0 , din undele incidente p_i respectiv w_i și din cele reflectate p_r respectiv w_r :

$$\begin{aligned} p &= p_0 + p_i + p_r \\ w &= w_0 + w_i + w_r \end{aligned} \quad (2.44)$$

Comparând aceste relații cu ecuațiile (2.41), se obține legătura dintre undele de presiune și cele de viteză care se deplasează în același sens:

$$\begin{aligned} p_i &= a_0 \rho_0 w_i \\ p_r &= -a_0 \rho_0 w_r \end{aligned} \quad (2.45)$$

Intrucât în acustică avem de-a face cu propagarea undelor de sunet, care sunt unde de mică amplitudine, cărora li se pot aplica aceleași ipoteze ca și în cazul de față, această metodă de tratare a fenomenului de undă din conducte poartă numele de teoria acustică.

Cu toate că în conductele motoarelor cu ardere internă ipoteza undelor de mică amplitudine nu este valabilă decât în cazuri particulare, utilizarea acestei metode prezintă avantajul unui aparat matematic mai puțin complex care permite evaluarea cu o precizie destul de bună a fenomenelor dinamice din conductele m.a.i.

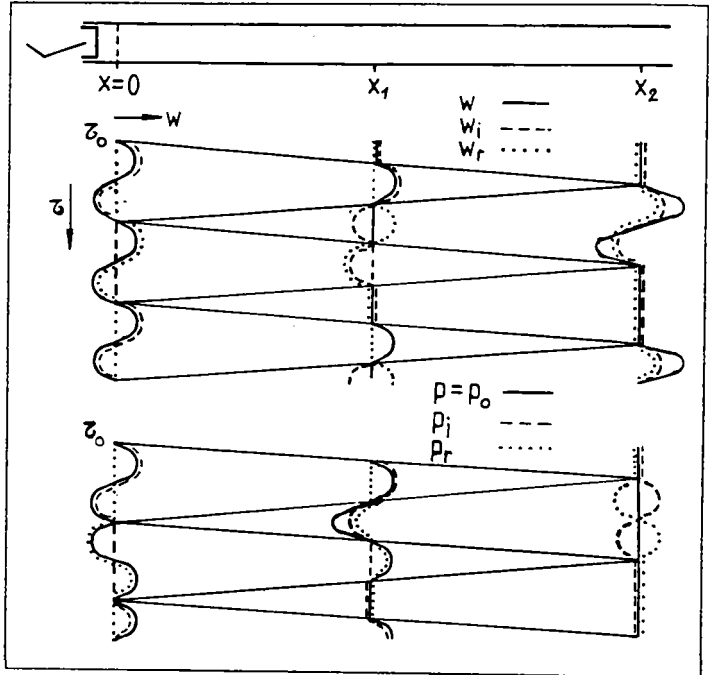
În cele ce urmează se vor analiza două situații simple de aplicare a teoriei acustice.

Astfel, fie o conductă de secțiune cilindrică de tipul celei reprezentate în figura 2.6, în care la un capăt se deplasează un piston în mișcare rectilinie alternativă după o lege de mișcare sinusoidală, celălalt capăt fiind liber. La momentul $t=0$ pistonul se găsește încă în repaus, din acest moment el fiind pus în mișcare

după o lege
descrișă de
ecuația:

$$w_p = r \sin \omega t$$

Se pune problema
stabilirii
modului în care
variază în timp
starea gazului,
respectiv viteza
 w și presiunea
 p , în trei
puncte situate
de-a lungul
conduței: $x=0$,
 $x=x_1$ și $x=x_2$.



Înainte de
începerea
mișcării
pistonului, mediul gazos din conductă se găsește în repaus, fiind
valabile deci condițiile inițiale:

$$t=0: \quad c_0=0; \quad c_i=0; \quad c_r=0; \quad c=0 \\ p=p_0; \quad p_i=0; \quad p_r=0; \quad \phi_1=0; \quad \phi_2=0 \quad (2.46)$$

După începerea mișcării pistonului la capătul din dreapta al
conduței, respectiv pentru $x=0$, gazul este supus unei comprimări
și destinderi periodice sintetizată prin condiția limită:

$$x=0: \quad w=w_p=r \sin \omega t = w_0 + w_i + w_r \quad (2.47)$$

În schimb la capătul liber al conduței nu apare nici o
variație a stării gazului întrucât în această zonă presiunea din
conduță va fi egală cu presiunea mediului ambiant p_0 . Condiția la
limită va fi:

$$x=x_2: \quad p=p_0; \quad p_r=-p_i; \quad w_r=w_i \quad (2.48)$$

Pe baza condițiilor la limită (2.47) și a ecuațiilor (2.41) și
(2.44) se pot determina funcțiile necunoscute ϕ_1 și ϕ_2 astfel:

$$\begin{aligned}
 w_i &= r \sin \omega t - w_r \\
 \phi_1(\tau)_{x=0} &= a_0 \rho_0 r \sin \omega \tau - \phi_2(\tau)_{x=0} \\
 \phi_1\left(\tau - \frac{x}{a_0}\right) &= a_0 \rho_0 r \sin \omega \left(\tau - \frac{x}{a_0}\right) - \phi_2(\tau)_{x=0}
 \end{aligned}
 \tag{2.49}$$

Dacă se ține cont și de condițiile la limită pentru capătul liber (2.48), rezultă:

$$\phi_2\left(\tau + \frac{x_2}{a_0}\right) = \phi_1\left(\tau - \frac{x_2}{a_0}\right)
 \tag{2.50}$$

respectiv:

$$\phi_2\left(\tau + \frac{x}{a_0}\right) = a_0 \rho_0 r \sin \omega \left(\tau + \frac{x}{a_0} - 2 \frac{x_2}{a_0}\right)
 \tag{2.51}$$

unde $2(x_2/a_0)$ reprezintă timpul necesar unei unde pentru a parcurge spațiul între $x=0$ și $x=x_2$, a fi reflectată la capătul liber și a reveni în punctul inițial. Ținând cont de acest lucru și de condițiile inițiale (2.46), se obține:

$$\tau < \frac{x}{a_0} \Rightarrow \phi_1\left(\tau - \frac{x}{a_0}\right) = 0; \quad \tau < 2 \frac{x_2}{a_0} - \frac{x}{a_0} \Rightarrow \phi_2\left(\tau + \frac{x}{a_0}\right) = 0
 \tag{2.52}$$

S-au calculat astfel, cu ajutorul condițiilor inițiale și la limită funcțiile necunoscute ϕ_1 și ϕ_2 pe baza cărora se poate determina starea gazului în orice punct din conductă x la momentul de timp τ . În figura 2.6, în partea de sus este prezentată evoluția undelor de viteză incidente și relectate w_i respectiv w_r , ca și legea de variație a vitezei totale w în punctele $x=0$, $x=x_1$ și $x=x_2$ funcție de timpul τ . Similar în partea de jos a figurii sunt prezentate undele de presiune incidente p_i respectiv reflectate p_r , ca și legea de variație a presiunii p în aceleași puncte.

În continuare se va analiza succint cazul unei conducte similare al cărei capăt din dreapta este însă închis, caz reprezentat în figura 2.7. Bineînțeles condițiile inițiale (2.46) și condițiile la limită scrise pentru capătul din stânga (2.47) rămân aceleași. În schimb la capătul din dreapta, unde viteza w este nulă, condițiile la limită vor fi:

$$w_i = -w_r; \quad P_i = P_r; \quad \phi_2\left(\tau + \frac{x}{a_0}\right) = -\phi_1\left(\tau - \frac{x}{a_0}\right)
 \tag{2.53}$$

S i t u a ț i a prezentată în figura 2.7 corespunde chiar regimului de rezonanță, caz particular ce se datorează corelațiilor existente între frecvența de mișcare a pistonului și lungimea a conductei. Calculul fenomenelor dinamice într-o astfel de situație particulară este

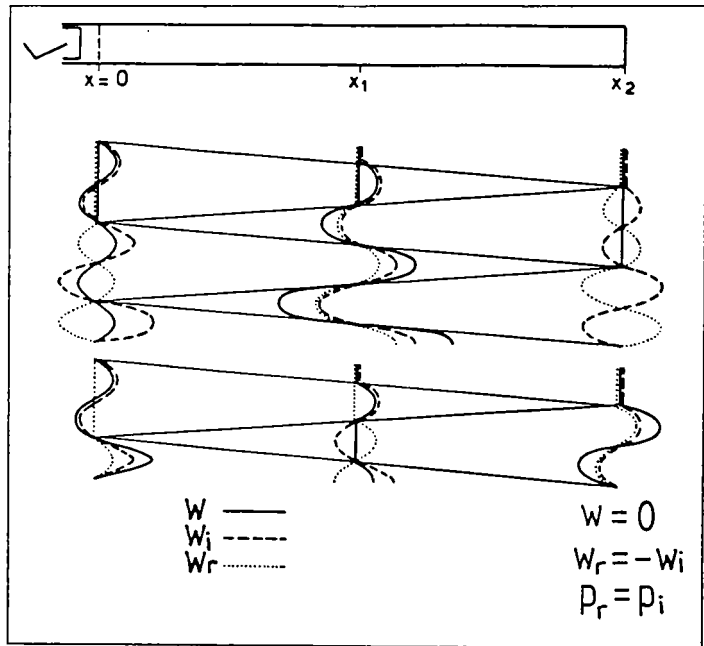


Figura 2.7: Aplicarea teoriei acustice în cazul unei conducte închise la un capăt

mai dificil datorită creșterii rapide a amplitudinilor undelor ceea ce conduce la apariția unor erori de calcul datorate depășirii domeniilor de variație normale.

Prin tratarea celor două exemple simple s-au pus în evidență etapele ce trebuie parcurse în cazul aplicării teoriei acustice la calculul fenomenelor de curgere în regim nestaționar. Astfel, într-o primă etapă trebuie calculate, pornind de la condițiile inițiale, fenomenele de undă ce au loc în conductă, ceea ce permite calculul stării gazului în funcție de timpul τ și spațiul x pe baza relațiilor (2.41)-(2.44). Urmează apoi stabilirea funcțiilor ϕ_1 și ϕ_2 din condițiile la limită scrise pentru capetele conductei.

2.1.4.2 Alte metode liniare de calcul

Metoda acțiunii masice, ale cărei baze au fost puse de Huber și Eichelberg, are în vedere un procedeu de calcul prin care se poate lua în considerare efectul inerției masei unei coloane de gaz accelerată sau decelerată în procesul de curgere, fără a urmări propagarea undelor de presiune și reflecția acestora. În principiu

procedeul constă în determinarea vitezei curentului luând în considerare inerția masei de gaz în mișcare, viteză a cărei valoare odată cunoscută într-una din secțiunile traseului luat în studiu permite evaluarea cantității de încărcătură schimbată.

Deoarece la procesele însoțite de oscilații de presiune de mică amplitudine diferențele de presiune sunt mici, în calcul se vor întrebuița valori medii pentru densitate. Curgerea se consideră unidimensională, neglijându-se frecarea și schimbul de căldură cu exteriorul.

Relația de bază este ecuația de curgere pentru fluide incompresibile (ecuația lui Bernoulli) cu soluția pentru curgerea nestaționară printr-o conductă de secțiune constantă ca poziție și în timp. Utilizarea acestei relații este motivată prin faptul că la calculul schimbului de încărcătură se operează cu intervale de timp suficient de mici când diferențele de presiune și densitatea medie sunt mărimi constante. Dacă se impune luarea în considerare și a frecării, aceasta poate fi asimilată cu o micșorare a secțiunii de curgere în cazul menținerii constante a vitezei.

Avantajul metodei constă în faptul că pe baza ei se pot construi nomograme [44] care permit deteminarea rapidă, exclusiv grafică, a vitezei la sfârșitul unui interval de timp pe baza valorii vitezei la începutul acestui interval. Procedeul dă rezultate foarte bune în cazul admisiei la motoarele de turaj mică și medie, în special la cele la care este îndeplinită condiția ca durata de deschidere a supapei τ_d să fie suficient de mare în comparație cu timpul τ_L în care perturbația de presiune parcurge conducta, în limita $(\tau_d/\tau_L) < (1/6)$. În schimb în procesul de evacuare acordarea condițiilor reale cu tratarea matematică a fenomenelor după această metodă este dificilă datorită influenței puternice a căldurii evacuate, a variațiilor mari de temperatură și a oscilațiilor de presiune mai severe ca intensitate.

Metoda impedanței. Pentru cercetarea din punct de vedere al frecvențelor proprii și al amplitudinilor de rezonanță a undelor din sistemul de conducte propriu traseului de admisiune, Morse și Frederiksen propun utilizare noțiunii de impedanță operându-se cu parametrii masa curentului m și presiunea p [47]. Impedanța complexă se definește prin:

$$Z = \frac{\Delta p}{\Delta m}$$

fiind de remarcat faptul că în cazul oscilațiilor neamortizate este posibil ca amplitudinea Δm să devină infinit mică, pe când Δp rămâne finit.

Prin reprezentarea oscilațiilor sub forma unor stele de vectori, atât pentru motoarele cu admisiune normală cât și pentru cele supraalimentate, se poate studia comportarea țevăriei de admisiune și în cazul motoarelor policilindrice, pentru o ordine de aprindere și o viteză de rotație a arborelui cotit impuse, făcându-se aprecieri în legătură cu măsurile constructive și funcționale ce trebuie luate, în vederea unei umpleri optime, pentru evitarea rezonanței.

Metoda funcțiilor hiperbolice, elaborată de Chen [13], se constituie ca o metodă grafică ce permite calculul frecvențelor proprii și a oscilațiilor induse provocate de excitațiile simultane ale unor mașini policilindrice cu piston, cum ar fi compresoarele de exemplu, luându-se în considerare viteza de curgere, efectul de amortizare și influențele temperaturii.

Metoda funcțiilor periodice, propusă de Negrea [44], permite evaluarea fenomenelor dinamice de pe traseul de admisiune al motoarelor cu ardere internă, ecuațiile de undă fiind liniarizate, în jurul valorilor curentului cvasistaționar variabil în timp și spațiu și nu constant cum au considerat alți autori, cu ajutorul funcțiilor trigonometrice. Efectul frecării este avut în vedere considerând că energia disipată prin frecare și transformată în căldură se cumulează la căldura schimbată cu mediul de unitatea de masă de fluid aflat în curgere prin conducte. Deși se acceptă și de această dată o serie de ipoteze simplificatoare, acestea își reduc influența datorită formulării termodinamice a condițiilor la limită, metoda aparținând de fapt domeniului cuprins între metodele liniare și cele neliniare de calcul. Ea conduce la obținerea unor rezultate foarte bune atunci când nu trebuie avută în vedere în mod expres influența inerției coloanei de fluid, respectiv în cazul motoarelor funcționând la turații mai mici de 4000 rot/min. Este de remarcat de asemenea aplicabilitatea metodei în apropierea rezonanței, cu ajutorul ei putându-se evidenția fenomenul de umplere acustică. Inadvertențele care apar în cazul undelor de mare

amplitudine și în cazul motoarelor policilindrice se datorează în primul rând liniarizării condițiilor la limită.

2.1.5 Evaluarea fenomenelor nestaționare din tubulatura de schimb de gaze cu metode neliniare de calcul

Calculul stării gazului în conducte drepte se face relativ ușor cu ajutorul soluțiilor complete (2.41) ale sistemului de ecuații cu derivate parțiale (2.40), nefiind necesară decât scrierea corectă din punct de vedere matematic a condițiilor la limită la cele două capete ale conductei. Problema se complică însă în cazul unor sisteme complexe de conducte, prevăzute cu numeroase secțiuni de discontinuitate, așa cum este cazul conductelor de admisiune și evacuare ale motoarelor cu ardere internă. În plus în cazul motoarelor policilindrice, în aceste sisteme apar zone de bifurcare sau unificare a conductelor, caz în care ipoteza curgerii unidimensionale nu mai este aplicabilă. În aceste situații este necesar să se apeleze la o metodă numerică de calcul, cele mai semnificative fiind prezentate în continuare.

2.1.5.1 Metoda caracteristicilor

Metoda cea mai utilizată pentru integrarea sistemului format din ecuațiile diferențiale de conservare și bilanț tratate în paragraful 2.1.3, este metoda caracteristicilor. Această opțiune se datorează faptului că ecuațiile cu derivate parțiale amintite sunt de tip hiperbolic, de ordinul întâi, iar această metodă este specifică acestui tip de ecuații.

Raționamentul de bază al acestui procedeu constă în faptul că printr-o alegere adecvată a unui sistem de coordonate, sistemul original de ecuații hiperbolice de ordinul întâi poate fi înlocuit printr-un sistem exprimat în coordonate caracteristice, care este un sistem natural în sensul că, în funcție de aceste coordonate operația de diferențiere este mult simplificată. Metoda caracteristicilor aparține prin modul de rezolvare numerică efectivă metodelor cu diferențe finite.

Conform teoriei ecuațiilor cu derivate parțiale, cvaracteristicile reprezintă acea categorie de curbe trasate într-o diagramă $r-x$, de-a lungul cărora ecuațiile diferențiale pot fi ușor integrate. Ca urmare rezolvarea ecuațiilor diferențiale se va face numai de-a lungul acestor curbe caracteristice. Avantajul principal

constă în faptul că nu se mai pune problema găsirii unor soluții în funcție de cele două variabile independente, adică timpul τ și spațiul x , ci funcție doar de o nouă și unică variabilă independentă care descrie curba caracteristică în planul τ - x și face în același timp legătura între variabilele τ și x . Bineînțeles în acest caz soluția nu va mai avea valabilitate în întregul plan τ - x ci doar de-a lungul caracteristicilor.

În diagrama τ - x , numită și diagramă de poziție, perturbațiile se transmit atât spre stânga cât și spre dreapta cu viteza sunetului, iar traiectoriile acestor perturbații se numesc linii Mach. Ca urmare se poate scrie:

$$\frac{dx}{d\tau} = \pm a_0 \quad (2.55)$$

unde a_0 este viteza sunetului în mediul gazos neperturbat, ceea ce prin integrare conduce la:

$$\tau - \frac{x}{a_0} = \text{const.} = \alpha \quad (2.56)$$

respectiv:

$$\tau + \frac{x}{a_0} = \text{const.} = \beta \quad (2.57)$$

Ecuția (2.56) reprezintă linia Mach a perturbațiilor ce se deplasează spre dreapta, în timp ce ecuația (2.57) definește linia Mach a undelor cu deplasare spre stânga. Ca urmare în diagrama de poziție se vor defini familii de curbe, care în anumite condiții pot fi considerate ca drepte paralele între ele, ce au ca parametri pe α respectiv β și care reprezintă caracteristicile ecuațiilor diferențiale (2.40).

Pe de altă parte, ținând cont de relația de legătură dintre presiunea p și viteza sunetului a în mediul gazos, respectiv:

$$\frac{1}{\alpha p} \frac{\partial p}{\partial x, \tau} = \frac{2}{\kappa - 1} \frac{\partial a}{\partial x, \tau} \quad (2.58)$$

ecuațiile (2.40) devin:

$$\begin{aligned} \frac{2}{\kappa - 1} \frac{\partial a}{\partial \tau} + a_0 \frac{\partial w}{\partial x} &= 0 \\ \frac{2}{\kappa - 1} \frac{\partial a}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial \tau} &= 0 \end{aligned} \quad (2.59)$$

Înlocuind în ecuațiile de mai sus coordonatele de timp τ și

spațiu x cu noile coordonate α și β definite prin relațiile (2.56) și (2.57) și ținând cont de legăturile ce există între derivatele parțiale ale acestor două categorii de coordonate:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \tau} &= \frac{\partial}{\partial \alpha} \frac{d\alpha}{d\tau} = \frac{\partial}{\partial \alpha}; & \frac{\partial}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial \alpha} \frac{d\alpha}{dx} = -\frac{1}{a_0} \frac{\partial}{\partial \alpha} \\ \frac{\partial}{\partial \tau} &= \frac{\partial}{\partial \beta} \frac{d\beta}{d\tau} = \frac{\partial}{\partial \beta}; & \frac{\partial}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial \beta} \frac{d\beta}{dx} = \frac{1}{a_0} \frac{\partial}{\partial \beta} \end{aligned} \quad (2.60)$$

se obține noua formă a ecuațiilor (2.59) valabilă de-a lungul caracteristicilor:

$$\frac{\partial}{\partial \alpha} \left(w - \frac{2}{\kappa - 1} a \right) = 0 \quad (2.61a)$$

$$\frac{\partial}{\partial \beta} \left(w + \frac{2}{\kappa - 1} a \right) = 0 \quad (2.61b)$$

Aceste ecuații care nu sunt valabile decât de-a lungul caracteristicilor poartă numele de condiții de compatibilitate. Ele pot fi integrate imediat, având soluțiile:

$$w - \frac{2}{\kappa - 1} a = \text{const.} \quad (2.62a)$$

$$w + \frac{2}{\kappa + 1} a = \text{const.} \quad (2.62b)$$

Având în vedere că soluția (2.62a) este valabilă doar de-a lungul dreptelor de $a = \text{const.}$, în timp ce soluția (2.62b) este valabilă de-a lungul dreptelor $\beta = \text{const.}$, rezultă că ambele soluții sunt aplicabile simultan numai în punctele de intersecție a două linii Mach.

Aceste soluții pot fi de asemenea reprezentate într-o diagramă în coordonate adimensionale:

$$\left(\frac{w}{a_0}, \frac{2}{\kappa - 1} \frac{a}{a_0} \right)$$

numită diagramă de stare, sub forma unor familii de drepte convergente care descriu starea mediului de-a lungul celor două tipuri de linii Mach. În această diagramă, dreptele înclinate spre stânga corespund liniilor Mach ale perturbațiilor ce se deplasează spre stânga. Pe de altă parte, dacă alegem pentru diagrama de poziție coordonatele $(\tau, x/a_0)$ liniile Mach se vor obține în această

diagramă tot sub forma a două familii de drepte convergente.

Fără a lăsa Mach din diagrama de poziție îi corespunde o "linie de stare" în diagrama de stare. Punctului de intersecție a două linii Mach în diagrama de poziție, definit prin poziția x și timpul t , îi corespunde un punct de intersecție a liniilor de stare din diagrama de stare care la rândul său permite determinarea stării momentane a gazului. Există deci posibilitatea de a urmări variația mărimilor de stare ale mediului azos în diagrama de stare pas cu pas pentru toate punctele de intersecție ale liniilor Mach respective.

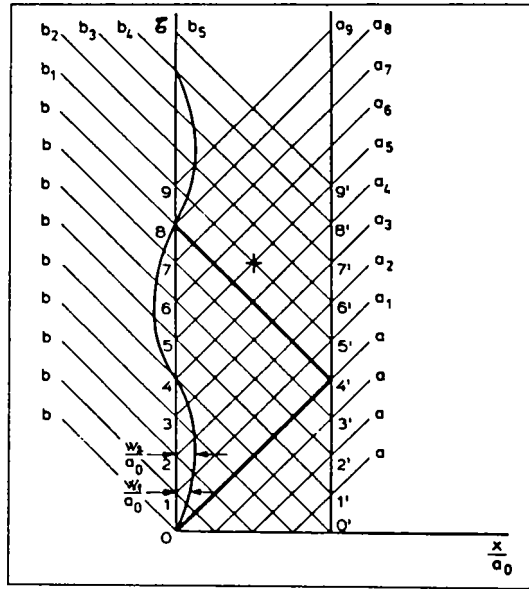


Figura 2.8: Diagrama de poziție

În figura 2.8 este reprezentată diagrama de poziție, iar în figura 2.9 cea de stare pentru cazul unei conducte în interiorul căreia se deplasează în mișcare rectilinie-alternativă un piston, celălalt capăt al său fiind liber, caz analizat de altfel și din punctul de vedere al teoriei acustice în figura 2.6. Liniile Mach ale undelor ce se deplasează

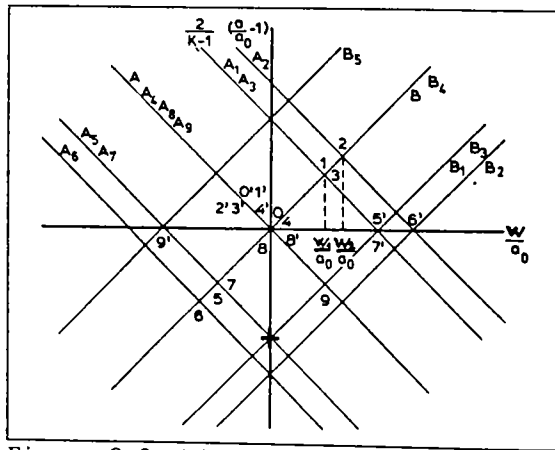


Figura 2.9: Diagrama de stare

spre dreapta sunt notate cu a_i iar liniile de stare corespunzătoare cu A_i . În mod similar, în cazul undelor spre stânga se folosesc notațiile b_i respectiv B_i . Starea inițială este definită în cele două diagrame de notațiile a , b , respectiv A și B fără indici. Pornind de la condiția inițială care precizează că înaintea

Începerii mișcării pistonului starea de repaus este caracterizată de viteza sunetului în mediul gazos respectiv a_0 , se pot identifica cinci puncte pe segmentul $00'$ în diagrama de poziție. Urmărind liniile Mach ce pornesc din acestea, se obțin patru puncte noi ce corespund unui moment de timp ulterior și reprezintă punctele de intersecție a câte două linii Mach îndreptate în direcții diferite. Bineînțeles pentru toate cele cinci puncte situate pe segmentul $00'$ starea gazului este cea inițială, de repaus, ceea ce corespunde punctului de intersecție al dreptelor A și B din diagrama de stare, respectiv originii acesteia.

Pe de altă parte prin prelungirea liniilor Mach, în diagrama de poziție se generează cinci puncte noi plasate pe segmentul imaginar $11'$ care corespund unui moment de timp ulterior. Starea gazului în aceste cinci puncte se determină din nou în diagrama de stare. În plus este însă necesară cunoașterea condițiilor de margine pentru punctele 1 și $1'$ situate la capetele conductei. Astfel pentru capătul din stânga al acesteia, condiția de margine este dată de legea de mișcare a pistonului:

$$\frac{w}{a_0}(\tau) \frac{x}{a_0} = 0 \quad (2.63)$$

ca urmare punctul 1 se va găsi în diagrama de stare la intersecția dreptelor A_1 și B. Pentru a determina dreapta A_1 se introduce în abscisa diagramei de stare valoarea w_1/a_0 obținută din condiția de margine amintită și se ridică o perpendiculară până la intersecția cu dreapta B. Prin punctul astfel obținut se duce o paralelă la dreapta A, care este chiar dreapta A_1 căutată. Această dreaptă de stare reprezintă locul geometric al tuturor stărilor gazului pentru punctele situate de-a lungul liniei Mach a_1 .

Pentru capătul liber al conductei condiția de margine este sintetizată prin relația $p=p_0$ ceea ce implică egalitatea $a=a_0$. Ca urmare starea $1'$ se va găsi chiar în abscisa diagramei de stare, mai precis la intersecția cu dreapta A, adică exact în origine. Liniei Mach spre stânga ce pornește din $1'$ îi corespunde tot starea B.

Fizic acest lucru se traduce prin faptul că la momentul de timp corespunzător punctului $1'$ capătul liber al conductei nu este încă afectat de perturbația produsă de deplasarea pistonului.

Aplicând aceeași metodă în continuare, se determină dreptele de stare A_2 , A_3 , ș.a.m.d. De precizat că datorită caracterului simetric al funcției ce definește condiția de margine (2.63),

dreptele A_1 și A_3 respectiv A_2 și A_4 sunt identice. Pentru linia Mach ce pornește din punctul 5 (a_5) se identifică dreapta de stare A_5 în mod similar prin introducerea în abscisa diagramei de stare a mărimii w_5/a_0 și coborârea unei perpendiculare până la dreapta B. Prin acest punct se duce din nou o paralelă la dreapta A care reprezintă dreapta de stare A_5 . Starea gazului corespunzătoare punctului 5' se va găsi la intersecția dreptei A_1 cu abscisa diagramei de stare întrucât la capătul liber al conductei trebuie îndeplinită condiția $a=a_0$. Se obține astfel dreapta de stare B_1 care se trasează paralel cu dreapta B prin punctul de stare 5'. Se poate observa că tuturor punctelor notate cu ' în diagrama de poziție și aflate la capătul liber al conductei, le corespund stări ale gazului situate pe abscisă în diagrama de stare, situație specifică de altfel punctelor de la capătul liber al unei conducte.

În mod similar se poate determina starea gazului în orice punct x al conductei, fiind necesară cel mult o interpolare între două puncte de intersecție ale liniilor Mach.

Avantajul metodei constă în posibilitatea de a rezolva o ecuație diferențială fără a fi necesar să se apeleze la ipoteze simplificatoare.

Dacă în exemplul menționat s-a păstrat, pentru comparație, ipoteza undelor de mică amplitudine impusă în cadrul teoriei acustice, în cele ce urmează se va renunța la această ipoteză. Vom continua însă să considerăm că avem de-a face cu o curgere izentropică, fără frecare, pentru a nu complica excesiv aparatul matematic ce va fi prezentat.

Ca urmare ecuațiile diferențiale (2.40), relativ simple, vor fi înlocuite cu ecuațiile (2.38) și (2.39). De data aceasta nu se poate neglija nici viteza gazului w și nici variația vitezei sunetului a în timpul propagării undelor, datorită acceptării ipotezei undelor de mare amplitudine.

Scăzând ecuația (2.38) din (2.39) se obține:

$$\frac{\partial w}{\partial \tau} + (w-a) \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{1}{a\rho} \left[\frac{\partial p}{\partial \tau} + (w-a) \frac{\partial p}{\partial x} \right] = 0 \quad (2.64)$$

Pe de altă parte, prin însumarea relațiilor amintite rezultă:

$$\frac{\partial w}{\partial \tau} + (w+a) \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{1}{a\rho} \left[\frac{\partial p}{\partial \tau} + (w+a) \frac{\partial p}{\partial x} \right] = 0 \quad (2.65)$$

Ecuațiile (2.64) și (2.65) au fost astfel prelucrate încât să

fie puși în evidență termenii de tipul:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} + (w\tau a) \frac{\partial}{\partial x} \quad (2.66)$$

care intervin în ele.

Dacă se introduc două noi variabile: $\alpha = \alpha(x, \tau)$ și $\beta = \beta(x, \tau)$ și se utilizează notațiile:

$$\frac{d\alpha}{dx, \tau} = \alpha_{x, \tau}; \quad \frac{d\beta}{dx, \tau} = \beta_{x, \tau} \quad (2.67)$$

se obține:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} = \alpha_{\tau} \frac{\partial}{\partial \alpha} + \beta_{\tau} \frac{\partial}{\partial \beta}; \quad \frac{\partial}{\partial x} = \alpha_x \frac{\partial}{\partial \alpha} + \beta_x \frac{\partial}{\partial \beta} \quad (2.68)$$

care introduse în relațiile (2.64), (2.65), conduc la:

$$[\alpha_{\tau} + (w-a)\alpha_x] \left(\frac{\partial w}{\partial x} - \frac{1}{a\rho} \frac{\partial p}{\partial \alpha} \right) + [\beta_{\tau} + (w-a)\beta_x] \left(\frac{\partial w}{\partial \beta} - \frac{1}{a\rho} \frac{\partial p}{\partial \beta} \right) = 0 \quad (2.69)$$

$$[\alpha_{\tau} + (w+a)\alpha_x] \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{1}{a\rho} \frac{\partial p}{\partial \alpha} \right) + [\beta_{\tau} + (w+a)\beta_x] \left(\frac{\partial w}{\partial \beta} + \frac{1}{a\rho} \frac{\partial p}{\partial \beta} \right) = 0 \quad (2.70)$$

Pentru ca în fiecare din cele două ecuații diferențiale să nu apară decât funcții de o singură variabilă, se impun condițiile:

$$\alpha_{\tau} + (w+a)\alpha_x = 0; \quad \beta_{\tau} + (w-a)\beta_x = 0 \quad (2.71)$$

Ca urmare ecuațiile (2.69), (2.70) se simplifică devenind:

$$\frac{\partial w}{\partial \tau} - \frac{1}{a\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (2.73)$$

$$\frac{\partial w}{\partial \beta} - \frac{1}{a\rho} \frac{\partial p}{\partial \beta} = 0 \quad (2.74)$$

Pentru cazul curgerii izentropice avem:

$$\frac{\partial p}{\partial x, \tau} \frac{1}{a\rho} = \frac{2}{\kappa-1} \frac{\partial a}{\partial x, \tau} \quad (2.75)$$

ceea ce implică:

$$\frac{\partial}{\partial \alpha} \left(w - \frac{2}{\kappa - 1} a \right) = 0 \quad (2.76a)$$

$$\frac{\partial}{\partial \beta} \left(w + \frac{2}{\kappa - 1} a \right) = 0 \quad (2.76b)$$

Ecuatiile (2.76a) și (2.76b) sunt identice cu ecuațiile (2.62a) și (2.62b) și pot fi de asemenea integrate de-a lungul curbelor de α respectiv β constant. Ca urmare condițiile de compatibilitate, respectiv ecuațiile diferențiale aplicate de-a lungul caracteristicilor, sunt identice independent de mărimea amplitudinilor undelor, singura diferență constând în forma caracteristicilor. De data aceasta avem:

$$-\frac{\alpha_\tau}{\alpha_x} = w + a = \left(\frac{\partial x}{\partial \tau} \right)_{\beta = \text{const.}} \quad (2.77)$$

$$-\frac{\alpha_\tau}{\alpha_x} = w - a = \left(\frac{\partial x}{\partial \tau} \right)_{\beta = \text{const.}} \quad (2.78)$$

Ca urmare ecuațiile caracteristicilor vor fi:

$$\tau - \frac{x}{w+a} = \text{const.} = \beta \quad (2.79)$$

$$\tau - \frac{x}{w-a} = \text{const.} = \alpha \quad (2.80)$$

care înlocuiesc ecuațiile (2.56), (2.57).

Aceste relații definesc liniile Mach de-a lungul cărora se propagă undele în diagrama de poziție. Deosebirea față de soluția liniară a problemei constă în faptul că viteza w a gazului nu mai este neglijată, iar viteza sunetului nu se mai consideră a fi constantă, ci variabilă în funcție de starea gazului. De această dată liniile Mach nu vor mai fi drepte ci curbe.

Rezolvarea problemei se face însă într-un mod similar cu cel prezentat anterior, prin urmărirea punctelor de intersecție ale liniilor Mach respectiv ale liniilor de stare în cele două diagrame. Dacă în ceea ce privește diagrama de stare situația rămâne practic aceeași întrucât condițiile de compatibilitate sunt identice, în privința diagramei de poziție intervin o serie de modificări datorită faptului că liniile Mach sunt curbe a căror

curbură trebuie calculată pas cu pas. Dacă însă pașii de calcul sunt suficient de mici se poate considera că legătura dintre nodurile rețelei se face prin intermediul unor drepte de pantă variabilă ceea ce simplifică mult lucrurile.

În plus în diagrama de poziție se pot lua în considerare, pe lângă liniile Mach spre stânga și spre dreapta, și traiectoriile particulelor de fluid, definite de relația:

$$\frac{dx}{dt} = w \quad (2.81)$$

În cazul curgerii subsonice panta acestor traiectorii este mai mare decât cea a liniilor Mach. Dacă în cazul curgerii izentropice aceste drepte suplimentare pot furniza o serie de informații, care nu sunt însă absolut necesare pentru rezolvarea problemei, în cazul general al curgerii neizentropice rezolvarea problemei nu este posibilă fără utilizarea lor.

În concluzie se poate afirma că metoda caracteristicilor permite calculul variației mărimilor de stare într-un mediu gazos în cazul curgerii nestaționare pentru cazul cel mai general, prin rezolvarea pas cu pas a ecuațiilor (2.19), (2.23), (2.33).

Spre deosebire de cazul simplificat, care presupune existența în conductă doar a undelor de mică amplitudine, ceea ce ar implica o propagare a undelor cu o viteză constantă și egală cu viteza sunetului, în realitate datorită valorilor relativ mari ale amplitudinilor undelor, acestea se propagă în conductă cu o viteză variabilă ce depinde de starea locală a gazului și ține cont și de viteza de curgere proprie a acestuia. Consecința este că undele de presiune își modifică forma în timpul curgerii, datorită vitezei diferite de propagare a celor două "capete" ale undei. Acest lucru poate duce la apariția locală a unor șocuri de presiune, care constituie zone de instabilitate în calcul în care variația mărimilor de stare prezintă creșteri semnificative.

Bineînțeles toate aceste fenomene nu pot fi luate în considerare prin metodele liniare de calcul, fiind necesară utilizarea unei metode neliniare.

2.1.5.2 Metode cu element finit

Pentru descrierea mișcării nestaționare a gazelor se poate utiliza o metodă ce are la bază transformarea ecuațiilor generale ale dinamicii gazelor de tipul hiperbolic cu derivate parțiale în

raport cu timpul τ și spațiul x , în ecuații diferențiale ordinare prin păstrarea continuității timpului și prin discretizarea variabilei x într-un număr de puncte, utilizând o schemă cu diferențe finite [15]. Fiecare punct în care se discretizează variabila x va fi centrul unui element finit, care se definește ca fiind un volum limitat al traseului de curgere, pentru care se scriu ecuațiile fundamentale ce definesc starea gazului. În interiorul elementului finit mărimile de stare sunt constante și au valorile precizate pentru centrul său. Astfel fiecărui element finit îi va corespunde un set de ecuații diferențiale format din ecuația de continuitate, ecuația de conservare a impulsului respectiv a energiei. Seturile de ecuații scrise pentru toate elementele finite, împreună cu condițiile inițiale și la limită constituie un sistem de ecuații diferențiale ordinare care poate fi rezolvat printr-o multitudine de metode numerice. Devine astfel posibilă alegerea unei metode numerice adecvate din punct de vedere al preciziei, stabilității și timpului de calcul [23].

Se pot defini mai multe clase de elemente finite. Astfel se recunosc elementele finite de volum constant, specifice conductelor de curgere și elemente finite de volum variabil reprezentând cilindrii motorului. Pe de altă parte se disting elemente finite specifice conductelor de curgere cu două secțiuni de schimb cu exteriorul, numite tronsoane, sau cu mai multe astfel de secțiuni, numite noduri.

Ca urmare un traseu de curgere, care în cazul m.a.i este delimitat între secțiunea limită de intrare a aerului din atmosferă în sistemul de admisiune și secțiunea limită de ieșire a gazelor arse din sistemul de evacuare, se împarte în elemente finite. Acestea se influențează reciproc prin schimburile de masă, impuls și energie ce au loc între ele, modul de interacțiune reciprocă fiind descris prin ecuațiile generale ale dinamicii gazelor particularizate pentru fiecare element.

Ecuațiile generale, deduse în paragraful 2.1.3 se vor prelucra convenabil prin aproximarea derivatelor în raport cu spațiul x cu ajutorul diferențelor finite centrate de ordinul întâi de precizie. În conformitate cu relația de definiție a acestora, și ținând cont de notațiile din figura 2.7 a, se poate scrie:

$$\frac{\partial f_i}{\partial x} \approx \frac{f\left(\frac{i+1}{2}\right) - f\left(\frac{i-1}{2}\right)}{l_i} \quad (2.82)$$

De-a
 în t r o d u c
 n o t a ț i i l e
 u t i l i z a t e î n
 f i g u r a 2.7b,
 e x p r e s i a
 d e r i v a t e i î n
 r a p o r t c u x
 a f u n c ț e i f s e
 v a s c r
 s i m p l i f i c a t :

$$\frac{\partial f_i}{\partial x} \approx \frac{f_{iv} - f_{mi}}{l_i} \quad (2.83)$$

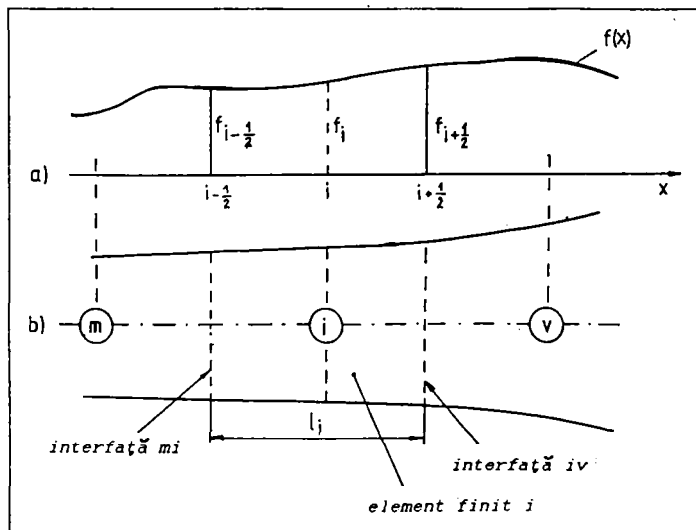


Figura 2.10 a,b: Tronson de conductă împărțit în elemente finite

unde indicii m și v se referă la elementele finite din amonte respectiv avalul elementului finit curent i .

În continuare se va prezenta pentru exemplificare modul de transformare a ecuației de conservare a masei în conformitate cu principiile enunțate.

Astfel, aplicând aproximarea (2.83), a derivatei parțiale în raport cu spațiul ecuației de continuitate (2.19), în care nu se mai simplifică termenul referitor la secțiunea de curgere A din ecuația (2.18), se obține pentru elementul finit i relația:

$$\frac{d(\rho A)_i}{d\tau} + \frac{(\rho w A)_{iv} - (\rho w A)_{mi}}{l_i} = 0 \quad (2.84)$$

în care s-a eliminat simbolul derivatei parțiale, întrucât apare numai derivata în raport cu timpul.

Notând fluxurile de substanță prin interfețele elementului finit:

$$\frac{d\dot{m}_{mi}}{d\tau} = (\rho w A)_{mi}; \quad \frac{d\dot{m}_{iv}}{d\tau} = (\rho w A)_{iv} \quad (2.85)$$

și introducându-le în relația (2.83), se obține după calcule

simple, noua formă a ecuației de continuitate:

$$\frac{dm_i}{d\tau} = \frac{dm_{mi}}{d\tau} - \frac{dm_{iv}}{d\tau} \quad (2.86)$$

care nu mai cuprinde decât o singură derivată în raport cu timpul τ .

În mod similar se procedează și cu ecuațiile de conservare a impulsului respectiv energiei [23], care în urma prelucrării sunt aduse sub forma:

$$\left(m \frac{du}{d\tau}\right)_i = (u_{mi} - u_i) \frac{dm_{mi}}{d\tau} - (u_{iv} - u_i) \frac{dm_{iv}}{d\tau} + A_i(p_{mi} - p_{iv}) - l_i F_{fi} \quad (2.87)$$

respectiv:

$$\begin{aligned} \left(m \frac{dT}{d\tau}\right)_i = & - \left(mT \frac{dc_v}{dy_r} \frac{dy_r}{d\tau}\right)_i - \left(mu \frac{du}{d\tau}\right)_i + \left[\left(e + \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho}\right)_{mi} - \left(e + \frac{u^2}{2}\right)_i\right] \frac{dm_{mi}}{d\tau} \\ & - \left[\left(e + \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho}\right)_{iv} - \left(e + \frac{u^2}{2}\right)_i\right] \frac{dm_{iv}}{d\tau} - Q_i - F_{fi} w \end{aligned} \quad (2.88)$$

Sistemul obținut în final, compus din ecuațiile (2.86), (2.87), (2.88) are avantajul că poate fi integrat în raport cu timpul cu o metodă oricât de precisă, fără a fi necesară creșterea ordinului metodei de integrare în raport cu spațiul. În acest mod dispar multe constrângeri legate de alegerea parametrilor de discretizare în timp și spațiu, crescând stabilitatea numerică a metodei. Metoda prezentată a fost definită ca fiind de fapt o cvasimetodă a elementului finit.

Dezavantajul aparent al acesteia ar consta în faptul că ordinul mare al metodei de integrare în timp amplifică timpul de calcul. Acest fapt este însă relativ deoarece, pe de o parte, în această metodă pasul de discretizare în spațiu este mult mai mare decât la metoda caracteristicilor, scăzând astfel numărul de ecuații ce trebuie integrate în timp, iar pe de altă parte în cadrul metodei s-au utilizat formule de aproximare de ordinul întâi de precizie a derivatelor spațiale, în timp ce metoda caracteristicilor folosește metode de ordin superior din considerente de stabilitate numerică.

Dezavantajul real al metodei rezidă însă în definirea greoaie și imprecisă a mărimilor de stare din interfețe. Pentru rezolvarea acestui aspect se pot lua în considerare mai multe variante:

a) În interfețe, mărimilor de stare li se atribuie valorile medii ale mărimilor de stare din centrele elementelor adiacente

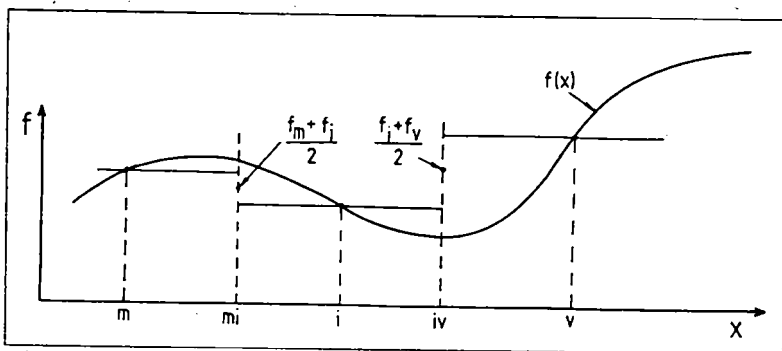


Figura 2.11: Calculul mărimilor de stare din interfețe (varianta a)

interfeței, caz prezentat în figura 2.11.

Se reamintește că principiul cvasimetodei elementului finit presupune că mărimile de stare sunt constante pe lungimea elementului. Dacă variația reală a unei mărimi de stare este de tipul funcției $f(x)$ din figura 2.11, se observă că mărimile determinate în acest caz pentru interfețe sunt necorespunzătoare.

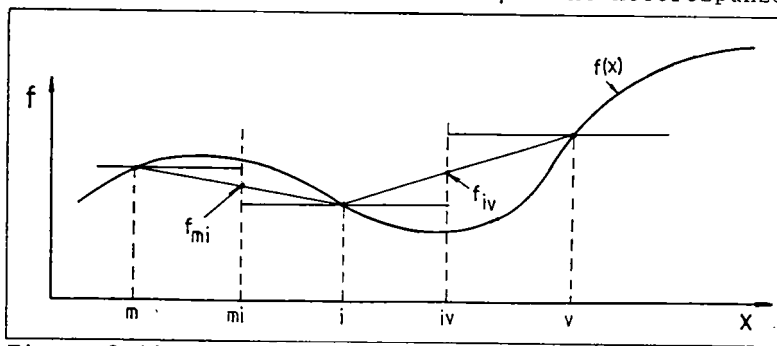


Figura 2.12: Calculul mărimilor de stare din interfețe (varianta b)

b) În interfețe mărimile de stare se obțin prin interpolare liniară între mărimile de stare din centrele elementelor adiacente interfeței, caz prezentat în figura 2.12. Și în acest caz obținerea mărimilor de stare în interfețe nu surprinde alura curbei reale de variație a acestor mărimi.

c) În interfețe mărimile de stare iau valorile corespunzătoare elementului finit din amonte interfeței. În cazul în care

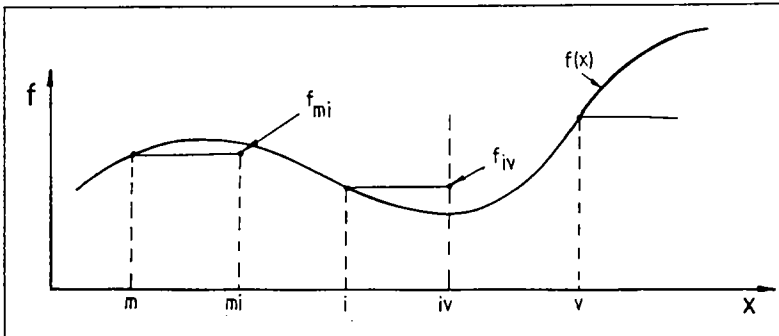


Figura 2.13: Calculul mărimilor de stare din interfețe (varianta c)

vitezele din elementele finite adiacente interfeței sunt de semn contrar, mărimile de stare se determină ca în cazurile a) sau b). Cazul în care vitezele au toate același semn (gazul curge în sensul axei x) este prezentat în figura 2.13.

De această dată se observă o mai bună concordanță a valorilor mărimilor din interfețe cu variația reală a curbei.

Alte metode de definire a mărimilor de stare din interfețe se bazează pe intersecția cu ordonata acestora fie a unor tangente duse la graficul real al funcției, fie a unei funcții spline cubice de interpolare dusă prin centrele elementelor finite, fie a unei funcții cubice de interpolare Hermite generată pe porțiuni. Chiar dacă aceste procedee conduc uneori la determinarea unor mărimi de stare în interfețe mai apropiate de valorile reale, ele complică excesiv metoda ducând la creșterea timpului de calcul.

Din descrierea cvasimetodei elementului finit se poate trage concluzia că punctul ei slab îl constituie impreciziile în tratarea interfețelor elementului finit. Ca urmare s-ar impune o nouă abordare în care interfețele să devină noduri ale elementului finit, iar în interiorul elementelor finite mărimile de stare să nu aibă valori constante ci să varieze liniar sau chiar după funcții de grad mai mare. Din păcate însă o astfel de abordare, concretizată în metoda elementelor finite hibride, necesită un aparat matematic mai sofisticat ceea ce complică rezolvarea problemei. În cele ce urmează se va prezenta pe scurt strategia de rezolvare a sistemului de ecuații diferențiale cu ecuații parțiale format din ecuațiile (2.19), (2.22) și (2.33), cu ajutorul acestei metode, strategie care implică mai multe etape [23] :

Prima etapă presupune transformarea ecuațiilor cu derivate

parțiale în raport cu timpul τ și spațiul x în ecuații diferențiale ordinare în raport numai cu timpul. Această transformare se realizează prin două metode de aproximare a derivatelor parțiale în raport cu spațiul, diferențiate din cauza naturii distincte a fenomenelor fizice descrise de ecuațiile sistemului precizat.

Astfel ecuațiile (2.19) și (2.23) reprezintă ecuații de propagare pentru care se utilizează metoda Galerkin de aproximare a elementelor finite, obținându-se funcții de interpolare liniară pentru densitatea ρ și viteza w care apar în aceste ecuații. Spre deosebire de acestea, temperatura, a cărei derivată temporală apare în ecuația (2.33), prezintă discontinuități pe traseul de curgere; ca urmare acestei ecuații i se aplică metoda de aproximare cu diferențe finite, iar pentru temperatură se utilizează o funcție de interpolare constantă. Elementele finite considerate au câte trei noduri, sunt de forma prezentată în figura 2.14 și au fost denumite elemente finite hibride. Trebuie avut însă în vedere că, pentru a putea utiliza funcții de interpolare de ordin diferit, aceste funcții trebuie alese astfel încât să nu prezinte noduri comune. Aceasta a fost una din rațiunile pentru care s-au ales funcții de interpolare liniare pentru ρ și w și constante pentru T , primele definite în nodurile din capetele elementului finit, iar ultima în nodul central al acestuia.

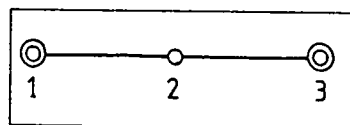


Figura 2.14: Element finit hibrid

Cea de-a doua etapă presupune integrarea în timp pe un pas de integrare $\Delta\tau$ a ecuațiilor obținute în prima etapă. În urma acestui proces se obțin valorile nodale ale funcțiilor de stare ρ , w și T la momentul $\tau + \Delta\tau$. Metoda de integrare numerică ce ar putea fi utilizată este, de exemplu, metoda Runge-Kutta de ordinul IV de precizie.

Etapă a treia o constituie aproximarea funcțiilor de stare la momentul $\tau + \Delta\tau$ în nodurile elementului finit în care nu au fost determinate în cadrul etapei a doua. Astfel densitatea și viteza se obțin pentru nodul central 3 prin mediere între valorile nodale extreme, iar temperatura T se obține pentru nodurile extreme după metoda prezentată anterior la punctul c).

În acest mod se cunosc funcțiile de stare în toate cele trei noduri ale elementului finit și se poate trece din nou la prima etapă.

Metoda elementelor finite hibride prezintă o serie de avantaje

față de cvasimetoda elementului finit cum sunt:

- realizarea continuității densității și vitezei pe parcursul traseului de curgere;

- posibilitatea de tratare corespunzătoare a nodurilor de ramificație cu înglobarea perfectă a acestora în rețeaua elementelor finite.

Cu toate acestea trebuie precizat că tratarea fenomenului de curgere a gazelor prin tubulaturile de distribuție ale motoarelor cu ardere internă prin metoda elementului finit se află abia la început de drum, neputând încă să înlocuiască complet metode consacrate cum este metoda caracteristicilor.

2.1.6 Validarea experimentală a rezultatelor obținute cu modele reprezentative relativ la schimbul de încărcătură în motoarele cu ardere internă

Pentru a trage concluziile în ceea ce privește metodele de calcul cele mai potrivite pentru evaluarea procesului de schimb de gaze ce are loc în motoarele cu ardere internă se vor prezenta în cele ce urmează, în mod comparativ o serie de rezultate de calcul și date experimentale relativ la presiunile din cilindru și în diferite puncte ale conductelor de evacuare.

Pentru comparație s-au ales două metode de calcul de categorii diferite, și anume metoda umplerii și golirii respectiv metoda caracteristicilor. Calculele, efectuate pe calculatoare numerice s-au efectuat cu două programe consacrate, și anume programul CIMAC, realizat la Universitatea Tehnică din München care utilizează metoda umplerii și golirii, respectiv programul PROMO realizat la Universitatea Ruhr din Bochum bazat pe metoda caracteristicilor.

Intr-o primă etapă calculele au fost efectuate pe un motor semirapid, în patru timpi, tip MAN 52/55 având 10 cilindrii în V cu diametrul de 520 mm, cursa 550 mm și funcționând la o turație nominală de 430 rot/min. Figura 2.15 prezintă comparativ datele obținute pe cale experimentală, respectiv datele de calcul cu cele două metode pentru presiunea gazului în interiorul cilindrului și în conducta de evacuare în punctul de măsură M_1 . Datele experimentale sunt trasate cu linie îngroșată în timp ce valorile calculate sunt trasate cu linie continuă (metoda caracteristicilor) respectiv cu linie întreruptă (metoda umplerii și golirii). De

remarcat că cilindrul A_3 este singurul conectat la conducta de evacuare luată în discuție.

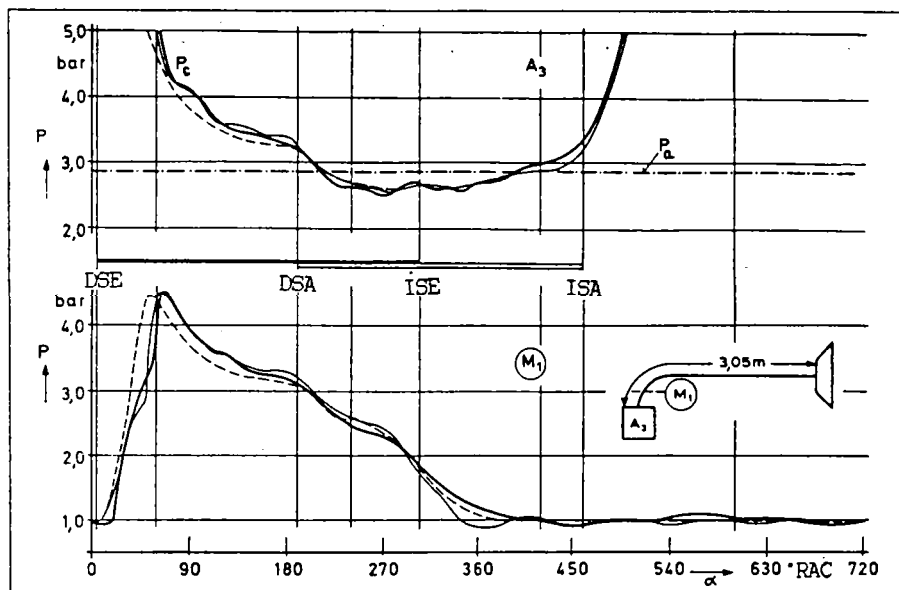


Figura 2.15: Comparație între datele experimentale și cele obținute cu metoda umplerii și golirii respectiv cu metoda caracteristicilor în conducta de evacuare (motor MAN 52/55)

Se poate observa că utilizarea metodei caracteristicilor conduce la obținerea unor rezultate foarte apropiate de cele determinate experimental. În același timp însă se remarcă și erorile foarte mici ce rezultă prin utilizarea metodei umplerii și golirii atât în ceea ce privește presiunea din cilindru cât și cea din conducta de evacuare.

Rezultate similare s-au obținut și în cazul calculului efectuate pentru cazul mai multor cilindri conectați la aceeași conductă de evacuare.

Ca urmare se poate concluziona că, având în vedere timpii mult mai mici de calcul presupuși de metoda umplerii și golirii față de metoda caracteristicilor, și ținând cont de diferențele foarte mici dintre rezultatele calculului efectuate cu cele două metode, în cazul motoarelor lente și semirapide nu este justificată utilizarea metodei caracteristicilor.

În plus metoda umplerii și golirii prezintă avantajul, în cazul motoarelor cu ordine de aprindere simetrică, că indiferent de numărul cilindrilor conectați la același colector de evacuare,

calculul ciclului real se face pentru un singur cilindru, urmând ca debitele masice de gaze evacuate să fie translatate de câteva ori în funcție de numărul cilindrilor și de ordinea de aprindere, în vederea calculului presiunii din colector. Această simplificare reduce extrem de mult timpii de calcul și creează un avantaj decisiv metodei umplerii și golirii.

Aspectul legat de timpul de rulare nu este nicidecum de neglijat pentru că, dacă programul bazat pe metoda umplerii și golirii aplicat unui singur cilindru necesită cca. 10-15 min. de rulare, utilizarea metodei caracteristicilor implică timp de rulare mult mai mari ce pot ajunge până la 6-12 ore în funcție de numărul ipotezelor simplificatoare adoptate și de tipul motorului.

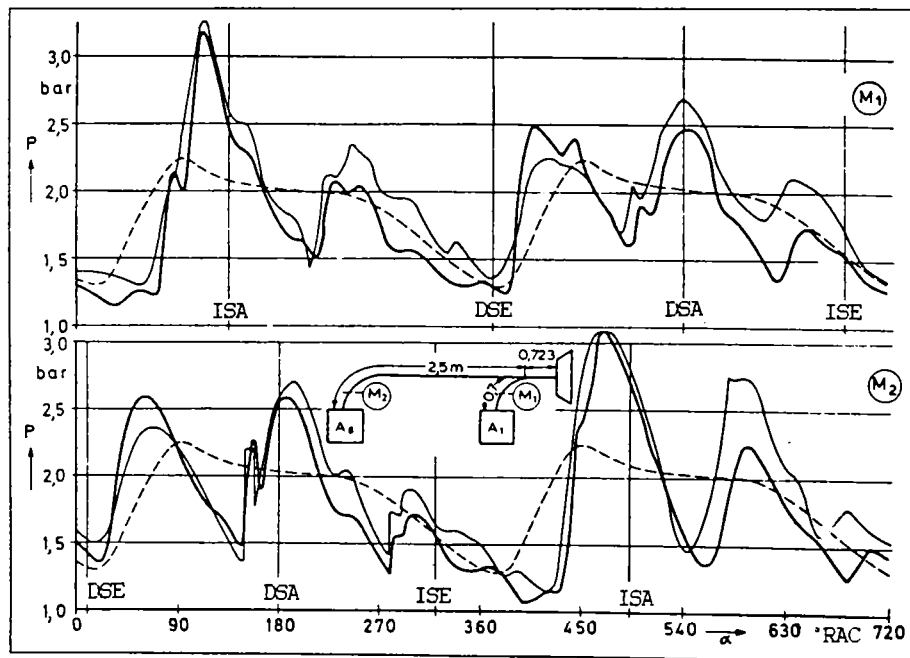


Figura 2.16: Comparație între datele experimentale și cele obținute cu metoda umplerii și golirii, respectiv cu metoda caracteristicilor în conducta de evacuare a unui m.a.c. rapid

Situația se schimbă însă în cazul motoarelor rapide unde cele două metode oferă rezultate sensibil diferite. Pentru exemplificare s-a considerat cazul unui motor diesel cu 8 cilindri în V având diametrul de 230 mm, cursa 230 mm și funcționând la o turație de 1500 rot/min. În figura 2.16 se prezintă curba de presiune în două puncte de măsură plasate într-o conductă de evacuare în care

debitează doi cilindri conform schemei prezentate de asemenea în figură. Se remarcă, și de această dată, că rezultatele obținute cu metoda caracteristicilor sunt foarte apropiate de cele determinate pe cale experimentală. În schimb utilizarea în acest caz a metodei umplerii și golirii conduce la apariția unor erori semnificative care nu mai pot fi acceptate, decât eventual în cazul unor calcule estimative. Aceeași tendință se constată și în ceea ce privește evoluția presiunilor în cei doi cilindri calculată cu cele două metode prin comparație cu datele experimentale, aspect prezentat în figura 2.17.

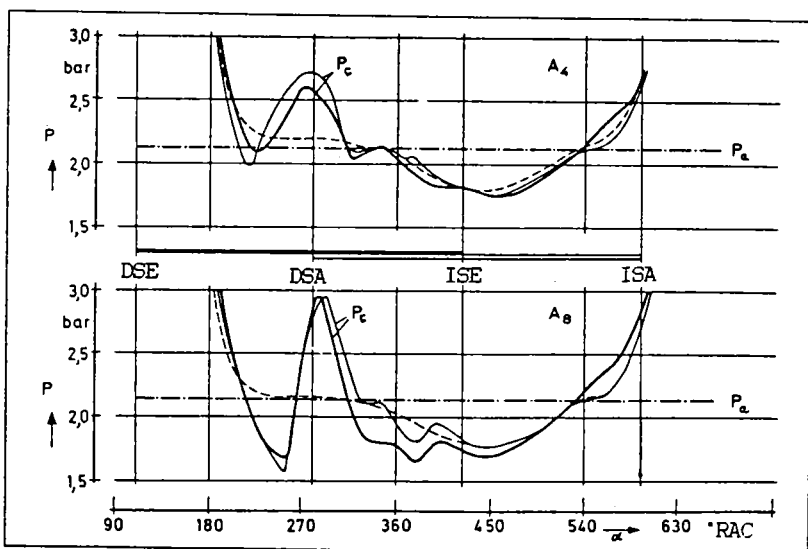


Figura 2.17: Comparație între datele experimentale și cele obținute cu metoda umplerii și golirii respectiv su metoda caracteristicilor în cilindrii unui m.a.c. rapid

În concluzie se poate afirma că, în cazul motoarelor lente și semirapide este de preferat utilizarea metodei umplerii și golirii pentru calculul schimbului de încărcătură datorită simplității sale și a timpilor mult mai scurți de calcul, aspecte conjugate cu obținerea unor rezultate foarte apropiate de cele determinate experimental. În schimb pentru motoarele rapide utilizarea acestei metode conduce la apariția unor erori semnificative ceea ce impune aplicarea unei metode neliniare de calcul a procesului de schimb de gaze, chiar dacă aceasta implică o creștere a complexității și a timpului de rulare. În plus, trebuie avut în vedere faptul că, cu cât rapiditatea de funcționare a motorului crește, cu atât erorile rezultate prin metoda umplerii și golirii sunt mai mari.

2.1.7 Concluzii privind procedeele de calcul ale procesului de schimb de încărcătură

Din analiza metodelor prezentate privind calculul schimbului de încărcătură și a fenomenelor dinamice care îl însoțesc, se pot desprinde câteva concluzii legate de utilitatea lor.

Metoda umplerii și golirii respectiv metoda cvasistaționară pentru evaluarea schimbului de gaze are în vedere ipoteza umplerii și golirii succesive a cilindrilor, conductele fiind tratate ca rezervoare volumice în care viteza sunetului este foarte mare în comparație cu viteza de evoluție a fluidului, valorile momentane ale mărimilor de stare fiind aceleași pentru tot traseul avut în vedere. Procedeele au o veridicitate foarte bună în cazul motoarelor de turație mijlocie-mică și cu colectoare scurte dar de diametre mari [45].

Metodele de calcul care folosesc ecuații de bilanț energetic, tratând evoluția fluidului de lucru în ipoteza curgerii în regim nestaționar pe traseele de schimb de gaze ale motoarelor cu ardere internă, au în general un principiu unitar de rezolvare a problemei. Ele folosesc fie ecuațiile acustice pentru undele de presiune și viteză de mică amplitudine, fie ecuația de curgere pentru fluide incompresibile aplicabilă în cazul oscilațiilor atenuate. Ipoteza undelor de mică amplitudine specifică liniarizării, dacă în general poate fi acceptată pentru traseul de admisiune, în cazul traseului de evacuare ea trebuie limitată la motoarele cu un grad maxim de supraalimentare de 60%, funcționând la turații mijlocii-mici. Totuși, neluând în considerare frecările interne ale fluidului și acceptând că parametrii ce guvernează curgerea se modifică în secvențe aproximativ egale cu viteza de propagare a sunetului, erorile introduse prin liniarizarea undelor pot conduce la abateri severe față de valorile măsurate în instalații experimentale.

Rezultate mult mai bune din punct de vedere al veridicității modelului matematic în raport cu fenomenele reale, care sunt de altfel aplicabile pentru toate clasele de motoare, se obțin prin utilizarea metodei caracteristicilor și a metodei elementului finit. Reclamând unități de calcul de mare capacitate și viteză, aceste metode moderne își dovedesc eficiența și prin aceea că pot fi incluse mai ușor condițiile la limită, calculul fiind mai complet și pretându-se mai bine studiului fenomenelor însoțite de oscilații de mare amplitudine.

2.2 Evaluarea procesului de ardere în motoarele cu ardere internă utilizând legea de degajare a căldurii

2.2.1 Considerații generale asupra metodologiei de evaluare a arderii

Un aspect esențial al calculului cu ajutorul calculatorului a ciclului real de funcționare al m.a.i. îl constituie modelarea corespunzătoare a arderii ce are loc în cilindrul motorului. Problema este relativ mai ușor de rezolvat în cazul unui motor cu aprindere prin scânteie (m.a.s.), la care în camera de ardere întâlnim un amestec omogen, și este mai complicată în cazul motoarelor diesel, mai ales dacă avem de-a face cu camere de ardere divizate.

În timp ce calculul legii de ardere pe baza evaluării legii de evoluție a presiunii (procedeu denumit în literatura străină ca "analiza legii de evoluție a presiunii") a fost abordat și rezolvat de Lange și Woschni [40] pentru cazul motoarelor cu injecție directă, respectiv de Anisits și Zapf [4] pentru motoarele diesel cu cameră separată, o problemă mai complicată o constituie modelarea unei legi teoretice de ardere pentru un motor aflat încă în faza de concepție. În acest sens trebuie avut în vedere că procesul de ardere este deosebit de complex, el fiind influențat de un foarte mare număr de factori, de care însă nu se poate ține întotdeauna seama la stabilirea unei legi de ardere teoretice.

Tocmai de aceea nici până în prezent nu s-a putut realiza o descriere matematică a legii de ardere care să țină cont de toate fenomenele singulare ca: injecția combustibilului, pulverizarea, distribuția combustibilului în camera de ardere, amestecarea și vaporizarea sa și în sfârșit aprinderea amestecului carburant. Au existat bineînțeles numeroase încercări în acest sens, care au reușit într-o oarecare măsură și clarificarea unor aspecte importante ce intervin înaintea și în timpul procesului de ardere. Totuși datorită influențelor numeroase și contradictorii ale diferiților factori, ca și datorită domeniilor extrem de diferite de variație ale acestora de la un caz la altul, rezultatele obținute au o aplicabilitate limitată.

2.2.2 Calculul procesului de ardere cu ajutorul caracteristicii de degajare a căldurii

Primele încercări de modelare a arderii după o lege teoretică au ținut cont de faptul că la începutul acestui proces există o tendință de creștere a cantității de energie dezvoltate pe gradul RAC (dQ/da), iar către sfârșitul arderii se remarcă o tendință de scădere a acestui parametru. Ca urmare legea de degajare a căldurii a fost reprezentată sub forma unui triunghi, după cum rezultă din figura 2.18.

Deși abordarea a problemei pare relativ simplă, el a fost utilizat o perioadă destul de îndelungată pentru modelarea arderii, legea de degajare a căldurii fiind caracterizată de următorii parametri:

- suprafața triunghiului, ca măsură a energiei dezvoltate prin arderea combustibilului;

- durata arderii: $\Delta a_a = a_{sa} - a_{ia}$;

- unghiul de avans la declanșarea arderii: $\beta_a = 360 - a_{ia}$;

- intervalul unghiular dintre momentul de început al arderii și momentul atingerii maximumului curbei de degajare a căldurii (vârful triunghiului), α_a .

Chiar și utilizând această lege simplă de ardere, prin varierea diferiților parametri caracteristici se pot trage concluzii privind factorii de influență asupra procesului de ardere.

Bineînțeles cercetări efectuate în domeniu au căutat să înlocuiască acest tip de variație a cantității de energie dezvoltate prin ardere pe gradul RAC cu legi mai complexe care să se apropie cât mai mult de curba reală de ardere.

Cea mai bună aproximare în acest sens o realizează metoda propusă de Vibe [71], care deși a fost stabilită pentru cazul unui

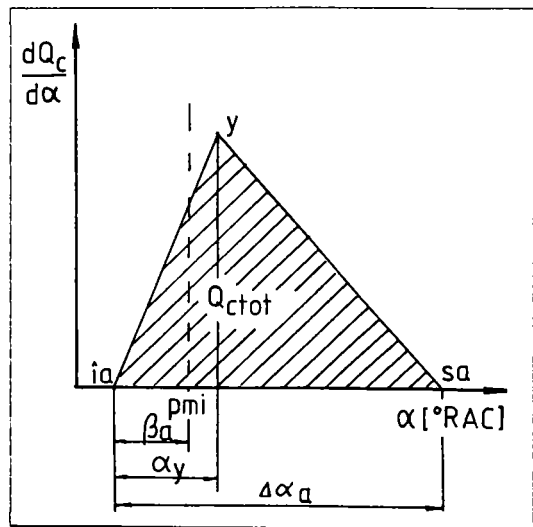


Figura 2.18: Lege simplă de degajare a căldurii

amestec omogen în cilindru, situație caracteristică m.a.s., poate fi extinsă cu rezultate acceptabile și în cazul m.a.c. Funcția de ardere, stabilită de Vibe permite calculul căldurii momentane dezvoltate prin arderea combustibilului pe baza următoarei relații:

$$x = 1 - e^{-ay^{m+1}} \quad (2.89)$$

unde: x - raportul dintre cantitatea de căldură dezvoltată prin arderea combustibilului până la momentul a pe ciclu și cantitatea totală de căldură dezvoltată prin arderea combustibilului pe ciclu:

$$x = \frac{Q_c}{Q_{ctot}} \quad (2.90)$$

respectiv:

$$y = \frac{\alpha - \alpha_{fa}}{\alpha_{sa} - \alpha_{fa}} \quad (2.91)$$

unde: a - poziția curentă a manivelei motoare [$^{\circ}$ RAC]

α_{fa} - poziția manivelei motoare la începutul arderii [$^{\circ}$ RAC]

α_{sa} - poziția manivelei motoare la sfârșitul arderii [$^{\circ}$ RAC]

În figura 2.19 este reprezentată grafic dependența $x=f(y)$

Pentru stabilirea valorii factorului a , care ține cont de gradul de perfecțiune al arderii, se impune condiția limită la sfârșitul arderii:

$$y=1 \Rightarrow x=1$$

condiție care nu este însă îndeplinită decât dacă $a=\infty$, lucru care se datorează funcției exponențiale din relația (2.89). Dacă se acceptă însă o eroare de 0,1%, adică dacă se pune condiția:

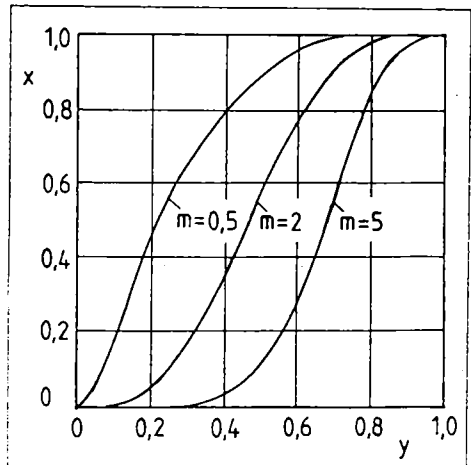


Figura 2.19: Legea de degajare a căldurii după Vibe

$$y=1 \Rightarrow x=0.999$$

se obține $a=6,908$, valoare care va fi de altfel utilizată în calcule.

Parametrul de formă m caracterizează alura funcției de ardere și "centrul de greutate al arderii". Prin intermediul acestuia se poate realiza o bună aproximare a legii de ardere determinate experimental cu ajutorul unei legi de tip Vibe.

Legea de ardere Vibe se obține prin prelucrarea funcției de ardere (2.89), sub forma:

$$\frac{dx}{dy} = a(m+1) \cdot y^m \cdot e^{-ay^{m+1}} \quad (2.92)$$

Reprezentarea grafică a ecuației (2.92) este prezentată în figura 2.20, care redă legea de variație a căldurii totale degajate.

Datorită vârfului ce caracterizează legea de ardere a motoarelor cu aprindere prin comprimare la începutul arderii, pentru acest tip de motoare se obțin valori uzuale pentru m în intervalul $0,1 \dots 1,2$ în timp ce pentru motoarele cu aprindere prin scânteie valoarea parametrului de formă este aproximativ 1,8.

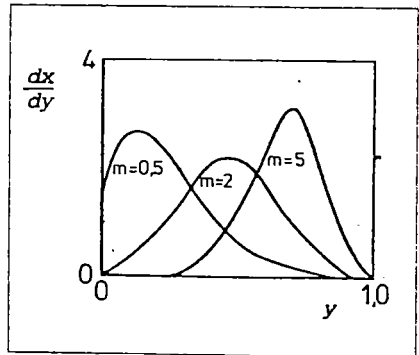


Figura 2.20: Legea de variație a căldurii totale degajate

Inlocuind în relația (2.92) expresiile lui x respectiv y date în relațiile (2.90) și (2.91), se obține expresia completă pentru legea de ardere:

$$\frac{dQ_c}{d\alpha} = \frac{dQ_{ctot}}{\Delta\alpha_a} \cdot a \cdot (m+1) \cdot \left(\frac{\alpha - \alpha_{fa}}{\Delta\alpha_a} \right)^m \cdot e^{-a \left(\frac{\alpha - \alpha_{fa}}{\Delta\alpha_a} \right)^{m+1}} \quad (2.93)$$

Din această relație se vede că legea de ardere este de fapt definită prin patru parametri:

- cantitatea de căldură dezvoltată prin arderea combustibilului pe ciclu, Q_{ctot} [kJ/ ciclu cilindru];
- durata unghiulară a arderii $\Delta\alpha_a$ [°RAC];
- momentul de început al arderii α_{ia} [°RAC];

- parametrul de formă Vibe m .

În figurile 2.21 a,b sunt prezentate legile de ardere obținute pe cale experimentală, prin analiză a legii de evoluție a presiunii, pentru două tipuri de motoare diesel funcționând la sarcină plină. Comparativ în aceleași figuri sunt prezentate legile de ardere obținute prin relația propusă de Vibe, relație în care s-a introdus valoarea parametrului de formă m determinată pe baza legii reale de ardere.

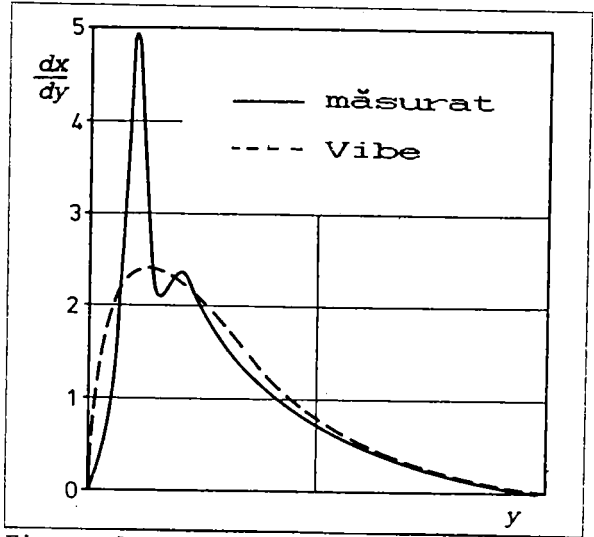


Figura 2.21a: Legi de ardere pentru un m.a.c. cu injecție directă

Dacă în cazul motoarelor diesel cu cameră separată de vârtej se constată o aproximare suficient de bună a legii reale de ardere de către legea de

tip Vibe, lucru care este de altfel valabil și în cazul m.a.s. și al m.a.c. cu injecție directă și distribuție peliculară a combustibilului (procedeul M), în cazul m.a.c. cu injecție directă cu distribuție a combustibilului în masa de aer din camera de ardere există diferențe însemnate între cele două legi de ardere. În această situație se utilizează o lege Vibe de ordinul II [70]

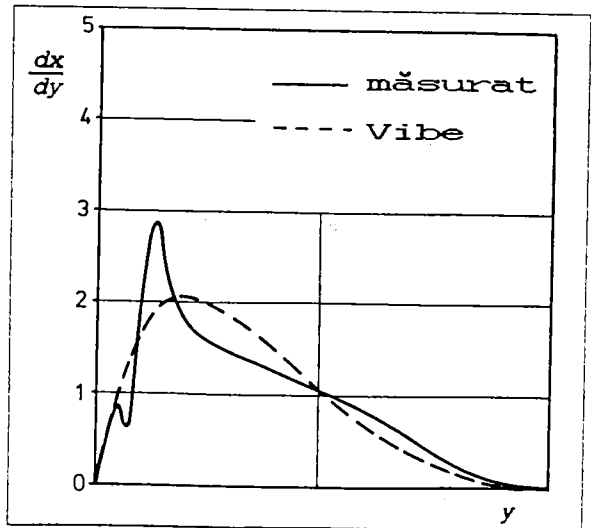


Figura 2.21b: Legi de ardere pentru un m.a.c. cu cameră separată de vârtej

definită de relația:

$$x = x_1 + x_2 = (1 - e^{-a y_1^{m_1+1}}) + (1 - e^{-a y_2^{m_2+1}}) \quad (2.94)$$

unde:

$$x_1 = \frac{Q_{c1}}{Q_{ctot1}} = \frac{Q_{c1}}{\beta \cdot Q_{ctot}} ; x_2 = \frac{Q_{c2}}{Q_{ctot2}} = \frac{Q_{c2}}{(1-\beta) \cdot Q_{ctot}} \quad (2.95)$$

respectiv:

$$y_1 = \frac{\alpha - \alpha_{fa}}{\Delta \alpha_{a1}} ; y_2 = \frac{\alpha - \alpha_{fa}}{\Delta \alpha_{a2}} ; \Delta \alpha_{a2} \approx \Delta \alpha_a \quad (2.96)$$

Factorul β definește procentul din cantitatea totală de combustibil pe ciclu care se aprinde în perioada corespunzătoare primului termen al legii Vibe de ordinul II.

Forma completă a acestei funcții este:

$$\frac{1}{Q_{ctot}} \cdot \frac{dQ_c}{d\left(\frac{\alpha - \alpha_{fa}}{\Delta \alpha_a}\right)} = \beta \frac{\Delta \alpha_a}{\Delta \alpha_{a1}} \left(\frac{\alpha - \alpha_{fa}}{\Delta \alpha_{a1}}\right)^{m_1} \frac{a(m_1+1)}{e^{a\left(\frac{\alpha - \alpha_{fa}}{\Delta \alpha_a}\right)^{m_1+1}}} + (1-\beta) \left(\frac{\alpha - \alpha_{fa}}{\Delta \alpha_a}\right)^{m_2} \frac{a(m_2+1)}{e^{a\left(\frac{\alpha - \alpha_{fa}}{\Delta \alpha_a}\right)^{m_2+1}}} \quad (2.97)$$

În acest caz legea de ardere Vibe este definită prin cinci parametri (m_1 , m_2 , $\Delta \alpha_{a1}$, $\Delta \alpha_a$, β), ceea ce presupune și o adaptabilitate mai bună a acestora la legea reală de ardere. Nu trebuie însă neglijat faptul că și complexitatea calculului crește, chiar și numai pentru determinarea celor cinci parametri.

2.2.3 Cu privire la evaluarea arderii în motoarele cu ardere internă la regimuri diferite de regimul de referință

Rezultate mult mai favorabile s-au obținut însă atunci când s-a urmărit, nu stabilirea propriu-zisă a legii de ardere, ci doar a modificărilor pe care le suferă aceasta la schimbarea regimului de funcționare al motorului. Aceasta presupune cunoașterea legii reale de ardere pentru un anumit regim determinat experimental, lege care poate fi apoi modificată și adaptată oricărui alt regim de funcționare al aceluiași motor, în funcție de modificările

suferite de parametrii de regim. Chiar și această rezolvare, doar parțială a problemei este de mare interes mai ales în domeniul motoarelor diesel lente sau semirapide la care costurile probelor de stand sunt foarte ridicate.

Pentru cazul motoarelor diesel cu cameră separată o soluție în acest sens a fost propusă de Woschni și Anisits în lucrarea [76]. Ei iau în considerare două legi diferite de ardere pentru cilindru respectiv pentru camera separată de vârtej iar principalele relații vor fi prezentate în continuare.

Astfel momentul de început al arderii în camera separată (indice S) este definit pentru un regim oarecare al motorului prin parametrii: momentul de început al injectiei α_{i1} , întârzierea la producerea injectiei $\Delta\alpha_i$ și întârzierea la aprindere $\Delta\alpha_a$, conform relației:

$$\alpha_{fas} = \alpha_{f1} + \Delta\alpha_i + \Delta\alpha_a \quad (2.98)$$

Calculul momentului de început al arderii în camera separată pentru regimuri de funcționare diferite de regimul de referință, pentru care se cunoaște legea reală de ardere, se poate face pe baza relației:

$$\alpha_{fas} = \alpha_{fas0} - \alpha_{f10} - \Delta\alpha_{i0} - \Delta\alpha_{a0} + \alpha_{f1} + \Delta\alpha_i + \Delta\alpha_a \quad (2.99)$$

unde indicele 0 se referă la regimul de referință, toate mărimile corespunzătoare acestuia fiind cunoscute.

În relația (2.99) momentul de început al injectiei α_{i1} , este cunoscut iar întârzierile $\Delta\alpha_i$ și $\Delta\alpha_a$ se pot calcula pe baza relațiilor stabilite de Anisits [3] în funcție de parametrii noului regim:

$$\Delta\alpha_i = \Delta\alpha_{i0} \cdot \frac{n}{n_0} \quad (2.100)$$

respectiv:

$$\Delta\alpha_a = 6 \cdot n \cdot 10^{-3} \cdot 1,3 \cdot e^{\frac{990}{T}} \cdot p^{0,35} \quad (2.101)$$

unde p^t și T^t reprezintă presiunea respectiv temperatura în momentul de început al injectiei.

Calculul momentului de început al arderii în cilindru (C) se poate face pe baza unei relații simple, considerând că are loc practic o translație a acestui moment față de regimul de referință cu același unghi cu care se translatează momentul de început al

arderii în camera separată față de același regim.

$$\alpha_{fac} = \alpha_{fac0} - \alpha_{fas0} + \alpha_{fas} \quad (2.102)$$

În ceea ce privește durata arderii, Anisits propune următoarele relații de calcul pentru camera separată respectiv pentru cilindru:

$$\frac{\Delta \alpha_{as}}{\Delta \alpha_{as0}} = \left(\frac{n}{n_0} \right)^{0,5} \quad (2.103)$$

$$\frac{\Delta \alpha_{ac}}{\Delta \alpha_{ac0}} = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^{0,6} \cdot \left(\frac{n}{n_0} \right)^{0,5} \quad (2.104)$$

Se observă că ambele mărimi sunt influențate de turația motorului, iar în cazul duratei arderii în cilindru mai intervine ca factor de influență și coeficientul excesului de aer λ .

În sfârșit pentru recalcularea parametrului de formă Vibe m , pentru un regim diferit de cel de referință, se propun următoarele relații:

- pentru camera separată:

$$\frac{m_s}{m_{s0}} = \left(\frac{\Delta \alpha_{a0}}{\Delta \alpha_a} \right)^{0,5} \left(\frac{PT_0}{P_0T} \right) \left(\frac{n_0}{n} \right)^{0,5} \quad (2.105)$$

- pentru camera principală:

$$\frac{m_c}{m_{c0}} = \frac{m_s}{m_{s0}} \left(\frac{n}{n_0} \right)^{0,8} \quad (2.106)$$

Trebuie precizat aici că au fost realizate și modele de ardere mono, bi sau tridimensionale care au în vedere și luarea în considerare a neomogenităților chimice și termice ale acestui proces. Aceste modele sunt însă foarte complexe, au o sensibilitate foarte mare și prezintă dificultăți în definirea condițiilor de contur. Totuși pe baza lor se poate obține o descriere foarte reușită a proceselor de formare a amestecului și de ardere pe baza unui inventar minim de informații disponibile încă din faza de proiectare. Pentru aceasta însă este necesară utilizarea unor capacități de calcul mari și rapide, iar prețul aplicațiilor propriu-zise este consistent.

Pe de altă parte însă, atunci când se dispune de un model

experimental pentru motorul în cauză sau măcar pentru unul similar din punctul de vedere al formării amestecului și al arderii, utilizarea unei modelări de tip Vibe a arderii conduce la rezultate suficient de bune. Problema devine mai delicată în lipsa unui suport experimental caz în care modelarea arderii după o lege Vibe se va face pe baza datelor indicate de literatura de specialitate, situație în care mai pot surveni erori ce urmează a fi corectate pe standul de probe după realizarea prototipului.

Alegerea procedurii de cuantificare a arderii este, în ultimă instanță, o decizie tehnico-economică pentru că nu întotdeauna reducerea marjei de erori de calcul, de exemplu de la 15% la 10%, este motivată în condițiile în care verdictul final pentru optimumul constructiv-funcțional al motorului îl dă tot standul de probe.

2.2.4 Interpretarea unor date de calcul ale procesului de ardere obținute pe baza determinărilor experimentale

Pentru evaluarea ciclului real de funcționare al motorului diesel cu cameră cilindrică de turbionare, motor care a constituit de fapt modelul experimental al cercetărilor efectuate în cadrul prezentei teze de doctorat și ale cărui caracteristici constructiv-funcționale sunt descrise pe larg în capitolul 5, este necesară fie aproximarea legii de ardere după metoda propusă de Vibe, fie determinarea legii reale de ardere pentru un anumit regim de funcționare al motorului, lege care să fie apoi extinsă și pentru alte regimuri. În ambele cazuri este însă necesar să se dispună de un minimum de date experimentale, respectiv:

- legile de evoluție a presiunii în cele două camere;
- debitul de aer aspirat de motor;
- debitul de combustibil injectat;
- presiunea medie efectivă;
- turația motorului.

Bineînțeles, având în vedere tipul motorului, este necesar să se calculeze câte o lege de ardere pentru fiecare dintre cele două camere. În plus, ținând cont de schimbul de încărcătură dintre acestea trebuie calculate în prealabil și legile de variație a maselor în fiecare cameră după unul din modelele prezentate în capitolele ulterioare.

Evaluarea masei de combustibil ce arde în cele două camere se face ținând cont de energia termică dezvoltată în fiecare dintre

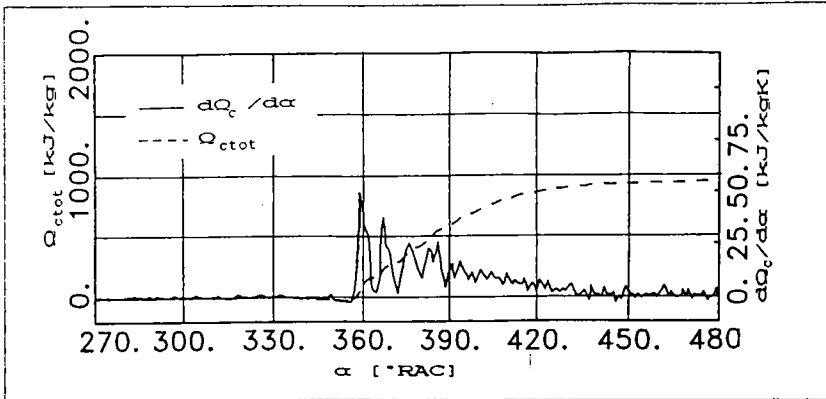


Figura 2.22: Legea de degajare a căldurii și legea de variație a căldurii totale pentru cilindru

ele și de masa de gaz transferată prin canalul de legătură. Calculele se efectuează computerizat ceea ce simplifică mult problema.

În figurile 2.22 respectiv 2.23 sunt reprezentate legea de degajare a căldurii și legea de variație a căldurii totale degajate prin ardere, calculate pentru cilindru respectiv camera de turbionare pe baza determinării experimentale a mărimilor enumerate mai sus pentru un regim de sarcină plină și o turație de 1500 rot/min. Determinările experimentale s-au efectuat cu instalația prezentată în capitolul 5.

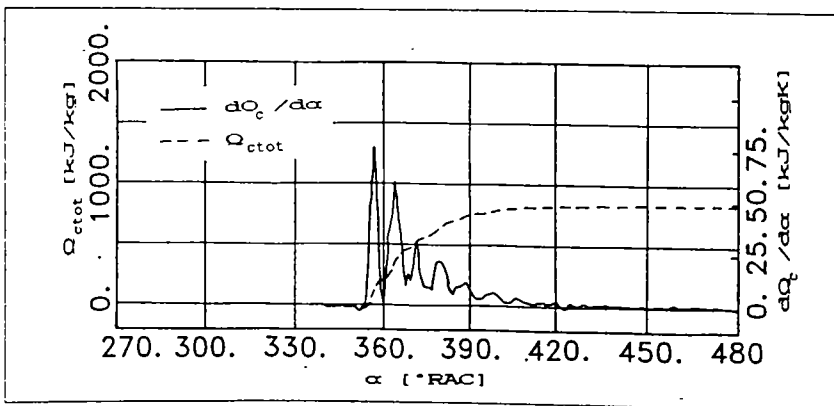


Figura 2.23: Legea de degajare a căldurii și legea de variație a căldurii totale pentru camera de turbionare

De precizat că în final, însumând căldurile dezvoltate în cele

două camere trebuie să se obțină o valoare egală cu $(m_c H_i)$. În general acest lucru nu se întâmplă cu exactitate datorită unor erori de determinare (erori de indicare a PMI, erori de determinare a nivelului de presiuni pe ciclu, erori de stabilire a raportului de comprimare) sau de calcul (inexactități în aprecierea stării gazului la începutul comprimării, utilizarea unor valori inexacte pentru constantele ce intervin în calcul, apreciere inexactă a coeficientului de convecție a , etc.).

După cum se poate constata din figurile amintite, inițializarea arderii are loc în camera separată unde de altfel și legea de ardere este caracterizată de o pantă mare a tangentei la curbă, determinând o dezvoltare bruscă a energiei termice ceea ce dă un caracter violent arderii. În schimb, în cilindru arderea începe cu o oarecare întârziere dată de trecerea combustibilului dintr-o cameră în alta prin canalul de legătură. Aici cantitatea de energie dezvoltată pe gradul RAC este mai mică, în schimb durata arderii este mai mare decât în camera de turbionare. Tocmai caracterul arderii este cel care asigură un avantaj important motoarelor diesel cu cameră divizată prin comparație cu cele cu injecție directă, și anume mersul mai liniștit al motorului, dar tot el determină creșterea consumului de combustibil datorită unei durate mai mari a acestui proces [74].

De remarcat că cele două legi de degajare a căldurii determinate pe baza calculelor experimentale au un aspect asemănător, de oscilații amortizate aflate în opoziție de fază. Unui maxim al curbei de ardere dintr-o cameră îi corespunde de fiecare dată un minim în cealaltă cameră. Acest lucru se datorează comunicării dintre cele două incinte prin intermediul canalului de legătură. În calculul ciclului real însă nu se va opera direct cu legile de degajare a căldurii determinate experimental, ci ele vor fi prelucrate și înlocuite cu niște curbe "aplatizate".

De asemenea calculul ciclului real este posibil și prin înlocuirea celor două curbe obținute prin aplatizare cu legi de ardere de tip Vibe de ordinul I, caz în care trebuie determinați în prealabil cei doi parametri a și m care conduc la obținerea unei diagrame indicate și în general a unor performanțe ale motorului cât mai apropiate de cele obținute pe cale experimentală. În cazul de față s-a adoptat valoarea constantă dedusă anterior pentru factorul de apreciere a perfecțiunii arderii, $a=6,908$. Pentru determinarea factorului de formă m s-au făcut mai multe rulări în care s-au utilizat diferite valori acestuia, ajungându-se la

concluzia că cele mai potrivite sunt $m=0,6$ pentru camera principală respectiv $m=0,1$ pentru camera separată de vârtej. Valorile obținute evidențiază o dată în plus caracterul mai violent pe care îl are arderea în camera de turbionare.

2.3 Procedee de cuantificare a schimbului de căldură suportat de fluidul motor

2.3.1 Considerații generale

Fenomenul de schimb de căldură ce are loc în interiorul cilindrilor motoarelor cu ardere internă între fluidul motor și pereții cilindrului, constituie probabil una din cele mai complicate probleme ingineresti de schimb de căldură datorită variațiilor rapide ale temperaturii, presiunii și vitezei gazului corelate cu modificarea continuă a volumului cilindrului.

În același timp însă fenomenul este deosebit de complex, fiind puse în evidență variații în timp ale densității fluxului de căldură ce pot oscila între $0 \dots 10 \text{ MW/m}^2$ în mai puțin de 10 msec. De asemenea se remarcă variațiile în spațiu ale aceleiași mărimi, cercetările experimentale indicând diferențe de până la 5 MW/m^2 pentru două puncte ale camerei de ardere aflate la o distanță de numai 10 mm [10]. Dacă ținem cont și de geometria variabilă a acestora datorată mișcării pistonului, se poate afirma că ne aflăm încă departe de o rezolvare analitică a acestui proces.

Este poate interesant de amintit că însuși Rudolf Diesel a subestimat oarecum importanța fenomenului, primul motor realizat de el funcționând fără nici un sistem de răcire a cilindrului sau pistonului.

Ulterior problema stabilirii unui coeficient mediu de schimb de căldură pentru întregul volum al cilindrului a fost abordată de numeroși cercetători, o astfel de relație devenind necesară pentru evaluarea fenomenului în ansamblu în cadrul simulării numerice prin intermediul ordinatorului a proceselor reale ce au loc în motor. Relațiile stabilite de diferiți cercetători au un domeniu de aplicabilitate mai mult sau mai puțin extins și realizează o aproximare a fenomenului. Pentru simplitatea exprimării, în cele ce urmează facem distincție între coeficientul de convecție și respectiv coeficientul de schimb de căldură care are în vedere atât

transferul de căldură convectiv cât și pe cel prin radiație.

2.3.2 Analiza critică a principalelor relații utilizate, pentru evaluarea coeficientului de transfer termic

În funcție de modul de stabilire a relației de calcul a coeficientului de schimb de căldură gaz-perete, aceste relații pot fi împărțite în trei categorii:

- * Relații simple stabilite prin metode empirice;
- * Relații bazate pe modele globale (unizonale) ale camerei de ardere ce au fost stabilite folosind teoria similitudinii;
- * Relații complexe bazate pe modele numerice multizonale ce depind de viteza variabilă a gazului.

În cele ce urmează vor fi analizate succint cele trei categorii enumerate.

2.3.2.1 Relații de calcul simple, stabilite prin metode empirice.

Primele încercări în domeniu au fost efectuate de Nusselt (1923) [53], care a studiat fenomenul de schimb de căldură între gazele de ardere aflate în interiorul unei incinte sferice și pereții acesteia, cu scopul stabilirii a două relații separate pentru fluxurile de căldură transmise prin convecție respectiv radiație. Fluxul de căldură transmis prin radiație a fost calculat ca diferență între fluxurile totale de căldură transmise în două situații: (a) pereții interiori ai sferei au fost înnegriți, respectiv (b) pereții interiori ai sferei au fost suflați în aur.

Ca urmare Nusselt obține următoarea relație pentru coeficientul de convecție echivalent:

$$\alpha_r = \frac{0,421}{T_g - T_p} \left[\left(\frac{T_g}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_p}{100} \right)^4 \right] \quad (2.107)$$

unde T_g , T_p - temperatura gazului respectiv a peretelui.

După stabilirea acestui coeficient, pentru calculul celui de convecție, Nusselt a scăzut din fluxul total de căldură partea transmisă prin radiație, obținând expresia:

$$\alpha_c^0 = 1,17 \sqrt[3]{P^2 T_g} \quad (2.108)$$

Se observă că în relație intervine, pe lângă temperatura gazului T_g , și presiunea acestuia p . Pentru a putea extinde relația (2.108) și în domeniul motoarelor cu ardere internă, Nusselt îi adaugă un termen ce ține seama de turbulența suplimentară creată în masa de gaze prin mișcarea pistonului și care cuprinde ca parametru viteza medie a pistonului w_p . Ca urmare, coeficientul de convecție din cilindrul unui m.a.i. va avea forma:

$$\alpha_c = \alpha_c^0 f(w_m) \quad (2.109)$$

unde $f(w_p)$ este funcția de turbulență a cărei relație stabilită de Nusselt este:

$$f(w_m) = (1 + 1,24 w_m) \quad (2.110)$$

Coeficientul de schimb de căldură α se obține deci prin însumarea relațiilor (2.107) și (2.108):

$$\alpha = \alpha_r + \alpha_c \quad (2.111)$$

Cercetările lui Nusselt sunt continuate de Briling care modifică funcția de turbulență și stabilește pentru prima dată două expresii diferite pentru cazul motoarelor cu aprindere prin scânteie respectiv al celor cu aprindere prin comprimare. După Briling, relația (2.110) devine [36]:

* pentru m.a.s.:

$$f(w_m) = (1 + 0,185 w_m) \quad (2.112)$$

* pentru m.a.c.:

$$f(w_m) = (2,45 + 0,185 w_m) \quad (2.113)$$

Ulterior Eichelberg (1939) consideră că valoarea coeficientului α depinde și de densitatea gazului, de fenomenul de curgere a gazelor în lungul pereților și, pentru perioada arderii, de radiația gazelor [20]. O problemă complicată o constituie stabilirea exactă a regimului de curgere a gazelor în cilindru, regim influențat de mai mulți factori:

* regimul de curgere pe traseul de admisiune, respectiv baleiaj;

* regimul de curgere pe traseul de evacuare;

* turbulența produsă de mișcarea pistonului;

- * fenomenul de injecție a combustibilului în cilindru;
- * turbulența suplimentară produsă prin ardere.

Pe baza rezultatelor experimentale obținute, Eichelberg propune următoarea relație pentru coeficientul de schimb de căldură între gaz și perete:

$$\alpha = 2,44 \sqrt[3]{w_m} \sqrt{p T_g} \quad (2.114)$$

În această relație se ține cont de fenomenul de radiație prin creșterea ponderii temperaturii gazului, care se găsește la puterea 0,5 față de 0,33 în cazul relației lui Nusselt. În schimb prin comparație cu relația (2.108) scade exponentul presiunii (de la 0,66 la 0,5). În ceea ce privește regimul de curgere, el intervine în relație tot prin intermediul vitezei medii a pistonului. Relația lui Eichelberg a fost utilizată pe scară largă în trecut și continuă să fie aplicată în domeniul motoarelor de turație scăzută.

Alte două relații pentru coeficientul de schimb de căldură sunt propuse de Van Tyen (1962) [36]. Într-o primă variantă el realizează modificarea funcției de turbulență, prin analogie cu Briling, dându-i acesteia forma:

$$f(w_m) = 3,19 + 0,885 w_m \quad (2.115)$$

valabilă pentru cazul m.a.c. Experimente ulterioare îl conduc însă la o nouă relație ce combină oarecum relațiile stabilite de Nusselt și Eichelberg:

$$\alpha = 4,8 \sqrt[3]{p^2 T_g w_m} \quad (2.116)$$

neglijând însă termenul de radiație (2.107) din relația lui Nusselt.

Toate relațiile prezentate până în acest moment sunt oarecum similare, ele fiind relativ simple iar deducerea lor făcându-se de fapt pe cale cvasiempirică. Ele se diferențiază doar printr-o serie de coeficienți numerici sau prin factori diferiți de amplificare pentru presiune, temperatura gazului și viteza medie a pistonului, toți acești coeficienți fiind stabiliți de autori prin cercetări experimentale proprii și având în general o aplicabilitate limitată la cazurile particulare studiate.

Cercetările ulterioare au abordat aceste fenomene din

perspectiva teoriei similitudinii ceea ce a dus la obținerea unor relații mai exacte, cu domenii de aplicabilitate mai extinse.

2.3.2.2 Relații bazate pe teoria similitudinii, ce utilizează modele globale pentru camera de ardere.

Prima relație din această categorie a fost stabilită de Elser (1954), care se bazează în stabilirea criteriilor de similitudine pe "metoda ecuațiilor diferențiale", metodă care presupune exprimarea acestor criterii direct din ecuațiile diferențiale ce descriu problema în speță pe baza teoremei π [65]. Ipotezele simplificatoare adoptate în vederea stabilirii ecuațiilor diferențiale sunt:

* Procesul de transfer termic între gaz și perete, are loc de fapt doar într-un strat limită aflat în contact cu peretele. Grosimea acestui strat este foarte mică în raport cu raza de curbură a peretelui, astfel încât se poate considera că avem de-a face cu un perete plan.

* Fenomenul de schimb de căldură este considerat unidimensional, nestaționar.

* În cilindru nu există unde de presiune, astfel încât presiunea este variabilă doar în timp și nu în spațiu.

Ca urmare se poate scrie următoarea ecuație diferențială ce descrie fenomenul de schimb de căldură:

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial \tau} + w \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \frac{\partial p}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \rho q \quad (2.117)$$

Pe baza ecuației (2.117), Elser stabilește o ecuație criterială de tipul:

$$Nu = f \left(Pe, \frac{w\tau}{l}, \frac{\Delta s}{c_p}, \kappa \right) \quad (2.118)$$

unde: $Nu = al/\lambda$ - criteriu de similitudine Nusselt;

$Pe = lw\rho c_p/\lambda$ - criteriu de similitudine Peclet;

$w\tau/l$ - parametru de frecvență;

$\Delta s/c_p$ - variația specifică a entropiei în timpul arderii;

κ - exponent adiabatic.

Relația existentă între aceste criterii, ca și constantele de proporționalitate ce intervin în această relație, nu pot fi însă stabilite pe baza teoriei similitudinii ci doar prin experiment. În

criteriile de mai sus Elser înlocuiește viteza w cu viteza medie a pistonului w_p și dimensiunea caracteristică l cu cursa pistonului S . Relația (2.118) devine:

$$Nu = f_1(Pe) f_2(\omega\tau) f_3\left(\frac{\Delta s}{c_p}\right) f_4(\kappa) \quad (2.119)$$

Se observă că prin înlocuirile efectuate și neglijarea constantelor numerice termenul $(w\tau/l)$ s-a modificat în $(\omega\tau)$. Intrucât arderea în m.a.c. are loc întotdeauna cu exces de aer, se poate accepta ipoteza simplificatoare a utilizării pentru mărimile caracteristice ale fluidului de lucru a valorilor corespunzătoare pentru aer la o temperatură ce reprezintă media aritmetică dintre temperatura gazului și cea a peretelui.

Pentru termenul $(\Delta s/c_p)$, Elser stabilește următoarea relație de calcul:

$$\frac{\Delta s}{c_p} = \ln \frac{T_g}{T_0} - \frac{\kappa-1}{\kappa} \ln \frac{p}{p_0} \quad (2.120)$$

unde p_0 și T_0 reprezintă presiunea respectiv temperatura fluidului de lucru în starea de referință, care poate fi de exemplu momentul de început al comprimării.

Problema care se pune este de a stabili expresiile funcțiilor f_1 din relația (2.119). Având în vedere că exponentul politropic κ este o constantă, termenul corespunzător poate fi neglijat.

Pentru determinarea lui f_1 s-a pornit de la încercări experimentale efectuate pentru cursa de comprimare atât la motoare în doi timpi cât și în patru timpi. Transformarea suportată de fluidul de lucru a fost considerată cvasiizentropică, astfel încât termenul $(\Delta s/c_p)$ se anulează. Prin evaluarea datelor referitoare la transferul termic, se obține:

$$Nu = 6,5 \sqrt{Pe} \quad (2.121)$$

respectiv:

$$f_1(Pe) = \sqrt{Pe} \quad (2.122)$$

Reprezentând grafic funcția Nu/\sqrt{Pe} față de poziția manivelei motoare α [°RAC], la diferite regimuri de sarcină și turație, s-a

demonstrat că această funcție este independentă de unghiul α , dar crește cu creșterea sarcinii.

Urmărind apoi reprezentarea grafică a funcției:

$$\frac{Nu}{\sqrt{Pe}} = f\left(\frac{\Delta S}{c_p}\right) \quad (2.123)$$

pentru diferite regimuri de sarcină și turație, s-a obținut o expresie liniară pentru funcția f_3 , și anume:

$$f_3\left(\frac{\Delta S}{c_p}\right) = 6,5\left(1 + 0,5 \frac{\Delta S}{c_p}\right) \quad (2.124)$$

Inlocuind această expresie în ecuația (2.119), în care datorită impreciziilor procedeele experimentale s-a neglijat termenul $f_2(\omega\tau)$, se obține:

$$Nu = 6,5\sqrt{Pe}\left(1 + 0,5 \frac{\Delta S}{c_p}\right) \quad (2.125)$$

cea ce corespunde unui coeficient de schimb de căldură:

$$\alpha = 6,5 \frac{\sqrt{w_m \lambda p c_p}}{S} \left[1 + 0,5 \left(\ln \frac{T}{T_0} - \frac{\kappa - 1}{\kappa} \ln \frac{p}{p_0} \right) \right] \quad (2.126)$$

Această formulă stabilită de Elser nu este aplicabilă decât în perioada în care toate organele de obturare sunt închise (comprimare, ardere, destindere) nefiind valabilă în timpul procesului de schimb de gaze.

Cercetările ulterioare ale lui Oguri [54] au pornit tot de la relația inițială a lui Elser (2.119) scrisă sub forma:

$$Nu = f_1(Pe) f_2(\alpha) f_3\left(\frac{\Delta S}{c_p}\right) \quad (2.127)$$

În această relație se păstrează expresia (2.122) pentru funcția $f_1(Pe)$. În ceea ce privește funcția f_3 , ea a fost determinată pentru un domeniu unghiular cuprins între punctul mort interior (PMI) și 40° RAC după PMI, domeniu în care funcția $f_2(\alpha)$ este cvasiconstantă. Expresia lui f_3 devine:

$$f_3\left(\frac{\Delta S}{C_p}\right) = 1,75\left(1 + \frac{\Delta S}{C_p}\right) \quad (.4207)$$

În sfârșit stabilirea dependenței criteriului Nusselt de poziția manivelei motoare, respectiv a funcției $f_2(\alpha)$ s-a bazat pe ipoteza înregistrării unui maxim al acestei funcții la cca. 20°RAC după PMI, obținându-se deci:

$$f_2(\alpha) \approx 2 + \cos(\alpha - 20) \quad (2.129)$$

Prin introducerea relațiilor (2.122), (2.128) și (2.129) în (2.127), se obține expresia:

$$Nu = 1,75\sqrt{Pe}\left(1 + \frac{\Delta S}{C_p}\right)[2 + \cos(\alpha - 20)] \quad (2.130)$$

O abordare mai complexă a acestei probleme a fost realizată de Sitkei [66], care delimitează trei procedee distincte de transmitere a căldurii între fluidul de lucru și pereți, și anume:

- * convecția forțată în regim turbulent;
- * radiația gazelor;
- * radiația flăcării.

Astfel coeficientul global de transfer termic se poate obține ca sumă a trei termeni:

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_{rg} + \alpha_{rf} \quad (2.131)$$

Determinarea coeficientului de convecție α_c s-a realizat după metodele teoriei similitudinii, pornind de la relația:

$$Nu = KRe^{0,7} \quad (2.132)$$

respectiv:

$$\frac{\alpha d_g}{\lambda} = K \left(\frac{w_m d_g \rho}{\eta} \right)^{0,7} \quad (2.133)$$

unde:

$$\begin{aligned} \lambda &= 8,56 \cdot 10^{-5} T_g \\ \eta &= 3,24 \cdot 10^{-7} T_g^{0,7} \end{aligned} \quad (2.134)$$

Relația de calcul a coeficientului de convecție după Sitkei,

va fi:

$$\alpha_c = 0,039 (1+b) \frac{p^{0,7} w_m^{0,7}}{T_g^{0,7} d_e^{0,3}} \quad (2.135)$$

unde: p - presiunea gazului;

T_g - temperatura gazului;

w_m - viteza medie a pistonului;

b - constantă ce caracterizează tipul camerei de ardere;

d_e - diametrul echivalent care se calculează cu relația:

$$d_e = \frac{2Dh}{D+2h} \quad (2.136)$$

D - diametrul cilindrului;

h - înălțimea momentană a spațiului cuprins între capul pistonului și chiulasă.

În ceea ce privește radiația gazelor, trebuie avute în vedere doar două componente, și anume dioxidul de carbon și vaporii de apă. Gazele elementare, ca oxigenul, azotul și hidrogenul sunt inerte din punctul de vedere al radiației termice. Pornind de la o compoziție volumică a gazelor de ardere caracterizată de 10,1% CO_2 , 9,3% H_2O și 80,6% aer, Sitkei stabilește expresia coeficientului energetic de emisie al gazelor:

$$\epsilon_g = \epsilon_{\text{CO}_2} + \beta \epsilon_{\text{H}_2\text{O}} - \Delta \epsilon_g \quad (2.137)$$

Factorii de corecție β respectiv $\Delta \epsilon_g$ sunt necesari deoarece benzile lungimilor de undă în care emit cele două gaze se suprapun parțial, astfel încât radiația totală va fi mai mică decât suma radiațiilor parțiale. Ca urmare expresia coeficientului echivalent de schimb de căldură prin radiația gazelor este:

$$\alpha_{rg} = \epsilon_g C_N \frac{\left(\frac{T_g}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_p}{100}\right)^4}{T_g - T_p} \quad (2.138)$$

unde $C_N = 5,775 \text{ [W/m}^2\text{K]}$ este constanta de radiație a corpului negru.

Sitkei face precizarea că această componentă a schimbului de căldură poate fi neglijată în special în cazul unor motoare ce funcționează cu un amestec sărac (valori mari pentru coeficientul excesului de aer λ), când scade sever concentrația componentelor radiante, H_2O și CO_2 .

Cea de-a treia componentă a schimbului de căldură, și anume

radiația flăcării, este o caracteristică a motoarelor diesel, la care prin ardere rezultă o flacără de culoare galbenă ce conține particule de carbon și funingine incandescente. Radiația ce rezultă în acest mod este de câteva ori mai mare decât cea datorată gazelor, iar spectrul ei de emisie este mai uniform, apropiindu-se de cazul radiației corpurilor solide. Coeficientul echivalent de schimb de căldură datorat radiației flăcării se calculează cu relația:

$$\alpha_{rf} = \epsilon'_f C_N \frac{\left(\frac{T_f}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_p}{100}\right)^4}{T_f - T_p} \quad (2.139)$$

unde T_f - temperatura flăcării;

ϵ'_f - coeficient energetic de emisie al flăcării.

Intrucât temperatura flăcării T_f , nu variază practic cu creșterea presiunii medii efective, ea poate fi considerată constantă [66] având valoarea de cca. 2400 K.

Coeficientul energetic de emisie ϵ'_f se calculează cu relația:

$$\epsilon'_f = \frac{0,18}{1 + 0,9 \frac{1 - \epsilon_f}{\epsilon_f}} \quad (2.140)$$

unde ϵ_f este o funcție de poziția momentană a manivelei motoare și se calculează cu relația:

$$\epsilon_f = 1 - e^{-1,3p^1} \quad (2.141)$$

unde: p - presiunea din cilindru;

$l = 1,8Dh / (D + 2h)$ - lungime caracteristică;

D - diametrul cilindrului;

h - înălțimea momentană a spațiului dintre capul cilindrului și chiulasă.

O serie de alte cercetări în domeniu au fost efectuate de Annand [5], care nu realizează însă măsurători experimentale proprii ci prelucrează doar datele obținute de alți cercetători. El propune împărțirea fluxului de căldură transmis între gaz și perete în două părți, respectiv componenta convectivă și cea de radiație.

Pornind de la analiza dimensională aplicată în cadrul teoriei

similitudinii, Annand consideră că schimbul de căldură convectiv este influențat de următoarele mărimi [30]:

- * dimensiunile geometrice;
- * vitezele caracteristice de curgere;
- * proprietățile fluidului de lucru;
- * energia dezvoltată prin ardere;
- * viteza unghiulară, ω ;
- * timpul τ , cuantificat prin poziția manivelei motoare, α .

Annand nu introduce însă toate aceste mărimi în relația de calcul a coeficientului de convecție, considerând că elementul cel mai important de influență este criteriul de similitudine Reynolds. Relația criterială propusă este deci:

$$Nu = aRe^b \quad (2.149)$$

ceea ce conduce la:

$$\alpha_c = a \frac{\lambda}{D} \left(\frac{w_m D \rho}{\eta} \right)^b \quad (2.148)$$

unde valorile constantelor determinate experimental sunt:

$a = 0,35 \dots 0,8$ în funcție de tipul camerei de ardere;

$b = 0,7$.

Proprietățile fluidului de lucru: conductivitate termică λ , vâscozitate dinamică η , densitate ρ , se vor determina pe baza proprietăților elementelor componente (aer, oxid de carbon, dioxid de carbon, vapori de apă și combustibil), în funcție de participațiile acestora în amestec. Ca temperatură de referință pentru aceste proprietăți se consideră temperatura medie a gazelor.

Pentru determinarea componentei de radiație, Annand se bazează pe teoria radiației corpului negru. Astfel densitatea fluxului de căldură transmis între două suprafețe 1 și 2, de temperaturi T_1 respectiv T_2 , poate fi determinată cu relația:

$$\dot{Q}_{12} = C_N \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \quad (2.144)$$

Intrucât însă gazele nu emit și nu absorb radiații decât într-un domeniu restrâns de lungimi de undă și având în vedere că pereții cilindrului nu se comportă ca și niște corpuri negre, ceea ce înseamnă că factorul lor energetic de emisie este o funcție de temperatură și de lungimea de undă λ , $\epsilon = \epsilon(T, \lambda)$, Annand propune introducerea unui factor de corecție c în relația (2.144), care să

permită un calcul global al radiației în timpul arderii și destinderii. Se impune de asemenea o diferențiere a acestei constante în funcție de tipul motorului (m.a.s. sau m.a.c.). În timp ce în cazul m.a.s. arderea se produce într-un amestec aer-combustibil preformat și omogen (flacăra de culoare albastră), în cazul m.a.c. avem de-a face cu un amestec eterogen, în timpul arderii rezultând ca produse intermediare de reacție particule de carbon care ajung la incandescență și dau o culoare galbenă flăcării. În plus în cazul m.a.c. arderea se prelungește mai mult în destindere decât în cazul m.a.s.

Ca urmare expresia coeficientului de schimb de căldură prin radiație va fi:

$$\alpha_r = \frac{c}{T_g - T_p} \left[\left(\frac{T_g}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_p}{100} \right)^4 \right] \quad (2.145)$$

unde constanta c ia următoarele valori:

- pentru comprimare $c=0$;
- pentru ardere și destindere: - în m.a.s. $c=0,421$ [W/m^2K^4]
- în m.a.c. $c=3,21$ [W/m^2K^4]

Coeficientul de schimb de căldură se obține prin însumarea relațiilor (2.143) și (2.149):

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_r \quad (2.146)$$

Scopul cercetărilor întreprinse în domeniu de Woschni a fost transpunerea rezultatelor obținute în cazul transmiterii căldurii la curgerea prin țevi, prin intermediul teoriei similitudinii, la cazul motoarelor cu ardere internă. El s-a bazat pe ipoteza că, din cei trei factori de influență asupra schimbului de căldură în m.a.i., și anume convecție, radiație și variație nestaționară a temperaturii, cea mai mare importanță o are convecția forțată. Această ipoteză este plauzibilă având în vedere turbulența foarte intensă din interiorul cilindrului [81]. Modelarea cilindrului sub forma unei țevi de lungime redusă prin care circulația gazelor se face în regim turbulent, a permis utilizarea relației propuse de Nusselt - Kraushold [21]:

$$Nu = 0,032 \left(\frac{d}{l} \right)^{0,054} Re^{0,8} Pr^n \quad (2.147)$$

Pentru simplificare se consideră proprietățile fizice ale

fluidului de lucru ca fiind identice cu cele ale aerului. În domeniul de temperaturi care prezintă interes, valoarea criteriului Prandtl poate fi considerată constantă, $Pr \approx 0,71$, astfel încât exponentul n nu mai prezintă un interes deosebit. Pentru raportul adimensional d/l se ia în considerare de asemenea o valoare constantă (0,8), iar proprietățile fluidului de lucru ce intervin în criteriile de similitudine Nu și Re se calculează cu relațiile:

$$\begin{aligned} \lambda &= 3,65 \cdot 10^{-4} T_g^{0,748} \\ \eta &= 5,2 \cdot 10^{-7} T_g^{0,62} \end{aligned} \quad (2.148)$$

Ca urmare relația propusă de Woschni pentru calculul coeficientului de schimb de căldură α , este:

$$\alpha = C d^{m-1} p^m T_g^{(0,75-1,62m)} w^m \quad (2.149)$$

cu $C=130$ și $m=0,8$.

Valoarea constantei C a fost ulterior confirmată în mod indirect de Zapf prin cercetările întreprinse în domeniul transmiterii căldurii în m.a.i. în perioada schimbului de gaze. Întrucât α reprezintă o valoare medie pentru întreg volumul cilindrului s-ar impune introducerea în relația (2.149) a unei viteze medii a fluidului de lucru valabilă de asemenea pentru întreg volumul cilindrului. Această mărime este foarte greu de apreciat, ea trebuind să fie înlocuită cu un parametru echivalent [81]. În acest sens trebuie avut în vedere faptul că mișcarea gazului în cilindru are la origine două motive complet diferite, și anume:

* mișcarea pistonului ce poate fi caracterizată prin viteza medie a pistonului;

* turbulența produsă prin ardere, care depinde de tipul camerei de ardere și de energia dezvoltată în urma arderii.

Woschni reușește să cuprindă ambele influențe într-o singură relație, de forma:

$$w = C_1 w_m + C_2 \frac{V_s T_1}{p_1 V_1} (p - p_0) \quad (2.150)$$

Primul termen al relației (2.150) se referă la efectul deplasării pistonului asupra gazului din cilindru, iar cel de-al doilea termen sintetizează efectele arderii asupra turbulenței. Indicele 1 se referă la starea gazului la începutul comprimării (după închiderea ultimului organ de obturare), iar p este presiunea

momentană în cazul ciclului cu ardere în timp ce p_0 este presiunea în același moment pe ciclu în cazul motorului antrenat. Constantele C_1 și C_2 au fost determinate prin cercetări experimentale sistematice, separat pentru două faze ale ciclului, respectiv pentru diferite tipuri de camere de ardere, după cum urmează:

- pentru schimbul de gaze: $C_1 = 6,18 + 0,417(w_l/w_m)$
- pentru comprimare și destindere: $C_1 = 2,28 + 0,308(w_l/w_m)$
- pentru m.a.c. cu injecție directă: $C_2 = 3,24 \cdot 10^{-4}$ [m/sK]
- pentru m.a.c. cu cameră separată: $C_2 = 6,22 \cdot 10^{-3}$ [m/sK]

Cel de-al doilea termen din relația lui C_1 sintetizează influența turbulenței proprii a încărcăturii proaspete la intrarea în cilindru, iar w_l este chiar viteza periferică a turbionului. Înlocuind în ecuația (2.149) valorile numerice ale exponenților și ținând cont de (2.150), se obține expresia finală propusă de Woschni pentru coeficientul de transfer termic între fluidul de lucru și pereții cilindrului:

$$\alpha = 130 D^{-0,2} p^{0,8} T_g^{-0,53} \left[C_1 w_m + C_2 \frac{V_s T_1}{p_1 V_1} (p - p_0) \right]^{0,8} \quad (2.151)$$

Această relație este echivalentă cu ecuația criterială:

$$Nu = 0,035 Re^{0,8} \quad (2.152)$$

în care dimensiunea caracteristică este egală cu diametrul cilindrului, iar viteza se calculează cu relația (2.150).

Bazându-se tot pe teoria similitudinii, Hohenberg (1980) stabilește o altă relație de calcul a coeficientului de schimb de căldură α , pornind de la relația lui Woschni. Principala modificare o constituie alegerea drept lungime caracteristică a unei mărimi variabile care înlocuiește diametrul cilindrului, utilizat de marea majoritate a cercetătorilor. Astfel Hohenberg definește lungimea caracteristică, ca fiind diametrul unei sfere care are volumul egal cu volumul momentan al cilindrului, respectiv:

$$l = D' = \sqrt[3]{V} \quad (2.153)$$

De asemenea Hohenberg modifică termenul de viteză din relația lui Woschni, considerând că utilizarea vitezei medii a pistonului nu ia în considerare decât modificarea vitezei gazului odată cu turația, fără să țină cont de variația acestei mărimi pe parcursul unui ciclu. Pentru a avea în vedere și acest aspect, se propune

introducerea în relația vitezei gazului și a presiunii respectiv a temperaturii acestuia, ale căror legi de variație pe parcursul unui ciclu sunt asemănătoare între ele și similare legii de variație a vitezei gazului. Pentru această viteză Hohenberg propune relația:

$$w^{0,8} = C_1 p^{0,2} T_g^{0,1} (w_m + C_2) \quad (2.154)$$

Introducând relațiile (2.153) și (2.154) în ecuația (2.151), se obține expresia propusă de Hohenberg [28] pentru coeficientul de schimb de căldură α :

$$\alpha = C_1 V^{-0,06} p^{0,8} T_g^{-0,4} (w_m + C_2)^{0,8} \quad (2.155)$$

unde constantele iau valorile: $C_1 = 130$; $C_2 = 1,4$ iar V este volumul momentan al cilindrului.

Relația lui Woschni a fost de asemenea modificată de doi dintre colaboratorii săi care au adaptat-o unor situații particulare.

Astfel pentru cazul unor temperaturi ale pereților mai mari decât 525 K, se recomandă aplicarea relației lui Kolesa (1986), care înlocuiește constanta C_2 din relația lui Woschni (2.151), cu expresia [37]:

$$C_2^* = C_2 + 2,3 \cdot 10^{-5} (T_p - 525) \quad (2.156)$$

În domeniul sarcinilor mici se utilizează relația modificată de Huber [31] în 1990:

$$\alpha = 130 D^{-0,2} p^{0,8} T_g^{-0,53} \left[C_1 w_m + 2 C_2 w_m \left(\frac{V_c}{V(\alpha)} \right)^2 p_i^{-0,2} \right]^{0,8} \quad (2.157)$$

Această relație se aplică numai dacă este îndeplinită condiția:

$$2 C_1 w_m \left(\frac{V_c}{V(\alpha)} \right) p_i^{-0,2} \geq C_2 \frac{V_s T_1}{p_1 V_1} (p - p_0) \quad (2.158)$$

unde: V_c - volumul camerei de ardere;

V_s - volumul cilindrului;

$V(\alpha)$ - volumul momentan al cilindrului;

p_i - presiunea medie indicată;

celelalte mărimi având aceeași semnificație ca și în relația lui Woschni.

Pentru cazul $p_i < 1$, în relația (2.158) se introduce $p_i = 1$.

Dintre toate relațiile prezentate caracterul cel mai general vălabil îl are relația lui Woschni, deși datează de cca. 30 ani. Celelalte relații pentru calculul coeficientului de schimb de căldură gaz-perete au o aplicabilitate limitată la situații similare celor pentru care au fost stabilite.

Incercând o privire de ansamblu asupra acestui subiect trebuie precizat că, pe lângă formulele diferite ce descriu transmiterea căldurii prin convecție între gaz și perete, diferiții cercetători apreciază în mod diferențiat ponderea radiației în procesul de transfer termic. În timp ce unii autori introduc în relațiile de calcul un termen separat pentru radiație bazat pe legea Stefan-Boltzmann, Woschni ia în calcul acest fenomen, ca și pe cel de creștere a turbulenței prin ardere prin intermediul unui termen suplimentar de viteză.

Cercetările efectuate până în prezent, care au urmărit studiul fenomenului de radiație au pus în evidență diferențe de principiu ce depind de tipul motorului. Astfel, în timp ce la motoarele diesel ponderea principală o are fenomenul de radiație a flăcării, datorat particulelor incandescente de funingine, la m.a.s. este predominantă radiația gazelor datorită caracterului flăcării care se inițializează într-un amestec preformat. Ca urmare este de presupus că, în cazul m.a.c., la creșterea sarcinii are loc o creștere a densității fluxului de căldură transmis prin radiație, fenomen care este într-o oarecare măsură atenuat de creșterea gradului de fum, ceea ce implică o majorare a densității fluxului de căldură absorbit de particulele de funingine. Tocmai datorită unor astfel de influențe contradictorii, radiația termică din interiorul cilindrilor m.a.i. este atât de greu de apreciat.

Urmărind comparativ rezultatele prezentate de diferiți autori în privința ponderii fenomenului de radiație în ansamblul schimbului de căldură suportat de fluidul motor, se poate concluziona că, pentru mersul în gol sau în cazul motorului antrenat prevalează în mod clar fenomenul de convecție, în timp ce pentru regimul de sarcină plină fenomenul de radiație poate să reprezinte 30...40% din schimbul total de căldură [31].

În ceea ce privește modelarea schimbului de căldură pentru motoare diesel cu cameră separată, trebuie precizat că acest domeniu a fost mai puțin abordat decât cel al m.a.c. cu injecție

directă și acest lucru se datorează în primul rând faptului că o cameră divizată nu se pretează atât de bine la utilizarea unor modele globale pentru schimbul de căldură. Totuși unele relații de calcul, cum este cea a lui Woschni, țin cont de tipul camerei de ardere prin intermediul unor coeficienți ale căror valori diferă de la un caz la altul.

Prima formulă destinată în mod special unui motor cu cameră separată de vârttej îi aparține lui Plaum [10], care a avut în vedere modificarea termenului de viteză.

Ulterior Hassan [26] realizează determinări experimentale ale temperaturii și vitezei gazului într-o cameră separată pentru un motor antrenat și adaptează relația lui Annand pentru acest caz. În sfârșit cercetările cele mai amănunțite în domeniu aparțin lui Kamel și Watson [35], care au demonstrat că energia internă a jetului de combustibil injectat influențează în mod considerabil procesul de transfer termic din camera separată.

2.3.2.3 Relații de calcul ce se bazează pe modele numerice multizonale și conțin un termen variabil pentru viteza gazului

Dacă majoritatea relațiilor prezentate se limitează la calculul unui coeficient de schimb de căldură mediu pentru întregul volum momentan al cilindrului luând în considerare un termen de viteză constant pentru întregul ciclu, în ultimul timp cercetările s-au îndreptat spre evaluarea unor coeficienți locali de schimb de căldură care să țină cont de condițiile locale de curgere și care să cuprindă un termen de viteză dependent de poziția manivelei motoare.

Primele încercări în acest sens datează din 1964 și îi aparțin lui Knight [31], care a încercat să calculeze viteza din camera de ardere a unui motor în funcție de caracterul curgerii în conducta de admisiune, de mișcarea pistonului, de fenomenul de injecție și de frecarea la pereți. O condiție în acest sens o constituia calculul energiei cinetice imprimată gazului de fiecare din fenomenele enumerate, care prin intermediul relației (3.53) permit apoi calculul vitezei gazului:

$$w_g = \sqrt{\frac{2 \sum_i E_{ci}}{m_g}} \quad (2.159)$$

unde m_g - masa de gaz;

E_{ci} - energia cinetică datorată fenomenului i .

Ulterior Dent și Suliaman [14] abordează același domeniu, stabilind o relație de calcul în care țin cont de turbulența inițială a coloanei de încărcătură proaspătă la intrarea în cilindru, turbulență variabilă cu unghiul manivelei motoare. Rezultatele obținute pe un motor antrenat au fost încurajatoare, dar utilizarea relației pentru un "motor cald" a condus la o supraapreciere a fluxului de căldură schimbat, ceea ce a impus utilizarea unui model zonal pentru temperatura gazului.

De altfel și această metodă de calcul a coeficientului de schimb de căldură α , în funcție de valoarea momentană a vitezei gazului în cilindru nu reprezintă decât tot o rezolvare aproximativă a problemei.

În ultimii ani s-a încercat calculul unui coeficient de schimb de căldură α , variabil în timp și spațiu prin modelarea curgerii gazului în cilindru, modelare ce ține cont de curgerea gazului în și din cilindru, de geometria camerei de ardere ca și de procesul propriu-zis de ardere. În acest sens se poate aplica metoda elementului finit, ceea ce impune rezolvarea pentru fiecare element în parte a legilor de conservare a masei, energiei și impulsului. În plus o foarte mare importanță o are cunoașterea condițiilor la limită care complică problema și au o influență hotărâtoare asupra rezultatelor obținute. La rândul lor, aceste condiții la limită depind de condițiile locale de curgere ceea ce impune adoptarea unor ipoteze simplificatoare sau a unei metode iterative de calcul.

Cele mai cunoscute încercări de apreciere a coeficientului de schimb de căldură după modele multizonale aparțin lui Poulos și Heywood (1983), respectiv lui Morel și Keribar (1985) ale căror cercetări sunt descrise în lucrările [59], [43].

Ca un rezultat notabil al cercetărilor lui Morel și Keribar poate fi remarcat faptul că valoarea maximă a vitezei gazului în stratul limită la peretele camerei de ardere este de 2..9,5 ori mai mare decât viteza medie a pistonului. Această creștere însemnată este pusă în evidență pentru un domeniu unghiular relativ mic în jurul punctului mort interior și influențează bineînțeles și calculul lui α , ale cărui valori medii în spațiu ajung până la aproximativ 10 kW/m²K. Această valoare depășește semnificativ

aprecierile făcute pe baza altor metode, chiar și în cazul m.a.c. rapide, la sarcină plină și cu un regim intens de turbulență. De altfel aceste valori nu au fost, cel puțin până în prezent, confirmate experimental.

Avantajele acestor metode față de relațiile unidimensionale clasice sunt evidente, fiind legate în primul rând de posibilitatea aprecierii solicitărilor termice locale ale motorului, ceea ce permite o reconsiderare a sistemului de răcire, respectiv a materialelor din care sunt confecționate diferitele părți componente. De asemenea se deschide posibilitatea dezvoltării unor metode universale de calcul a schimbului de căldură, metode aplicabile oricărui tip de motor și pentru orice tip de cameră de ardere.

Pe de altă parte dezavantajele metodelor de acest tip sunt legate în primul rând de faptul că necesită capacități și timpi de calcul foarte mari. În plus ele nu sunt încă suficient de bine puse la punct în ceea ce privește precizia rezultatelor, ceea ce face ca în momentul de față marea majoritate a programelor de simulare numerică a ciclului real de funcționare să se bazeze pe relațiile unidimensionale de calcul a unor coeficienți de schimb de căldură medii pentru întreg volumul momentan al cilindrului.

2.3.3 Evaluarea schimbului de căldură suportat de fluidul motor prin metode experimentale

2.3.3.1 Metoda temperaturilor superficiale

Metoda cea mai utilizată în prezent pentru studiul experimental al procesului de schimb de căldură suportat de fluidul motor și implicit pentru determinarea experimentală a coeficientului de schimb de căldură gaz-perete, este metoda temperaturilor superficiale, care va fi prezentată în continuare.

Principiul acestei metode se bazează pe măsurarea unei singure mărimi în regim nestaționar, și anume evoluția temperaturii pe suprafața camerei de ardere. Tehnica de măsură necesară în acest sens este descrisă în paragraful 5.2.3.

Dacă se acceptă ca ipoteze simplificatoare faptul că peretele camerei de ardere se comportă ca un corp de extindere semi-infinită și că avem de-a face cu o variație periodică de temperatură, atunci

poate fi utilizată soluția completă a ecuației diferențiale Fourier pentru conducția nestaționară, unidimensională, și anume [52]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (2.160)$$

Soluția acestei ecuații, a cărei deducere este prezentată în paragraful 2.3.3.2, este de forma:

$$T_p(x, t) = T_{pm} - \frac{\dot{q}_m}{\lambda} x + \sum_{i=1}^{\infty} \left\{ e^{-x\sqrt{\frac{i\omega}{2a}}} \left[A_i \cos\left(i\omega t - x\sqrt{\frac{i\omega}{2a}}\right) + B_i \sin\left(i\omega t - x\sqrt{\frac{i\omega}{2a}}\right) \right] \right\} \quad (2.161)$$

De aici, pe baza relațiilor (2.162) și (2.163):

$$\dot{q} = -\lambda \left(\frac{\partial T_p}{\partial t} \right)_{x=0} \quad (2.162)$$

$$\alpha = -\frac{\dot{q}}{T_g - T_p} \quad (2.163)$$

se pot obține variațiile densității fluxului de căldură și ale coeficientului de convecție.

Dacă se diferențiază în raport cu x ecuația (2.161), se obține pentru condiția $x=0$:

$$\left(\frac{\partial T_p}{\partial x} \right)_{x=0} = -\frac{\dot{q}_m}{\lambda} + \sum_{i=1}^{\infty} \left\{ \sqrt{\frac{i\omega}{2a}} [(A_i + B_i) \cos(i\omega t) + (B_i - A_i) \sin(i\omega t)] \right\} \quad (2.164)$$

și cu aceasta pentru densitatea fluxului de căldură:

$$\dot{q} = \dot{q}_m + \frac{\lambda}{\sqrt{a}} \sum_{i=1}^{\infty} \left\{ \sqrt{\frac{i\omega}{2}} [(A_i + B_i) \cos(i\omega t) + (B_i - A_i) \sin(i\omega t)] \right\} \quad (2.165)$$

Cu ajutorul coeficientului termic de penetrație:

$$b = \sqrt{\lambda \rho c_p} \quad (2.166)$$

și a coeficientului de difuzivitate termică:

$$a = \frac{\lambda}{\rho c_p} \quad (2.167)$$

ecuația (2.165), devine:

$$\dot{q} = \dot{q}_m + b \cdot \sum_{i=1}^{\infty} \left\{ \sqrt{\frac{i\omega}{2}} [(A_i + B_i) \cos(i\omega t) + (B_i - A_i) \sin(i\omega t)] \right\} \quad (2.168)$$

Pentru calculul densității fluxului de căldură \dot{q} , în regim nestaționar, este necesar deci să se calculeze în prealabil: densitatea medie a fluxului de căldură \dot{q}_m , coeficientul termic de penetrație b , și coeficienții Fourier A_i și B_i .

În plus pentru calculul coeficientului global de schimb de căldură, cu ajutorul ecuațiilor (2.163) și (2.168), mai este necesară cunoașterea suplimentară a temperaturii gazului T_g și a peretelui T_p .

Determinarea densității medii a fluxului de căldură \dot{q}_m se poate face prin două metode:

Prima [64] constă în stabilirea gradientului mediu de temperatură în regim staționar în peretele camerei de ardere cu relația:

$$\dot{q}_m = \lambda \frac{\Delta T_{p,m}}{\Delta x} \quad (2.169)$$

Din punct de vedere experimental este necesară practic măsurarea temperaturii staționare în două puncte, dispuse la adâncimi diferite în peretele camerei de ardere pentru care se cunoaște distanța dintre ele, măsurată după o direcție perpendiculară la suprafața peretelui.

Cea de-a doua metodă prezentată în [31], se bazează pe realizarea unei corecții a părții nestaționare a densității fluxului de căldură determinate deja și se bazează pe condiția:

$$T_{\text{gaz}} = T_{\text{perete}} \Rightarrow \dot{q} = 0 \quad (2.170)$$

La această metodă este necesară cunoașterea temperaturii medii a gazului din cilindru T_g , care se determină prin simulare numerică a ciclului real. Dacă totuși nu avem la dispoziție temperatura gazului, se poate lua în considerare îndeplinirea condiției amintite anterior, pentru prime evaluări, în momentul închiderii supapei de admisiune, pentru că momentul exact se găsește în jurul acestui punct iar fluxul de căldură prezintă în această perioadă doar oscilații cu valoare redusă. În cazul aplicării acestei metode pot apărea erori datorate proceselor nestaționare ce apar în stratul limită, dar se consideră că acestea sunt neglijabile.

La determinarea coeficientului termic de penetrație b, trebuie avut în vedere că gradientul de temperatură la suprafața peretelui se determină pe baza valorilor de temperatură măsurate cu termocuple. Întrucât, de fapt, are loc stabilirea câmpului de temperaturi în termocuplă și nu în perete, este necesar ca în calculul densității fluxului de căldură q , să se ia în considerare coeficientul termic de penetrație al acestei termocuple. Acest coeficient se va determina printr-o metodă experimentală care este prezentată în paragraful 5.2.

Determinarea coeficienților Fourier A_i și B_i se va face pe baza legii de variație a temperaturii superficiale a peretelui determinată experimental, după metoda prezentată în paragraful 2.3.3.3.

Temperatura gazului T_g se calculează pe calculator fie cu programul de calcul a ciclului real de funcționare, fie prin prelucrarea diagramei indicate determinată experimental.

Temperatura peretelui T_p se măsoară direct cu ajutorul termocuplelor miniaturizate de suprafață, conform metodelor prezentate în capitolul 5. Această mărime este de asemenea necesară pentru calculul coeficienților Fourier.

2.3.3.2 Deducerea soluției complete a ecuației diferențiale Fourier

Pornind de la ecuația diferențială Fourier pentru conducția unidimensională, nestaționară în corpuri solide de extindere infinită (2.160) și ținând cont de condiția la limită pusă pentru $x=0$, respectiv de expresia variației de temperatură pe suprafața

superficială a corpului:

$$T_{x=0} = \frac{A_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} [A_k \cos(k\omega\tau) + B_k \sin(k\omega\tau)] \quad (2.171)$$

unde:

$$\frac{A_0}{2} = T_m \quad (2.172)$$

reprezintă componenta staționară a temperaturii, se poate scrie expresia soluției particulare a ecuației diferențiale [29], sub forma:

$$T = \varphi(\tau) \cdot \psi(x) \quad (2.173)$$

unde:

$$\varphi(\tau) = e^{ip\tau} = \cos(p\tau) + i\sin(p\tau) \quad (2.174)$$

Înlocuind expresiile derivatelor de ordinul I respectiv II pentru funcțiile $\varphi(\tau)$ și $\psi(x)$ date de relațiile:

$$\varphi'(\tau) = p \cdot \varphi(\tau) \quad (2.175)$$

$$\psi'' = q^2 \cdot \psi(x) \quad (2.176)$$

în ecuația diferențială Fourier (2.160) și considerând p și q ca fiind constante, se obține:

$$p = q^2 a \quad (2.177)$$

Introducând acum relațiile (2.177) și (2.174) în ecuația (2.173) rezultă:

$$T = e^{iq^2 a \tau} \psi(x) \quad (2.178)$$

Mai departe, utilizând în ecuația diferențială Fourier (2.160) expresiile derivatelor parțiale în raport cu timpul τ (2.179), respectiv cu spațiul x (2.180) ale funcției (2.178), și anume:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = iq^2 a e^{iq^2 a \tau} \psi(x) \quad (2.179)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = e^{iq^2 a \tau} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \quad (2.180)$$

se obține:

$$iq^2 a e^{-iq^2 a \tau} \psi(x) = a e^{-iq^2 a \tau} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \quad (2.181)$$

care poate fi pusă sub forma:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - iq^2 \psi = 0 \quad (2.182)$$

Ecuția (2.182) reprezintă ecuația diferențială a lui Pockel. Tinând cont de relația:

$$\sqrt{-i} = \pm(1-i)\sqrt{\frac{1}{2}} \quad (2.183)$$

ecuația lui Pockel devine:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \left[\pm(1-i)\sqrt{\frac{1}{2}} \cdot q \right]^2 \psi = 0 \quad (2.184)$$

Soluția acestei ecuații diferențiale imaginare se poate scrie în condițiile îndeplinirii următoarelor ipoteze simplificatoare:

a) corp de extindere infinită;

b) oscilații periodice ale temperaturii superficiale în jurul lui zero (nu există componentă staționară).

Această soluție este de forma:

$$\psi(x) = C e^{\pm(1-i)\sqrt{\frac{1}{2}}qx} \quad (2.185)$$

care introdusă în (2.178) conduce la:

$$T = C e^{-iq^2 a \tau} e^{\pm(1-i)\sqrt{\frac{1}{2}}qx} = C e^{\pm\sqrt{\frac{1}{2}}qx} e^{-i(q^2 a \tau \pm \sqrt{\frac{1}{2}}qx)} \quad (2.186)$$

Tinând cont că:

$$e^{-i\varphi} = \cos\varphi - i\sin\varphi \quad (2.187)$$

relația (2.186) devine:

$$T = C e^{\pm\sqrt{\frac{1}{2}}qx} \left[\cos\left(q^2 a \tau \pm \sqrt{\frac{1}{2}}qx\right) - \sin\left(q^2 a \tau \pm \sqrt{\frac{1}{2}}qx\right) \right] \quad (2.188)$$

În legătură cu apariția în ecuația (2.188) a semnului dublu \pm trebuie făcută următoarea precizare:

Semnul $+$ ar presupune ca pe măsură ce ne îndepărtăm de suprafața superficială a corpului înspre interiorul acestuia (deci

cu creșterea lui x), amplitudinea oscilațiilor de temperatură crește, lucru care vine în contradicție cu situația reală. Ca urmare se elimină acest semn din relația (2.188).

Despărțind soluția completă (2.188) în doi termeni, unul real și altul imaginar, avem:

$$T = T_1 + iT_2 \quad (2.189)$$

ceea ce conduce la soluțiile parțiale:

$$\begin{aligned} T_1 &= C_1 e^{-\sqrt{\frac{T}{2}}qx} \cos\left(q^2 a\tau - \sqrt{\frac{1}{2}}qx\right) \\ T_2 &= C_2 e^{-\sqrt{\frac{T}{2}}qx} \sin\left(q^2 a\tau - \sqrt{\frac{1}{2}}qx\right) \end{aligned} \quad (2.190)$$

Ca urmare în cazul unei "excitări simple":

$$T_0 = A_1 \cos \omega\tau + B_1 \sin \omega\tau \quad (2.191)$$

se obține soluția nestaționară sub forma:

$$\begin{aligned} T = T_1 + T_2 &= C_1 e^{-\sqrt{\frac{T}{2}}qx} \cos\left(q^2 a\tau - \sqrt{\frac{1}{2}}qx\right) + \\ &+ C_2 e^{-\sqrt{\frac{T}{2}}qx} \sin\left(q^2 a\tau - \sqrt{\frac{1}{2}}qx\right) \end{aligned} \quad (2.192)$$

Această soluție se poate extinde pentru toate frecvențele la:

$$\begin{aligned} T = \sum_{i=1}^{\infty} C_{1i} e^{-\sqrt{\frac{T}{2}}q_i x} \cos\left(q_i^2 a\tau - \sqrt{\frac{1}{2}}q_i x\right) + \\ + C_{2i} e^{-\sqrt{\frac{T}{2}}q_i x} \sin\left(q_i^2 a\tau - \sqrt{\frac{1}{2}}q_i x\right) \end{aligned} \quad (2.193)$$

Stabilirea constantelor C_{1i} și C_{2i} din relația (2.193) se face astfel:

Pentru $x=0$ relația (2.193) devine:

$$T_{x=0} = \sum_{i=1}^{\infty} [C_{1i} \cos(q_i^2 a\tau) + C_{2i} \sin(q_i^2 a\tau)] \quad (2.194)$$

Condiția la limită nestaționară pe suprafața superficială, care presupune $T_x=0$, este:

$$T_{x=0} = \sum_{k=1}^{\infty} [A_k \cos(k\omega\tau) + B_k \sin(k\omega\tau)] \quad (2.195)$$

Egalând ecuațiile (2.194) și (2.195) rezultă:

$$\begin{aligned} C_{1i} &= A_k ; & C_{2i} &= B_k \\ q_1^2 &= \frac{k\omega\tau}{a\tau} = \frac{k\omega}{a} \rightarrow q_i = \sqrt{\frac{k\omega}{a}} \end{aligned} \quad (2.196)$$

ceea ce conduce la următoarea formă pentru soluția nestaționară:

$$T_{nest} = \sum_{i=1}^{\infty} \left\{ e^{-x\sqrt{\frac{i\omega}{2a}}} \left[A_i \cos\left(i\omega\tau - x\sqrt{\frac{i\omega}{2a}}\right) + B_i \sin\left(i\omega\tau - x\sqrt{\frac{i\omega}{2a}}\right) \right] \right\} \quad (2.197)$$

Soluția nestaționară a ecuației diferențiale se obține pornind de la condiția:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0 \quad (2.198)$$

ceea ce implică:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = C_1 \rightarrow T = C_1 x + C_2 \quad (2.199)$$

Relația (2.199) satisface de fapt condiția inițială de existență a unui profil linear de temperatură în perete.

Tinând cont de ecuația conducției termice:

$$\dot{q} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \quad (2.200)$$

rezultă:

$$\partial T = -\frac{\dot{q}}{\lambda} \partial x \rightarrow T = -\frac{\dot{q}}{\lambda} x + D \quad (2.201)$$

Egalând coeficienții relațiilor (2.199), (2.201) rezultă:

$$C_1 = -\frac{\dot{q}}{\lambda} = -\frac{\dot{q}_0}{\lambda} ; \quad C_2 = D = T_0 \quad (2.202)$$

unde: $T_0 = T_f$ - temperatura medie a suprafeței superficiale;

$q_0 = q_f$ - densitatea medie a fluxului de căldură prin suprafața superficială.

Ca urmare soluția staționară a ecuației diferențiale este:

$$T_{st} = T_m - \frac{\dot{Q}_m}{\lambda} x \quad (2.203)$$

Insumând componenta staționară (2.203) cu cea nestaționară (2.197), se obține soluția completă a ecuației diferențiale Fourier:

$$T = T_{st} + T_{nest} = T_m - \frac{\dot{Q}_m}{\lambda} x + \sum_{i=1}^{\infty} \left\{ e^{-x\sqrt{\frac{i\omega}{2a}}} \left[A_i \cos\left(i\omega\tau - x\sqrt{\frac{i\omega}{2a}}\right) + B_i \sin\left(i\omega\tau - x\sqrt{\frac{i\omega}{2a}}\right) \right] \right\} \quad (2.204)$$

2.3.3.3 Analiza armonică

Pentru soluționarea ecuației diferențiale Fourier pentru conducția termică în regim nestaționar este necesar să se transpună legea de variație în timp a temperaturii suprafeței superficiale într-o serie Fourier de forma:

$$f(\tau) = \frac{a_c}{2} + \sum_{i=1}^{\infty} [a_k \cos(k\omega\tau) + b_k \sin(k\omega\tau)] \quad (2.205)$$

care este similară cu condiția la limită (2.171) pusă pentru $x=0$ și prezentată în paragraful precedent.

Acest proces de transformare poartă numele de analiză armonică [10].

Bineînțeles în rezolvarea practică a problemei, numărul de termeni ai relației (2.205) este limitat la o valoare finită, ceea ce va conduce la o aproximare a semnalului (cu atât mai bună cu cât numărul de termeni este mai mare) printr-un polinom trigonometric cu coeficienții Fourier a_k și b_k . Acești coeficienți descriu de fapt măsura în care forma funcției periodice $f(\tau)$ este influențată de oscilațiile armonice $\cos(k\omega\tau)$ respectiv $\sin(k\omega\tau)$.

În acest sens se poate de asemenea utiliza relația:

$$a_k \cos(k\omega\tau) + b_k \sin(k\omega\tau) = A_k \sin(k\omega\tau + \varphi_k) \quad (2.206)$$

unde:

$$A_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2}$$

$$\operatorname{tg} \varphi_k = \frac{b_k}{a_k} \quad (2.207)$$

reprezintă respectiv amplitudinea oscilației armonice și defazajul unghiular al acesteia.

Analiza armonică a fost realizată cu ajutorul unui program scris în limbaj de programare FORTRAN 5.1, descris în [29], program care calculează coeficienții Fourier, funcția de aproximare și diferența dintre aceasta și semnalul de referință obținut prin determinări experimentale.

2.3.3.4 Rezolvarea numerică a ecuației diferențiale Fourier

Pe lângă metoda de soluționare analitică prezentată în paragraful 2.3.3.2, există și posibilitatea utilizării unor metode numerice pentru rezolvarea ecuației diferențiale Fourier.

Astfel în cazul conducției unidimensionale poate fi utilizată metoda propusă de Binder-Schmidt [21], metodă care permite calculul legii de variație a temperaturii în timp și spațiu, respectiv a legii de variație a densității fluxului de căldură pe baza a două condiții de contur.

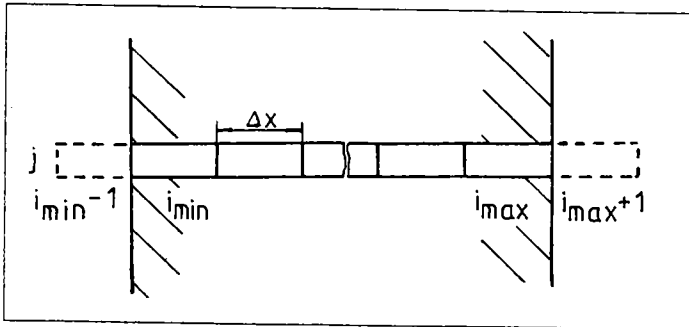


Figura 2.24: Schemă pentru rezolvarea pe cale numerică a ecuației diferențiale Fourier

Urmărind notațiile prezentate în figura 2.24, calculul temperaturii se face cu relația:

$$T(i, j+1) = mT(i-1, j) + (1-2m)T(i, j) + mT(i+1, j) \quad (2.208)$$

unde: i - coordonată de timp;

j - coordonată de spațiu;
iar paramerul m este dat de relația:

$$m = \frac{\lambda}{\rho C_p} \frac{\Delta T}{\Delta x^2} \quad (2.209)$$

În legătură cu condițiile la limită se deosebesc trei cazuri, după cum urmează:

1. Se cunoaște temperatura peretelui:

$$\begin{aligned} T(i_{\min}-1, j) &= 2 T_{p1}(j) - T(i_{\min}, j) \\ T(i_{\max}-1, j) &= 2 T_{p2}(j) - T(i_{\max}, j) \end{aligned} \quad (2.210)$$

unde T_{p1} , T_{p2} sunt valorile cunoscute ale temperaturii peretelui.

2. Se cunoaște densitatea fluxului de căldură prin perete:

$$\begin{aligned} T(i_{\min}-1, j) &= q_1 \frac{\Delta x}{\lambda} + T(i_{\min}, j) \\ T(i_{\max}+1, j) &= q_2 \frac{\Delta x}{\lambda} + T(i_{\max}, j) \end{aligned} \quad (2.211)$$

unde q_1 și q_2 sunt valorile cunoscute ale densității fluxului termic.

3. Se cunoaște coeficientul de schimb de căldură gaz-perete α și temperatura gazului T_g .

$$\begin{aligned} T(i_{\min}-1, j) &= \frac{1-B_1}{1+B_1} T(i_{\min}, j) + \frac{2B_1}{1+B_1} T_{g1} \\ T(i_{\max}+1, j) &= \frac{1-B_2}{1+B_2} T(i_{\max}, j) + \frac{2B_2}{1+B_2} T_{g2} \end{aligned} \quad (2.212)$$

unde:

$$B_i = \frac{\alpha \Delta x}{2\lambda} \quad (2.213)$$

iar T_{g1} , T_{g2} sunt temperaturi ale gazului.

Algoritmul de calcul utilizat în cadrul metodei Binder-Schmidt presupune că, pe baza temperaturilor la momentul τ a trei elemente învecinate, se poate determina temperatura elementului central la momentul $(\tau + \Delta\tau)$. O importanță deosebită revine însă condițiilor de contur, întrucât pe baza lor se pot determina temperaturile $T(i_{\min}, j)$ respectiv $T(i_{\max}+1, j)$, necesare pentru restul calculului.

Avantajul metodei numerice în comparație cu cea analitică prezentată anterior constă în eliminarea ipotezei simplificatoare

a corpului de extindere semi-infinită, ca și în posibilitatea introducerii unor condiții de contur sub forma unor funcții neperiodice. În plus există posibilitatea studierii conducției termice și în pereți formați din mai multe straturi din materiale diferite, lucru deosebit de important atunci când se studiază influența calaminei depuse pe pereții camerei de ardere asupra schimbului de căldură și, în general, asupra performanțelor motorului.

2.3.3.5 Metoda bilanțului termic

O a doua metodă experimentală de determinare a schimbului de căldură suportat de fluidul motor, pe lângă metoda temperaturilor superficiale prezentată în paragraful 2.3.3.1, se bazează pe bilanțul termic, respectiv pe aprecierea căldurii cedate de mediul gazos din cilindru pereților acestuia sau a căldurii transmise de la pereți spre sistemul de răcire al motorului.

Căldura cedată de gazele de ardere din cilindru către pereți se poate scrie:

$$Q_1 = Q_c - Q_{ge} + E_a - L_i \quad (2.214)$$

în timp ce relația de calcul a căldurii primite de mediul aflat la temperatură scăzută este:

$$Q_2 = Q_{1r} + Q_u - Q_f \quad (2.215)$$

unde: Q_c - căldura dezvoltată prin arderea combustibilului;
 Q_{ge} - căldura evacuată cu gazele eșapate;
 E_a - energia încărcăturii proaspete admise în motor;
 L_i - lucrul mecanic indicat;
 Q_{1r} - căldura preluată de lichidul de răcire;
 Q_u - căldura preluată de ulei;
 Q_f - căldura dezvoltată prin frecare.

Teoretic între cele două călduri ar trebui să existe o relație de egalitate perfectă. În realitate însă între ele există o diferență cuantificată printr-un rest ce are în vedere erorile de măsurare și, mai ales, pierderile de căldură prin radiație spre mediul ambiant. Acest rest este mai mare la motoarele monocilindrice, când ponderea sa poate atinge chiar 10%, datorită suprafeței relativ mari a carcasei motorului [64], iar pentru a evita erorile de interpretare, el se adaugă cantității de căldură transmise spre sistemul de răcire calculată cu relația (2.215).

În orice caz, prin determinarea experimentală a uneia dintre căldurile Q_1 sau Q_2 nu se pot evalua decât niște valori globale referitoare la întregul ciclu. Ca urmare pentru a determina fluxul momentan de căldură transmis de la gaz la perete, respectiv evoluția coeficientului de schimb de căldură, este necesar să se adopte în prealabil o lege de variație a acestor mărimi pe parcursul unui ciclu. Cu ajutorul unei astfel de legi și al unui program de calcul a ciclului real se poate evalua analitic căldura schimbată pe parcursul unui ciclu între gaz și perete. Aceasta se compară apoi cu valorile determinate experimental, după care se modifică legea adoptată inițial pentru variația coeficientului α până când se obține o cât mai bună apropiere între cele două rezultate.

Metoda este foarte laborioasă și necesită un număr mare de determinări experimentale realizate pentru diferite regimuri de funcționare ale motorului. De asemenea este necesar să se efectueze un număr mare de rulări ale programului de calcul în care se modifică de la o situație la alta legile de variație adoptate. În plus ea are dezavantajul de a nu permite o evaluare a căldurii schimbate în diversele zone ale camerei de ardere. Avantajul metodei constă însă în posibilitatea obținerii unei valori medii a coeficientului de schimb de căldură pentru întreaga cameră de ardere care aproximează în foarte bune condiții fenomenul real ce are loc în cilindru.

2.3.4 Interpretarea critică a rezultatelor obținute analitic în raport cu date experimentale

Cercetări sistematice prezentate în [36] și [65] au urmărit să realizeze o comparație între rezultatele obținute pe cale experimentală prin metoda bilanțului termic și cele calculate cu diferitele relații prezentate anterior. Sintetizând aceste rezultate, obținute pe motoare diferite și pentru mai multe regimuri de funcționare, se poate trage concluzia că cele mai bune aproximări sau obținut cu relațiile lui Woschni (erori relative maxime de $\pm 9,5\%$), Van Tyen 2 ($\pm 19\%$) și Sitkei ($\pm 21\%$). Erorile relative obținute cu relația lui Woschni pentru diferitele regimuri ale motoarelor au fost însă de cele mai multe ori mult sub valoarea maximă indicată anterior. În schimb utilizarea celorlalte relații de calcul trecute în revistă în

paragraful 2.3.2 a condus la erori relative mult mai mari, ce au depășit uneori chiar 100%, ele dovedindu-și aplicabilitatea doar în situații particulare.

Ca urmare în cele ce urmează s-a adoptat pentru calcule relația lui Woschni în care s-a ținut cont și de modificările ulterioare efectuate de Kolesa și Huber.

Utilizând metoda temperaturilor superficiale prezentată anterior și programul de calcul al ciclului real pentru un motor cu cameră divizată pus la punct de autor, s-a putut realiza determinarea coeficientului de schimb de căldură în diferitele puncte ale camerei de ardere a unui motor cu cameră de turbionare cilindrică. Descrierea detaliată a principalelor caracteristici constructiv-funcționale ale motorului și schematizarea punctelor de măsură din camera de ardere sunt cuprinse în capitolul 5, în timp ce analiza de ansamblu a rezultatelor obținute este prezentată în capitolul 7. În prezentul paragraf ne propunem doar să comparăm valorile locale obținute pentru α prin metoda

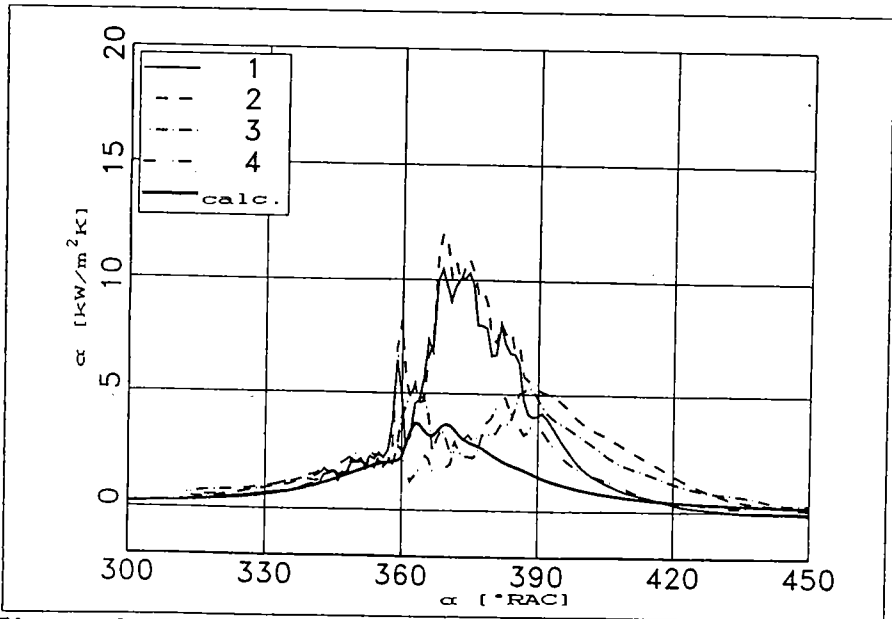


Figura 2.25: Comparație între valorile coeficientului de schimb de căldură determinate experimental în patru puncte ale capului pistonului și cele calculate cu relația lui Woschni

amintită cu valorile medii ce rezultă prin aplicarea relației lui

Woschni.

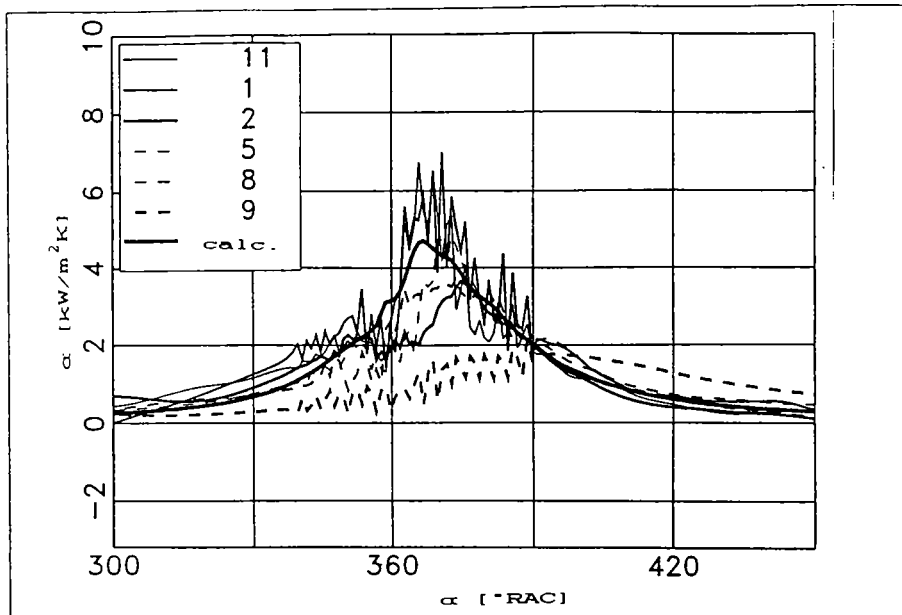


Figura 2.26: Comparație între valorile locale ale coeficientului de schimb de căldură α , determinate experimental în camera de turbionare, și valorile medii calculate cu relația lui Woschni

Astfel, în figura 2.25 sunt reprezentate variațiile coeficientului local de schimb de căldură α obținute pe baza datelor experimentale în patru puncte de măsură dispuse în zona cupei din piston respectiv variația aceleiași mărimi calculate după relația lui Woschni în cazul unui regim de funcționare al motorului caracterizat de o turație de 1500 rot/min și o presiune medie efectivă de 4,14 bar (sarcini parțiale). Se pot observa valorile relativ ridicate ale lui α înregistrate în punctele 1 și 2 față de cele din punctele 3 și 4. Acest lucru se datorează plasării punctelor 1 și 2 chiar în zona de contact a capului pistonului cu gazele arse ce sosesc din camera separată prin canalul de legătură (figura 5.8). Legea de variație a coeficientului mediu de schimb de căldură pentru întreg volumul cilindrului indică valori sensibil inferioare celor obținute în punctele 1 și 2 dar foarte apropiate de cele corespunzătoare punctelor 3 și 4. Acest lucru era de altfel de așteptat datorită faptului că relația de calcul estimează o valoare medie și nu

poate ține cont de condițiile locale ce pot apărea în diferitele zone ale camerei de ardere.

În figura 2.26 sunt reprezentate din nou comparativ valorile obținute prin metoda temperaturilor superficiale în diferitele puncte ale camerei de turbionare, a căror repartizare este indicată în figura 5.10, și cele medii determinate prin calcul (linie îngroșată). Situația corespunde unui regim de funcționare al motorului caracterizat de o turație de 1500 rot/min și sarcină plină ($p_{\text{a}} = 6,16$ bar). De data aceasta se poate observa foarte buna mediere realizată prin calcul prin comparație cu rezultatele bazate pe date experimentale.

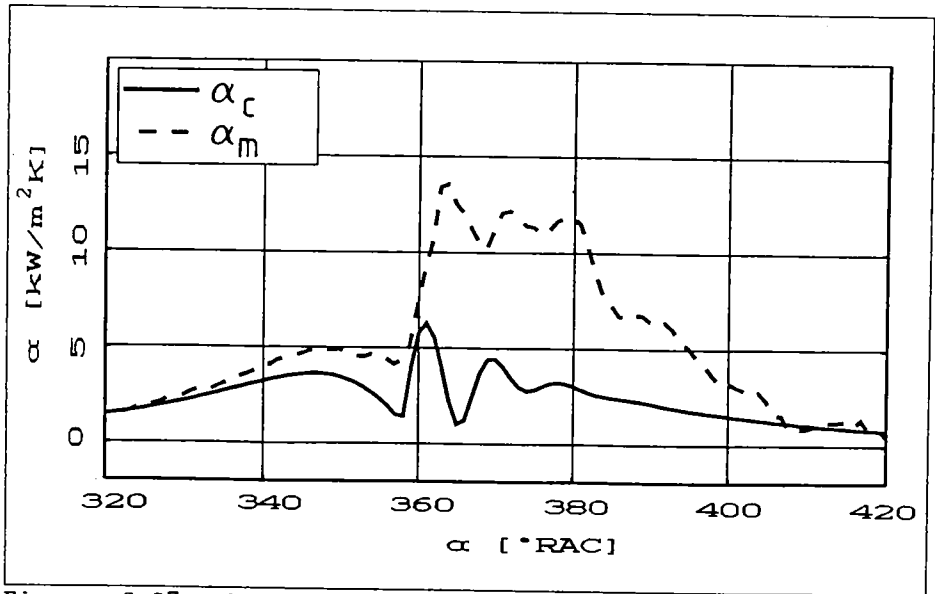


Figura 2.27: Comparatie între valorile coeficientului de schimb de căldură calculate cu relația lui Hausen și măsurate pentru canalul de legătură

În sfârșit, în figura 2.27 se face o comparație între valorile lui α calculate (linie continuă) respectiv determinate pe cale experimental-analitică pentru un punct de măsură situat în canalul de legătură. De data aceasta pentru calcule se utilizează relația lui Hausen (4.17) pentru cazul curgerii turbulente prin conducte de secțiune circulară. Se poate remarca similaritatea ce există între alurile celor două tipuri de curbe, cu toate diferențele de ordin cantitativ dintre rezultatele obținute.

Concluzionând se poate afirma că în general relația lui Woschni permite calculul în condiții de precizie acceptabile a schimbului de căldură suportat de fluidul motor. Rezultatele obținute cu această relație sunt cu atât mai apropiate de cele determinate pe cale experimentală cu cât sarcina motorului crește, aspectul subevaluării schimbului de căldură la sarcini parțiale fiind de fapt caracteristic majorității relațiilor prezentate anterior. Bineînțeles însă că nici una dintre ele nu poate ține cont de fenomenele locale ce apar în diferite zone ale camerei de ardere.

3. Termogazodinamica motoarelor diesel cu cameră divizată

3.1 Stadiul actual al cercetărilor privind modelarea ciclului real de funcționare pentru motoarele diesel cu cameră divizată

Una din primele lucrări care a abordat modelarea ciclului real de funcționare și a legii de ardere pentru motoarele diesel cu cameră divizată aparține lui Anisits și Zapf [4] și are meritul de a prezenta o metodă de stabilire a legii de ardere în cele două camere pe baza legii de evoluție a presiunii stabilite experimental. Pentru calculul masei de gaz schimbate între camere prin canalul de legătură s-a utilizat ecuația curgerii. Ulterior Woschni și Anisits [76] au dezvoltat o metodă de simulare a ciclului real pentru motoare diesel cu injecție directă care pornește de la determinarea pe cale experimentală a legii de ardere pentru un regim, considerat de referință, și permite extrapolarea ei pentru orice alt regim de funcționare al motorului. Continuând cercetările în domeniu, Anisits extinde această metodă [3] și stabilește relațiile de transformare a legii de ardere pentru un regim oarecare, funcție de legea de ardere a regimului de referință și pentru motoare diesel cu cameră divizată.

Watson și Kamel [73] s-au ocupat mai târziu de studiul influențelor asupra randamentului efectiv al unui motor cu cameră separată de vârtej. Ei au folosit de asemenea ecuația curgerii pentru aprecierea masei de gaz schimbate între cele două camere.

La rândul lor, în cercetările efectuate tot pe un motor diesel cu cameră separată de vârtej, Pischinger și Krassnig [57] au ajuns la concluzia că utilizarea ecuației staționare a curgerii conduce la apariția unor erori în evaluarea schimbului de încărcătură dintre cele două camere, erori care sunt mai mari în domeniul turațiilor ridicate. Ei consideră că aceste erori se

datorează forțelor de inerție care apar în procesul de curgere și introduc în relația de calcul a acestui proces un termen suplimentar ce ține seama de acest aspect. Termenul respectiv conține o lungime caracteristică l , a cărei influență se consideră a fi foarte importantă pentru efectul inerției și care se poate determina experimental pe baza măsurărilor de presiune efectuate pe motorul antrenat. În timpul fazei de comprimare și destindere, pentru motorul antrenat calculul masei schimbate între cele două camere se poate face pe baza bilanțului energetic (primul principiu al termodinamicii), cu condiția evaluării corecte a procesului de schimb de căldură. Egalând valoarea obținută pe această cale cu ecuația de curgere completată cu termenul de inerție și scrisă pentru momentul inversării sensului de curgere între cele două camere, se obține valoarea căutată pentru lungimea caracteristică l . Ulterior pentru stabilirea legii de ardere se operează cu noua relație a curgerii, iar în timpul procesului propriu-zis de ardere se utilizează metoda de calcul bazată pe raportul volumelor celor două camere.

Această metodă "a volumelor" permite calculul masei de gaz transferate dintr-o cameră în alta pe baza aprecierii variației de volum a cilindrului în ipoteza unei densități identice pentru cele două camere. Lorenz [41] utilizează pentru evaluarea legilor de ardere ale unui motor diesel cu cameră separată de vârtej această metodă simplă care este independentă de valorile determinate experimental pentru presiunea fluidului de lucru. Ulterior la modelarea ciclului real utilizează și el relația curgerii.

Weiss în schimb insistă asupra ecuației curgerii și propune introducerea a doi factori de corecție [73]. Pe de o parte modifică în relația stabilită de Pischinger coeficienții de debit $K_{1\mu}$, iar pe de altă parte corectează lungimea caracteristică din termenul de inerție K_{2l} . După Weiss, acești factori de corecție au în vedere erorile în determinarea experimentală a presiunii, apărute ca urmare a impreciziei traductoarelor și a influențelor date de poziția acestora. La calculul legii de ardere a motorului cu cameră separată de vârtej, Weiss se bazează pe masa de gaz schimbată între cele două camere, determinată cu ajutorul principiului I al termodinamicii, iar în timpul procesului de ardere folosește ecuația curgerii stabilită de Pischinger.

O cale diferită de apreciere a dinamicii gazelor din canalul de legătură abordează Wannemacher în lucrarea [72]. El modelează cantitatea de gaz din acest canal ca pe un sistem mecanic ce realizează oscilații amortizate sub acțiunea unei forțe exterioare rezultate ca urmare a diferenței de presiune dintre camere. Modelul mecanic este descris de o ecuație diferențială neomogenă în care mai trebuie determinate două constante: constanta de amortizare și masa sistemului oscilant. Determinarea acestor mărimi se face pe baza presiunilor măsurate experimental în cele două camere pe un motor antrenat, iar valorile obținute se utilizează și pe motorul cald.

Köhler [25] modelează canalul de legătură al unui motor cu cameră separată de preardere sub forma unei conducte și realizează calculul curgerii pe baza teoriei acustice. Aceasta permite studiul influenței fenomenelor dinamice asupra variației cantităților de fluid din cele două camere. În timpul fazei de comprimare, Köhler utilizează legea de variație a presiunii din cilindru drept condiție la limită pentru teoria acustică și determină în acest fel legea de variație a presiunii din camera separată de preardere. Cu câteva grade RAC înainte de PMI se egalează presiunea din camera separată determinată experimental cu cea obținută pe cale analitică, iar în timpul procesului de ardere calculul se face cu legea reală de ardere. În sfârșit modelarea destinderii este realizată într-un mod similar cu cea a comprimării.

În lucrarea [25], Glauber se ocupă de modelarea ciclului real al unui motor diesel cu cameră divizată. El consideră în acest sens camera de ardere ca fiind constituită din trei sisteme termodinamice diferite între care se realizează schimbul de încărcătură. Evaluarea legii de ardere se face pe baza unei metode iterative ce ține cont de influențele reciproce pe care le exercită una asupra alteia legea de variație a maselor în cele două camere și legile de ardere.

Încercând să tragem o concluzie în urma trecerii în revistă a celor mai semnificative lucrări publicate în domeniu în ultimii ani, se poate afirma că cel mai important aspect al modelării pe ordinator a ciclului real de funcționare pentru motoarele diesel cu cameră divizată îl constituie aprecierea corectă a maselor de fluid ce se găsesc în cele două camere la diferite momente pe

ciclu. Acest aspect este în mare măsură influențat de fenomenul de schimb de încărcătură ce are loc între cele două camere prin canalul de legătură, fenomen ce poate fi modelat după metodele utilizate la calculul curgerii gazelor prin sistemele de admisiune și evacuare ale motorului.

Pe de altă parte influențe semnificative asupra rezultatelor calculului au așa numitele "condiții la limită" [75], respectiv metodele de modelare analitică a principalelor procese ce au loc în motorul cu ardere internă: schimbul de încărcătură, procesul de ardere și schimbul de căldură suportat de fluidul motor. Tocmai de aceea s-a insistat asupra acestor aspecte în capitolul precedent, prezentându-se principalele metode de modelare utilizate în acest sens.

3.2 Modele de calcul ale ciclului real pentru motoare diesel cu cameră divizată

În figura 3.1 este prezentată schema unui motor diesel cu cameră divizată, care va servi la trecerea în revistă a principalelor relații ce descriu procesele termogazodinamice ce au loc în interiorul cilindrului acestui motor. Woschni [75] propune împărțirea camerei de ardere în două sisteme termodinamice: camera separată respectiv camera principală sau cilindrul motorului. Pentru fiecare din cele două sisteme se aplică regula semnelor, adică energia respectiv masa ce intră în sistem sunt pozitive. Ca urmare la trecerea de la un sistem la celălalt trebuie realizată o schimbare de semn.

În cele ce urmează se vor analiza principalele faze ale funcționării motorului și anume comprimarea, arderea, destinderea și schimbul de gaze din punctul de vedere al modelării analitice a acestuia. Indicii utilizați în relații sunt: P pentru camera principală respectiv S pentru camera separată.

3.2.1 Faza de comprimare ($\alpha_{r=0} < \alpha < \alpha_{r=180}$)

Faza de comprimare se desfășoară în intervalul unghiular cuprins între momentul închiderii supapei de evacuare α_{180} și momentul începerii arderii în camera separată, α_{180} . La motoarele

cu cameră divizată, masa de gaz din cele două sisteme termodinamice nu este constantă. Prin creșterea de presiune din cilindru datorată mișcării pistonului, are loc fenomenul de curgere a gazului dinspre camera principală înspre cea separată. Ținând cont de pierderile gazodinamice din canalul de legătură, presiunea din camera separată are o evoluție similară cu cea din cilindru, dar este decalată în urmă cu câteva grade RAC față de aceasta.

Pe de altă parte, compoziția

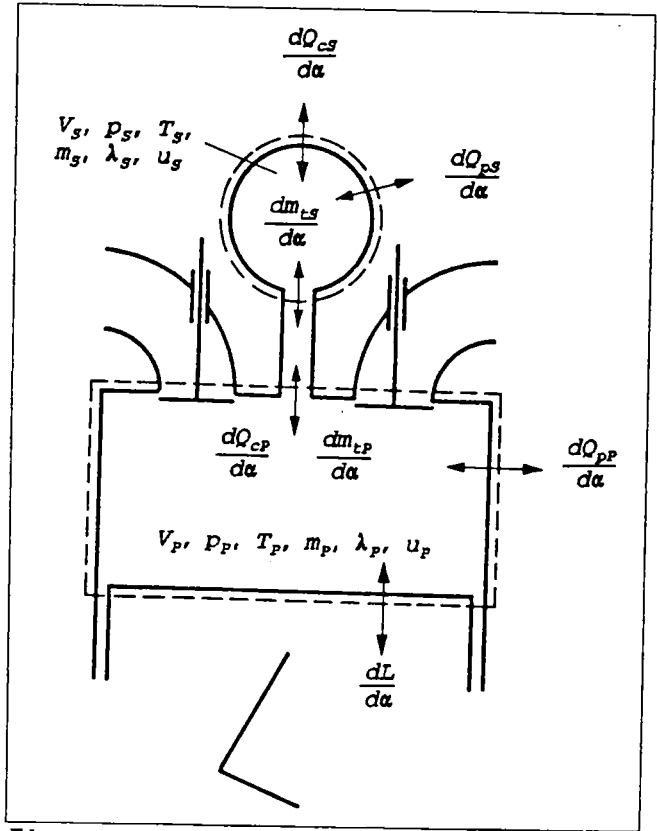


Figura 3.1: Schema unui motor diese cu cameră divizată

gazelor din camera principală rămâne constantă în timpul fazei de comprimare. În schimb compoziția gazelor din camera separată se modifică în timp datorită faptului că, la închiderea supapei de admisiune această cameră conține practic numai gaze reziduale, iar admisiunea aerului proaspăt se face de-abia în timpul comprimării.

Pentru camera separată se pot scrie următoarele ecuații:

$$p_s V_s = m_s R T_s \tag{3.1}$$

$$\frac{dm_s}{d\alpha} = \frac{dm_{ts}}{d\alpha} \tag{3.2}$$

$$\frac{dT_a}{d\alpha} = \frac{1}{m_g c_{vg}} \left[\frac{dE_g}{d\alpha} - \frac{dm_g}{d\alpha} u_g - m_g \frac{\partial u}{\partial \lambda} \frac{d\lambda_g}{d\alpha} \right] \quad (3.3)$$

unde energia schimbată de sistem cu sistemele învecinate este:

$$\frac{dE_g}{d\alpha} = \frac{dQ_{ps}}{d\alpha} + \frac{dm_{ts}}{d\alpha} i \quad (3.4)$$

iar m_e este masa de încărcătură transferată prin canalul de legătură.

Considerând că masa de gaz din camera separată se compune dintr-o cantitate fictivă de combustibil m_{cs} care a ars deja în decursul ciclului anterior și o cantitate corespunzătoare de aer m_{as} , adică:

$$m_e = m_{as} + m_{cs} \quad (3.5)$$

putem scrie expresia coeficientului excesului de aer în acest sistem:

$$\lambda_g = \frac{m_{as}}{m_{cs} L_{\min}} \quad (3.6)$$

respectiv derivata acestuia în raport cu unghiul manivelei motoare:

$$\frac{d\lambda_g}{d\alpha} = \frac{1}{m_{cs} L_{\min}} \left[\frac{dm_{as}}{d\alpha} - \frac{m_{as}}{m_{cs}} \frac{dm_{cs}}{d\alpha} \right] \quad (3.7)$$

Pe de altă parte, considerând că m_{cp} respectiv m_{ap} au aceeași semnificație, de data aceasta pentru camera principală, trebuie avut în vedere că și ele variază în timp proporțional cu masa de gaz schimbată între cele două camere.

Ca urmare se poate scrie:

$$\frac{dm_{cs}}{d\alpha} = \frac{dm_{ts}}{d\alpha} \frac{m_{cp}}{m_p} \quad (3.8)$$

$$\frac{dm_{as}}{d\alpha} = \frac{dm_{ts}}{d\alpha} - \frac{dm_{cs}}{d\alpha} \quad (3.9)$$

$$\frac{d\lambda_s}{d\alpha} = \frac{1}{m_{cs} L_{min}} \frac{dm_{ts}}{d\alpha} \left(1 - \frac{m_g}{m_p} \frac{m_{cp}}{m_{cs}} \right) \quad (3.10)$$

Din relațiile (3.3) și (3.4) se obține:

$$\frac{dT_s}{d\alpha} = \frac{1}{m_g c_{vs}} \left(\frac{dQ_{ps}}{d\alpha} + \frac{dm_{ts}}{d\alpha} i_p - \frac{dm_s}{d\alpha} u_s - m_g \frac{\partial u_g}{\partial \lambda} \frac{d\lambda_s}{d\alpha} \right) \quad (3.11)$$

Ecuțiile (3.1), (3.2), (3.10) și (3.11) formează un sistem de patru ecuații cu patru necunoscute: m_s , p_s , T_s , λ_s .

În mod similar se pot scrie ecuațiile pentru camera principală:

$$p_p V_p = m_p R T_p \quad (3.12)$$

$$\frac{dm_p}{d\alpha} = \frac{dm_{cp}}{d\alpha} \quad (3.13)$$

$$\frac{dT_p}{d\alpha} = \frac{1}{m_p c_{vp}} \left(\frac{dQ_{pp}}{d\alpha} - p_p \frac{dV_p}{d\alpha} + \frac{dm_{cp}}{d\alpha} i_p - \frac{dm_p}{d\alpha} u_p \right) \quad (3.14)$$

Bazându-ne pe aceleași considerente ca și în cazul camerei separate, avem:

$$m_{ap} = m_p - m_{cp} \quad (3.15)$$

$$\frac{dm_{cp}}{d\alpha} = \frac{dm_{tp}}{d\alpha} \frac{m_{cp}}{m_p} \quad (3.16)$$

Coefficientul excesului de aer nu se modifică în camera principală în timpul fazei de comprimare. În sfârșit pentru

cuplarea celor două sisteme se utilizează ecuația:

$$\frac{dm_{cP}}{d\alpha} = -\frac{dm_{cS}}{d\alpha} \quad (3.17)$$

unde:

$$\frac{dm_{cS}}{d\alpha} = \frac{\mu}{\omega} A_L \sqrt{P_P \rho_P} \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} \left[\left(\frac{P_S}{P_P} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{P_S}{P_P} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]} \quad (3.18)$$

iar A_L - aria canalului de legătură dintre cele două camere

μ - coeficientul de debit al canalului de legătură, care trebuie determinat pe cale experimentală.

Ecuatiile (3.1), (3.2), (3.10), (3.11) referitoare la camera separată, cărora li se adaugă ecuațiile (3.12), (3.13), (3.14), (3.17), (3.18) formează un sistem care poate fi rezolvat pas cu pas permițând determinarea mărimilor necunoscute m_s , p_s , T_s , λ_s , m_t , m_P , p_P și T_P pentru perioada cursei de comprimare.

3.2.2. Faza de ardere ($\alpha_{s_{max}} < \alpha < \alpha_{s_{min}}$)

La motoarele diesel, injecția combustibilului în camera de ardere are loc doar cu puțin înaintea declanșării arderii și continuă chiar în timpul desfășurării acestui proces. Pompa de injecție debitează combustibilul conform unei legi de debitare ce depinde de geometria proprie, iar combustibilul este injectat în camera de ardere cu o anumită întârziere, conform legii de injecție ce ține cont și de interacțiunea sa cu conductele de înaltă presiune și cu duza injectorului. Ulterior se declanșează arderea, din nou cu întârziere, după o lege de ardere ce depinde atât de legea de injecție cât și de procesele de formare a amestecului și de aprindere.

În figura 3.2 s-au reprezentat aceste trei legi. Deși alura celor trei curbe este sensibil diferită, suprafața delimitată de ele este aceeași. După cum rezultă din figură, legea de injecție este decalată față de legea de debitare a pompei cu un interval unghiular ce corespunde timpului în care unda de presiune parcurge spațiul dintre pompa de injecție și duza injectorului. În plus modificarea alurii legii de injecție față de cea de debitare se datorește fenomenului de reflexie a undelor în

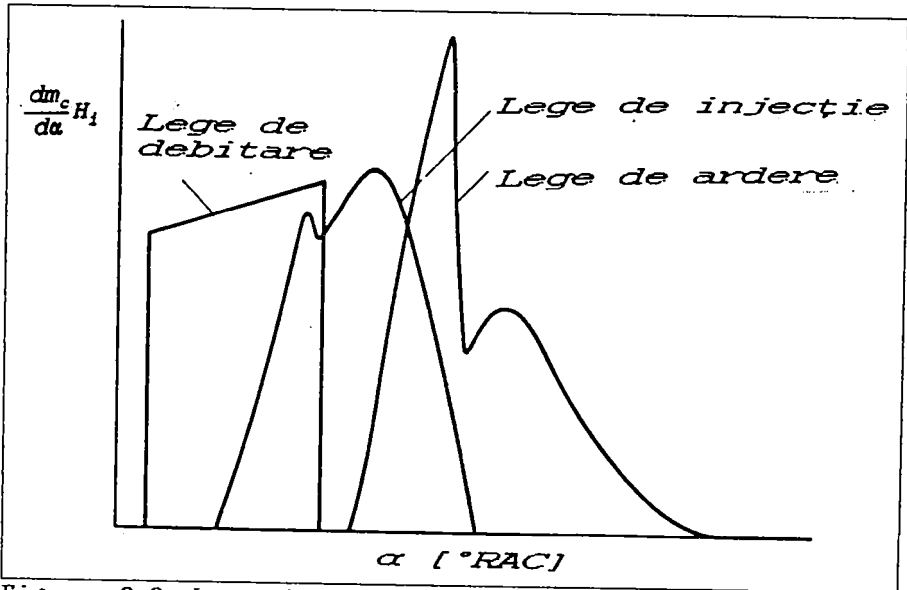


Figura 3.2: Legea de debitare a pompei de injecție, legea de injecție și cea de ardere pentru un m.a.c.

conductele de înaltă presiune. În lucrarea [75] este prezentată o metodă aproximativă de calcul a legii de injecție în funcție de geometria pompei de injecție. Bineînțeles legea de ardere este la rândul ei decalată față de cea de injecție datorită întâzierii la aprindere, iar alura ei este modificată ca urmare a procesului de formare a amestecului care, la motoarele diesel se desfășoară în mare măsură simultan cu cel de ardere.

În cazul motoarelor diesel cu cameră separată intervine o complicație suplimentară prin faptul că trebuie stabilite două legi de ardere diferite pentru cele două camere. Deși injecția de combustibil se petrece numai în camera separată, se poate accepta ipoteza simplificatoare care consideră că are loc o injecție de combustibil în fiecare cameră, între cele două injecții existând însă un decalaj unghiular corespunzător timpului necesar pentru trecerea combustibilului din camera separată în cea principală. Se neglijează de asemenea fenomenul de preamestecare aer-combustibil ce are loc în camera separată, fenomen ce are drept consecință modificarea stării gazului în cele două camere. În principiu se poate afirma că aceste ipoteze simplificatoare nu conduc la apariția unor erori mari.

Așa cum s-a amintit, arderea se inițializează în camera

separată, ceea ce determină o creștere a presiunii în această cameră urmată de transferul încărcăturii (aer + combustibil) înspre cilindru prin canalul de legătură.

Ca urmare legea conservării masei pentru camera separată se poate scrie:

$$\frac{dm_s}{d\alpha} = \frac{dm_{ts}}{d\alpha} + \frac{1}{H_1} \frac{dQ_{cs}}{d\alpha} \quad (3.19)$$

unde $dQ_{cs}/d\alpha$ reprezintă legea de ardere pentru camera separată care se presupune a fi cunoscută.

Variația energiei sistemului este dată de ecuația:

$$\frac{dE_s}{d\alpha} = \frac{dQ_{ps}}{d\alpha} + \frac{dQ_{cs}}{d\alpha} + \frac{dm_{ts}}{d\alpha} i_s \quad (3.20)$$

astfel că legea de variație a temperaturii în camera separată este:

$$\frac{dT_s}{d\alpha} = \frac{1}{m_s c_{vs}} \left(\frac{dQ_{ps}}{d\alpha} + \frac{dm_{ts}}{d\alpha} i_s + \frac{dQ_{cs}}{d\alpha} - \frac{dm_s}{d\alpha} u_s - m_s \frac{\partial u}{\partial \lambda} \frac{d\lambda_s}{d\alpha} \right) \quad (3.21)$$

Variația coeficientului excesului de aer $d\lambda_s/d\alpha$ se calculează pe baza relației (3.7) în care însă se introduce o nouă expresie pentru variația masei de combustibil, expresie în care se ține cont și de procesul de injecție:

$$\frac{dm_{cs}}{d\alpha} = \frac{1}{H_1} \frac{dQ_{cs}}{d\alpha} + \frac{dm_{ts}}{d\alpha} \frac{m_{cs}}{m_s} \quad (3.22)$$

Ecuatia de bilanț masic pentru camera principală este:

$$\frac{dm_p}{d\alpha} = \frac{dm_{tp}}{d\alpha} + \frac{1}{H_1} \frac{dQ_{cp}}{d\alpha} \quad (3.23)$$

iar variația de temperatură se poate scrie:

$$\frac{dT_p}{d\alpha} = \frac{1}{m_p c_{vp}} \left(\frac{dQ_{pp}}{d\alpha} - p \frac{dV_p}{d\alpha} + \frac{dQ_{cp}}{d\alpha} + \frac{dm_{tp}}{d\alpha} i_p - \frac{dm_p}{d\alpha} u_p - m_p \frac{\partial u}{\partial \lambda} \frac{d\lambda_p}{d\alpha} \right) \quad (3.24)$$

În sfârșit variația unghiulară a coeficientului excesului de aer poate fi exprimată astfel:

$$\frac{d\lambda_p}{d\alpha} = \frac{1}{m_{cp} L_{\min}} \left(\frac{dm_{sp}}{d\alpha} - \frac{m_{sp}}{m_{cp}} \frac{dm_{cp}}{d\alpha} \right) \quad (3.25)$$

unde:

$$\frac{dm_{cp}}{d\alpha} = \frac{1}{H_1} \frac{dQ_{cp}}{d\alpha} + \frac{dm_{cp}}{d\alpha} \frac{m_{cs}}{m_{cp}} \quad (3.26)$$

Relațiile (3.1), (3.12), (3.17) rămân valabile, iar în locul relației (3.18) se va utiliza expresia:

$$\frac{dm_{cs}}{d\alpha} = -\frac{\mu}{\omega} A_L \sqrt{p_s p_s} \sqrt{\frac{2\kappa_s}{\kappa_s - 1} \left[\left(\frac{p_p}{p_s} \right)^{\frac{2}{\kappa_s}} - \left(\frac{p_p}{p_s} \right)^{\frac{\kappa_s + 1}{\kappa_s}} \right]} \quad (3.27)$$

dacă $p_s > p$.

3.2.3 Faza de destindere ($\alpha_{s-} < \alpha < \alpha_{s+}$)

Relațiile stabilite pentru faza de ardere pot fi aplicate și pentru destindere, ținând însă cont că în această fază nu se mai degajă căldură prin ardere, adică:

$$\frac{dQ_{cs}}{d\alpha} = \frac{dQ_{cp}}{d\alpha} = 0 \quad (3.28)$$

În plus coeficientul excesului de aer în camera separată rămâne constant iar cel pentru camera principală poate suferi doar variații neesențiale ca urmare a procesului de curgere a gazelor arse dinspre camera separată spre cea principală.

3.2.4 Perioada schimbului de gaze ($\alpha_{s-} < \alpha < \alpha_{s+}$)

În timpul procesului de schimb de gaze, pentru camera separată se poate utiliza ecuația de bilanț masic stabilită pentru faza de comprimare (3.2). De asemenea legea de variație a temperaturii dată în relația (3.11) rămâne valabilă cu mențiunea că dacă $p_s > p_p$ în termenul al doilea al ecuației se înlocuiește $i = i_s$, iar dacă $p_s < p_p$ rezultă $i = i_p$.

Ecuatia de bilanț masic a camerei principale va fi:

$$\frac{dm_p}{d\alpha} = \frac{dm_A}{d\alpha} + \frac{dm_E}{d\alpha} + \frac{dm_{cP}}{d\alpha} \quad (3.29)$$

iar variația temperaturii în aceeași cameră este:

$$\frac{dT_p}{d\alpha} = \frac{1}{m_p C_{vp}} \left(\frac{dQ_{pP}}{d\alpha} + \frac{dm_A}{d\alpha} i_A + \frac{dm_E}{d\alpha} i_E + \frac{dm_{cP}}{d\alpha} i_{s-P} - \frac{dV_p}{d\alpha} - \frac{dm_p}{d\alpha} u_p - m_p \frac{\partial u}{\partial \lambda} \frac{d\lambda}{d\alpha} \right) \quad (3.30)$$

Compoziția gazelor din camera separată rămâne practic constantă în timpul schimbului de gaze, aceasta conținând numai gaze reziduale rămase de la ciclul anterior. Ca urmare, la sfârșitul procesului de schimb de gaze nu există diferențe semnificative între compozițiile gazelor în cele două camere.

3.2.5 Calculul procesului de schimb de gaze între cele două camere

În mare măsură rezultatele de ansamblu ale modelării matematice aplicate unui m.a.c. cu cameră divizată depind de acuratețea cu care este evaluat acest proces. În cele ce urmează se vor prezenta trei modele de referință din literatura de specialitate.

3.2.5.1 Metoda bazată pe ecuația curgerii

Metoda, pe care de altfel se și bazează modelul prezentat anterior, a fost propusă de Anisits și Zapf [4] care calculează cantitatea de gaz ce trece dintr-o cameră în cealaltă cu ecuația curgerii, presupunând existența în canalul de legătură a unei diafragme, conform figurii 3.3, și acceptând faptul că procesul

de curgere este adiabatic:

$$\frac{dm_t}{d\alpha} = \frac{1}{\omega} \mu_L A_L \sqrt{p_1 \rho_1} \sqrt{\frac{2\kappa_1}{\kappa_1 - 1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{\kappa_1}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa_1 + 1}{\kappa_1}} \right]} \quad (3.31)$$

Indicele "1" se referă la starea gazului în amonte de diafragmă, iar "2" se referă la starea gazului în aval de diafragmă.

Pentru a ține cont și de inerția coloanei de gaz din canalul de legătură, aspect important mai ales la turații ridicate, Fischinger [57], [58] introduce un termen de inerție în ecuația curgerii izentropice fără frecare, care devine astfel:

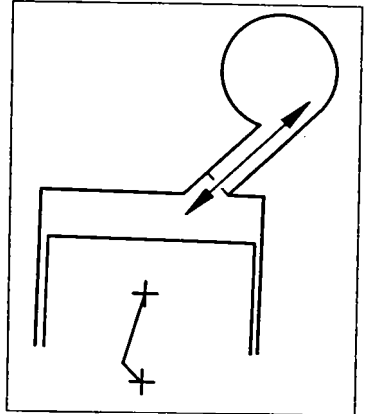


Figura 3.3: Metoda ecuației curgerii

$$\frac{dm_t}{d\alpha} = \frac{1}{\omega_m} \mu_L A_L \sqrt{p_1 \rho_1} \cdot \sqrt{\frac{2\kappa_1}{\kappa_1 - 1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{\kappa_1}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa_1 + 1}{\kappa_1}} \right] - \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{\kappa_1}} \frac{2}{RT_1} \frac{\partial w_l}{\partial \tau} \right]} \quad (3.32)$$

unde: w - viteza de curgere;

l - lungimea echivalentă a liniei de curent ale cărei metode de determinare au fost trecute în revistă în paragraful 3.1.

3.2.5.2 Metoda volumică

Această metodă propusă de Wanscheidt [82] se bazează pe ipoteza unor densități aproximativ egale în cele două camere și permite calculul masei de gaz ce trece dintr-o cameră în alta pe baza volumelor momentane ale celor două camere, pe baza relației:

$$\frac{dm_c}{d\alpha} = C \frac{p}{RT} \frac{V_s + V_L}{V_{tot}} \frac{dV}{d\alpha} \quad (3.33)$$

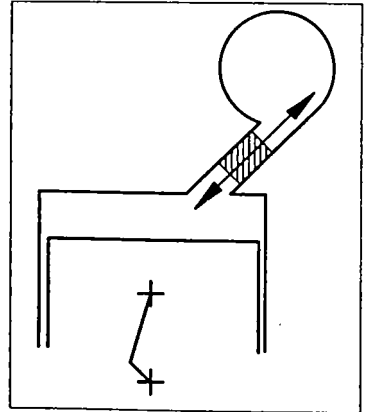
unde: V_s - volumul camerei separate;
 V_L - volumul canalului de legătură;
 $V_{tot} = V_s + V_L$ - volumul total al camerei de ardere;
 C - factor de strangulare.

Metoda oferă rezultate satisfăcătoare pentru motoarele funcționând la turații reduse în cazul unor secțiuni foarte mari ale canalului de legătură.

3.2.5.3 Metoda masei oscilante

O altă metodă a fost propusă de Wannemacher [72], care definește o parte a masei de fluid din canalul de legătură drept masă reprezentativă, de mărime constantă și care oscilează în canal sub acțiunea diferenței de presiune dintre cele două camere Δp , a forțelor de frecare și de inerție. Modelul analitic este prezentat schematic în figura 3.4. Ecuația diferențială propusă este aceeași ca în cazul unui sistem mecanic supus unor oscilații amortizate;

$$\frac{m}{\omega D} \frac{d^2 m}{d\alpha^2} + \frac{dm}{d\alpha} = \frac{\rho A_L^2}{\omega D} \Delta p \quad (3.34)$$



unde: m - masa reprezentativă (de referință);
 D - constantă de amortizare;
 A_L - secțiunea canalului de legătură.

3.3 Concluzii privind termogazodinamica m.a.c. cu cameră divizată

Din cele de mai sus rezultă complexitatea fenomenelor termogazodinamice în cazul motoarelor diesel cu cameră divizată, datorată în primul rând fenomenului suplimentar de schimb de încărcătură între cele două camere care are loc într-un sens sau

în altul pe parcursul întregului ciclu. Bineînțeles acestui fenomen i se suprapun cele de ardere, schimb de gaze și schimb de căldură care însă trebuie tratate în mod diferit față de cazul m.a.c. cu injecție directă. Ținând cont de acest lucru au fost trecute în revistă metodele care stau la dispoziție pentru studiul acestor fenomene pe bază de modele, care anticipează modelul matematic complex dezvoltat în continuare pentru calculul ciclului real al unui motor diesel cu cameră separată de vârtej.

4. Model matematic pentru evaluarea ciclului real al unui motor diesel cu cameră separată de vârtej

4.1. Considerații generale

Dacă modelul matematic prezentat în capitolul 3 este general aplicabil atât pentru motoarele diesel cu cameră separată de preardere cât și pentru cele cu cameră separată de vârtej, în prezentul capitol se va insista asupra modelului utilizat de autor pentru motorul diesel cu cameră de turbionare de formă cilindrică, model similar în fond cu cel al unui motor cu cameră separată de vârtej.

După cum s-a subliniat deja, spre deosebire de cazul m.a.c. cu injecție directă, la motoarele cu cameră separată în general, apare un proces de schimb de gaze și după închiderea organelor de obturare, fiind necesar deci să se scrie ecuațiile de bilanț și pentru acest proces.

De aceea, în cazul tratării analitice a acestor tipuri de motoare, se acordă o importanță foarte mare modului de modelare a camerei de ardere. Deși există o multitudinea de variante în acest sens, se consideră ca fiind cea mai potrivită cea propusă de Woschni și Glauber în lucrarea [80], care împarte camera de ardere în trei sisteme termodinamice: camera principală, camera separată de vârtej și canalul de legătură. Bineînțeles, acest model presupune existența unui număr mai mare de ecuații care îl descriu. O variantă simplificată, cum este cea prezentată în capitolul precedent împarte camera de ardere în doar două sisteme termodinamice, prin "cuplarea" canalului de legătură la unul din celelalte două și transformarea sa într-un dispozitiv de strangulare. În sfârșit, o a treia variantă, și mai simplă [18], [62], ar modela motoarele cu cameră separată la fel ca pe cele cu injecție directă, considerând că ambele camere și canalul de legătură constituie un singur sistem termodinamic. Această ultimă variantă este acceptabilă pentru simularea numerică a funcționării în comun a motorului cu agregatele auxiliare. Ea nu

mai poate fi însă acceptată în cazul studiului ciclului real de funcționare al motorului, respectiv în cazul studiului fenomenelor termogazodinamice ce au loc în motor în intimitatea lor.

4.2 Ecuatiile ce guvernează procesele termogazodinamice din cilindru

Calculul analitic al proceselor termogazodinamice ce au loc în cilindru unui motor cu cameră separată de vârtej, pornește de la un sistem de trei ecuații:

* ecuația de conservare a energiei:

$$\frac{dE}{d\alpha} = \sum \dot{E} \quad (4.1)$$

* ecuația de conservare a masei:

$$\frac{dm}{d\alpha} = \sum \dot{m} \quad (4.2)$$

* ecuația termică de stare:

$$p \cdot V = m \cdot R \cdot T \quad (4.3)$$

unde: E - energia sistemului;

E - fluxul de energie ce traversează granițele sistemului;

m - masa sistemului;

m - debitul masic ce traversează granițele sistemului;

α - unghiul manivelei motoare.

În figura 4.1 sunt prezentate cele trei sisteme amintite anterior, cu indicarea schimburilor de masă și energie ce au loc între ele.

Pe baza acestei figuri se poate aplica ecuația primului principiu al termodinamicii pentru sisteme deschise întregii camere de ardere:

$$\frac{dU}{d\alpha} = \frac{dQ_c}{d\alpha} + \frac{dQ_p}{d\alpha} + \frac{dL}{d\alpha} + \frac{dm_a}{d\alpha} \cdot i_a + \frac{dm_e}{d\alpha} \cdot i_e + \frac{dm_t}{d\alpha} \cdot i_t + \frac{dm_2}{d\alpha} \cdot i_2 \quad (4.4)$$

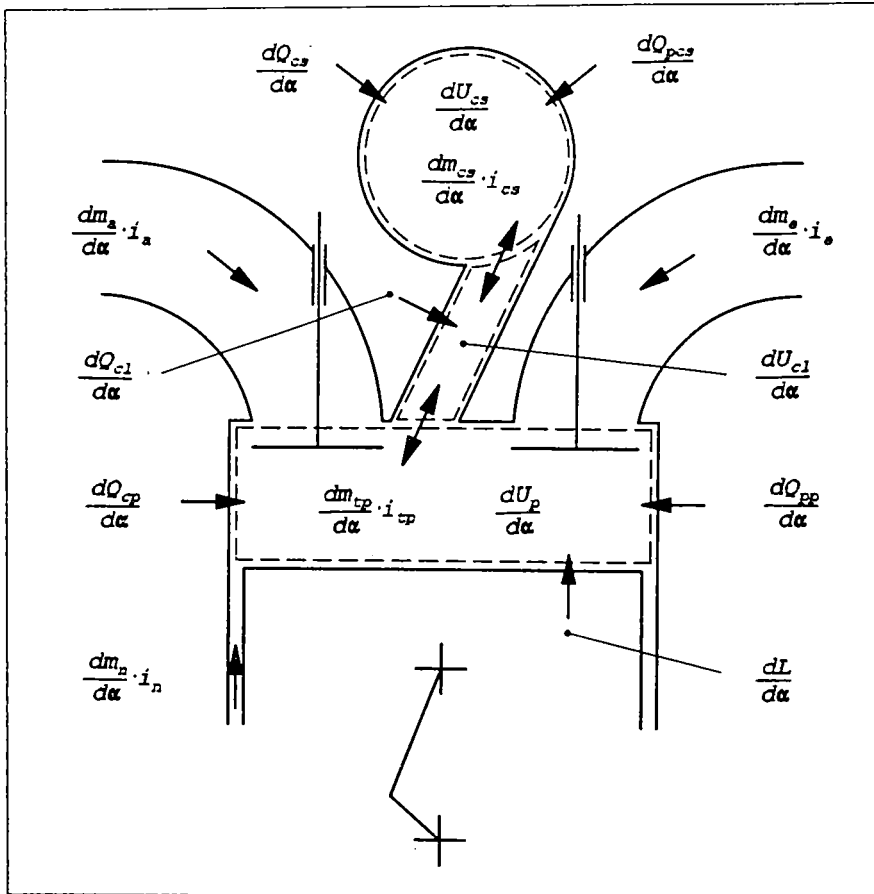


Figura 4.1: Schema unui motor diesel cu cameră separată de vârtaj cu indicarea schimburilor energetice ce au loc între sistemele termodinamice

- unde: U - energia internă a sistemului termodinamic;
 Q_c - căldura rezultată prin arderea combustibilului;
 Q_p - căldura transmisă prin pereți;
 L - lucrul mecanic;
 m_a - masa introdusă în sistem prin supapa de admisiune;
 m_e - masa evacuată din sistem prin supapa de evacuare;
 m_t - masa schimbată cu sistemele învecinate;
 m_n - masa pierdută prin neetanșeități;
 i_i - entalpia corespunzătoare maselor de mai sus.

Legea conservării masei pentru același sistem se poate scrie sub forma:

$$\frac{dm}{d\alpha} = \frac{dm_a}{d\alpha} + \frac{dm_e}{d\alpha} + \frac{dm_{co}}{d\alpha} + \frac{dm_t}{d\alpha} + \frac{dm_n}{d\alpha} \quad (4.5)$$

unde: m_{co} - masa de combustibil introdusă în sistemul respectiv, care poate fi exprimată cu relația:

$$\frac{dm_{co}}{d\alpha} = \frac{1}{H_f} \cdot \frac{dQ_c}{d\alpha} \quad (4.6)$$

Aplicând aceste ecuații fiecărui sistem termodinamic în parte, se obțin următoarele sisteme de ecuații:

a) Pentru camera principală de ardere (se utilizează indicele p):

$$\frac{dU_p}{d\alpha} = \frac{dQ_{cp}}{d\alpha} + \frac{dQ_{pp}}{d\alpha} + \frac{dL}{d\alpha} + \frac{dm_a}{d\alpha} \cdot i_a + \frac{dm_e}{d\alpha} \cdot i_e + \frac{dm_{tp}}{d\alpha} \cdot i_{tp} + \frac{dm_n}{d\alpha} \cdot i_n \quad (4.7)$$

$$\frac{dm_p}{d\alpha} = \frac{dm_a}{d\alpha} + \frac{dm_e}{d\alpha} + \frac{dm_{cop}}{d\alpha} + \frac{dm_{tp}}{d\alpha} + \frac{dm_n}{d\alpha} \quad (4.8)$$

$$\frac{dm_{cop}}{d\alpha} = \frac{1}{H_f} \cdot \frac{dQ_{cp}}{d\alpha} \quad (4.9)$$

b) Pentru camera separată de vârtej (cu indicele S):

$$\frac{dU_{cs}}{d\alpha} = \frac{dQ_{ocs}}{d\alpha} + \frac{dQ_{pcs}}{d\alpha} + \frac{dm_{tcs}}{d\alpha} \cdot i_{tcs} \quad (4.10)$$

$$\frac{dm_{cs}}{d\alpha} = \frac{dm_{ocs}}{d\alpha} + \frac{dm_{tcs}}{d\alpha} \quad (4.11)$$

$$\frac{dm_{ocs}}{d\alpha} = \frac{1}{H_f} \cdot \frac{dQ_{ocs}}{d\alpha} \quad (4.12)$$

c) Pentru canalul de legătură (cu indicele L):

$$\frac{dU_{ci}}{d\alpha} = \frac{dQ_{pci}}{d\alpha} + \frac{dm_{cp}}{d\alpha} \cdot i_{cp} + \frac{dm_{tcs}}{d\alpha} \cdot i_{tcs} \quad (4.13)$$

$$\frac{dm_{ci}}{d\alpha} = \frac{dm_{tcs}}{d\alpha} + \frac{dm_{cp}}{d\alpha} \quad (4.14)$$

În plus pentru fiecare sistem termodinamic este valabilă ecuația de stare.

În scrierea sistemelor de ecuații de mai sus, s-a adoptat o ipoteză simplificatoare, și anume că procesul de ardere nu are loc în canalul de legătură, ci numai în cele două camere. Această ipoteză simplifică relațiile scrise pentru sistemul termodinamic reprezentat de canalul de legătură, fără a exista riscul apariției unor erori datorită timpului foarte scurt de curgere a gazelor prin acest canal, timp în care creșterile de presiune și temperatură ca urmare a arderii sunt ne semnificative.

4.3 Calculul schimbului de căldură și al coeficientului mediu de convecție

Schimbul de căldură ce are loc în motoarele cu ardere internă între fluidul de lucru și pereții camerei de ardere a fost tratat pe larg în paragraful 2.3. În cele ce urmează se vor prezenta doar câteva considerații legate de metoda de abordare a acestui fenomen în cadrul programului de calcul pentru situația în discuție.

Astfel pentru motorul cu cameră separată de vârtej, s-a studiat schimbul de căldură la pereți pe suprafețele următoarelor părți componente: capul pistonului, camera separată și canalul de legătură. Calculul schimbului de căldură s-a efectuat cu ajutorul relației lui Newton:

$$\dot{Q} = \alpha A (T_p - T_g) \quad (4.15)$$

relație în care:

T_p - temperatura peretelui determinată experimental;

T_g - temperatura medie a gazului determinată cu ajutorul programului de calcul;

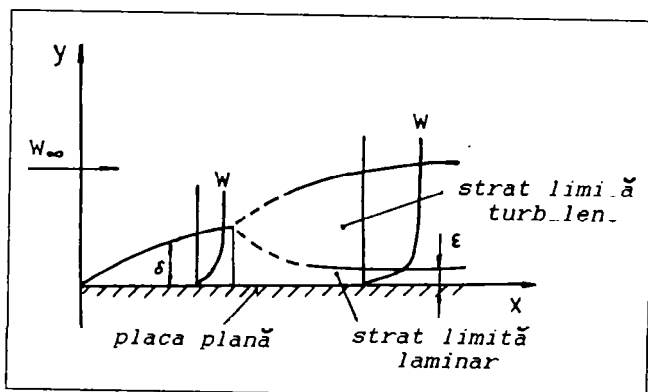
α - coeficientul echivalent de schimb de căldură.

Acest coeficient echivalent poate fi determinat ca o valoare

medie pentru întreaga cameră de ardere ținând cont de cele două fenomene care se suprapun: convecția și radiația.

Pentru punerea în discuție a părții convective a schimbului de căldură dintre un fluid și un perete, se va analiza cazul simplu al curgerii unui fluid în contact cu o placă plană, caz prezentat în figura 4.2.

La peretele acestei plăci ia naștere într-o primă instanță un strat limită laminar, care după o anumită distanță, când criteriul Reynolds depășește valoarea sa critică, se



transformă parțial într-un strat

limită turbulent. Dacă în stratul limită laminar particulele de fluid au traiectorii de curgere paralele între ele, în stratul limită turbulent aceste particule execută mișcări transversale, ceea ce conduce la un schimb de impuls transversal pe direcția curgerii. Ca urmare a acestui fapt viteza gazului rămâne ridicată până în apropierea peretelui, scăzând spre valoarea zero abia în interiorul stratului laminar. Pe de altă parte, dacă temperatura fluidului este mai mare decât cea a peretelui, se ajunge la un transfer de căldură către perete caracterizat de un profil al temperaturii foarte asemănător cu profilul vitezelor definit mai sus.

Coefficientul de schimb de căldură depinde deci în măsură însemnată de stratul limită ce se formează la pereții camerei de ardere, manifestându-se în același timp diferențe locale foarte mari. Dacă pentru cazurile simple (curgere pe lângă un perete sau curgere prin țevi) acest coeficient poate fi calculat cu o precizie relativ ridicată, nu același lucru se poate spune în cazul cilindrilor motoarelor cu ardere internă, unde evoluția gazelor în cilindru este practic necunoscută, deși s-au întreprins numeroase cercetări în domeniu.

În plus în cilindrii m.a.i. mai apare și următorul fenomen, nestaționar, care creează instabilități în variația coeficientului de convecție:

Temperatura în cilindru variază continuu între T_{\min} și T_{\max} . Dacă la începutul comprimării valoarea acestei temperaturi este $T_{\min} < T_p$, pe parcursul acestui proces, datorită aportului de energie în stratul limită, se înregistrează o creștere a temperaturii în acest strat până la valori mai mari decât temperatura peretelui T_p , cu toate că temperatura gazului este mai mică decât T_p . Ca urmare rezultă o decalare de fază între densitățile de flux de căldură și diferențele de temperatură. În acest fel intervine o influență suplimentară asupra lui α . În lucrarea [74] se consideră însă, pe baza unei vaste experiențe în domeniu, că acest tip de influențe nu sunt semnificative și pot fi neglijate. Schimbului convectiv de căldură i se adaugă o componentă de radiație, pentru care se aplică legea Stefan - Boltzmann.

Ca urmare calculul coeficientului echivalent de schimb de căldură α , s-a efectuat prin două metode:

a) cu ajutorul relației lui Woschni (2.152) ținând cont și de modificările ulterioare ale lui Kolesa (2.156) și Huber (2.157), relații prezentate în paragraful 2.3.2, prin care s-a determinat o valoare medie a lui α pentru fiecare cameră de ardere. În relație s-au introdus ca lungimi caracteristice diametrul cilindrului, respectiv diametrul camerei separate de vârtej. Determinarea coeficientului de schimb de căldură α pentru canalul de legătură s-a făcut pe baza relației lui Hausen [27], stabilită pentru curgerea în regim turbulent în conducte drepte de diametru d și lungime l :

$$Nu = \frac{\alpha l}{\lambda} = 0.024 Re^{0.786} Pr^{0.45} \left[1 + \left(\frac{d}{l} \right)^{2/3} \right] \quad (4.17)$$

Această metodă a fost implementată și în programul de calcul și poate fi utilizată în cazul proiectării unui motor în condițiile inexistenței modelului funcțional.

b) prin metoda temperaturilor superficiale prezentată în paragraful 2.3.3.1, cu ajutorul căreia s-au obținut valori locale ale coeficientului de schimb de căldură α , pe baza temperaturilor pereților determinate experimental în regim nestaționar.

4.4 Calculul energiei interne, a capacităților termice masice și a constantei reale a gazului.

Pentru determinarea valorilor momentane ale energiei interne și respectiv ale constantei reale a gazului în funcție de presiune, temperatură și coeficientului excesului de aer se utilizează metodele propuse de Justi și Zacharias.

Astfel considerând energia internă și constanta reală a gazului ca niște funcții de tipul:

$$u = u(p, T, \lambda) \quad (4.18)$$

$$R = R(p, T, \lambda) \quad (4.19)$$

și derivând aceste funcții în raport cu poziția manivelei motoare, se obține:

$$\frac{du}{d\alpha} = m \frac{du}{d\alpha} + u \frac{dm}{d\alpha} = u \frac{dm}{d\alpha} + m \left(\frac{\partial u}{\partial p} \frac{dp}{d\alpha} + \frac{\partial u}{\partial T} \frac{T}{d\alpha} + \frac{\partial u}{\partial \lambda} \frac{d\lambda}{d\alpha} \right) \quad (4.19)$$

$$\frac{dR}{d\alpha} = \frac{\partial R}{\partial p} \frac{dp}{d\alpha} + \frac{\partial R}{\partial T} \frac{dT}{d\alpha} + \frac{\partial R}{\partial \lambda} \frac{d\lambda}{d\alpha} \quad (4.20)$$

unde $(d\lambda/d\alpha)$ se poate calcula cu relațiile (3.10) pentru camera de turbionare respectiv (3.25) pentru cilindru.

În mod concret pentru determinarea valorilor momentane ale energiei interne a mediului de lucru se utilizează relația stabilită de Justi [70], și anume:

$$u = 0,1445 - \left(0,0975 + \frac{0,0485}{\lambda^{0,075}} \right) (T - T_0)^3 \cdot 10^{-6} + \left(7,768 + \frac{3,36}{\lambda^{0,8}} \right) \cdot (T - T_0)^2 \cdot 10^{-4} + \left(4,896 + \frac{0,464}{\lambda^{0,93}} \right) (T - T_0) + 1356,8 \left[\frac{kJ}{kg} \right] \quad (4.21)$$

unde $T_0 = 273,15$ K, este temperatura de referință.

Ca urmare diferențiala totală a energiei interne va fi:

$$du = \frac{\partial u}{\partial T} dT + \frac{\partial u}{\partial \lambda} d\lambda \quad (4.22)$$

și ținând cont de relația de definiție a capacității termice masice la volum constant:

$$c_v = \frac{\partial u}{\partial T} \quad (4.23)$$

și de relația (4.21), această mărime se poate calcula cu relația:

$$c_v = 0,1445 - 3 \left(0,0975 + \frac{0,0485}{\lambda^{0,75}} \right) (T-T_0)^2 \cdot 10^{-6} + 2 \left(7,768 + \frac{3,36}{\lambda^{0,8}} \right) \cdot (T-T_0) \cdot 10^{-4} + \left(4,4896 + \frac{0,464}{\lambda^{0,93}} \right) \left[\frac{kJ}{kgK} \right] \quad (4.24)$$

În mod similar se calculează derivata energiei interne în raport cu coeficientul excesului de aer λ :

$$\frac{\partial u}{\partial \lambda} = -\frac{0,1445}{\lambda} - 0,75 \frac{0,0485}{\lambda^{0,75}} (T-T_0)^2 \cdot 10^{-6} + 0,8 \frac{3,36}{\lambda^{0,8}} \cdot (T-T_0) \cdot 10^{-4} + 0,93 \frac{0,464}{\lambda^{0,93}} (T-T_0) \left[\frac{kJ}{kg} \right] \quad (4.25)$$

Pe de altă parte, constanta reală a gazului se va calcula cu relația stabilită de Zacharias [83]:

$$R = 0,2844 + 9,81 \cdot 10^{-3} \cdot A + \left(\frac{B}{T^C} - A \right) D \cdot 10^{-4} \left[\frac{kJ}{kgK} \right] \quad (4.26)$$

unde:

$$A = 0,35 - 0,05 \cdot D^{0,765} \quad (4.27)$$

$$B = 16,1 + 14,3 \cdot D^{0,51} \quad (4.28)$$

$$C = 0,352 + 0,102 \cdot D^{0,401} \quad (4.29)$$

$$D = \frac{\lambda - 1}{0,0698 + \lambda} \quad (4.30)$$

4.5 Calculul schimburilor energetice în timpul procesului de schimb de gaze

Variația energiei sistemului ca urmare a proceselor de admisiune și evacuare se calculează ca produs între debitul masic de fluid ce intră în sau iese din cilindru și entalpia masică a acestuia. Pentru calculul debitului masic, secțiunile de curgere pe lângă supape se descriu ca secțiuni de strangulare iar debitul masic se determină cu relația curgerii:

$$\frac{dm_{a,e}}{d\alpha} = \frac{1}{\omega_p} \mu_{a,e} A_{a,e} \sqrt{p_1 \rho_1} \sqrt{\frac{2\kappa_1}{\kappa_1 - 1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{\kappa_1}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa_1 + 1}{\kappa_1}} \right]} \quad (4.31)$$

unde $\mu_{a,e}$ - coeficienții de debit ai supapei de admisiune respectiv evacuare, care au fost determinați experimental conform metodei prezentate în paragraful 5.2.5;

$A_{a,e}$ - secțiunile geometrice de curgere pe lângă supape.

În relația (4.31) indicele "1" se referă la starea gazului în amonte secțiunii de strangulare, iar indicele "2" la starea gazului după această secțiune.

Intr-un mod similar poate fi calculat debitul masic de gaze ce se pierde prin neetanșeitățile existente în ansamblul piston - segmenti - cilindru.

Calculul entalpiei masice se face cu relația:

$$i = u + RT \quad (4.32)$$

considerând $T=OK$, temperatura de referință.

4.6 Calculul lucrului mecanic

Lucrul mecanic dezvoltat de motor se calculează ca produs între presiunea gazelor din camera principală și variația de volum a cilindrului dată de geometria mecanismului motor:

$$\frac{dL}{d\alpha} = -p_p \frac{dV}{d\alpha} = -p_p \left[\frac{\pi D^2}{4} \left(\sin\alpha + \frac{\lambda}{2} \frac{\sin 2\alpha}{\sqrt{1 - \lambda^2 \sin^2 \alpha}} \right) \right] \quad (4.33)$$

unde $\lambda=r/L$ - coeficientul adimensional al bielei.

4.7 Calculul legii de ardere

Pentru calculul ciclului real de funcționare al motorului este necesară cunoașterea legilor de ardere în cele două camere. Programul de calcul poate funcționa atât cu legea reală de ardere, cât și cu o lege de ardere de tip Vibe, conform celor precizate în paragraful 2.2.4.

Legea reală de ardere se poate determina prin analiza legilor de evoluție a presiunii în cele două camere de ardere, legi determinate experimental. În acest sens este suficient să se efectueze calculul pentru perioada cât cele două supape sunt închise. Astfel se elimină din ecuația primului principiu al termodinamicii termenii referitori la masele de gaz introduse în sau evacuate din cilindru, dm_a și dm_e .

Ca urmare forma ecuației (4.4) scrisă separat pentru fiecare cameră, este:

$$\frac{dQ_{cP}}{d\alpha} = \frac{dU_P}{d\alpha} - \frac{dQ_{pP}}{d\alpha} - \frac{dL}{d\alpha} - \frac{dm_{cP}}{d\alpha} i_{cP} - \frac{dm_P}{d\alpha} i_a \quad (4.34)$$

$$\frac{dQ_{cS}}{d\alpha} = \frac{dU_S}{d\alpha} - \frac{dQ_{pS}}{d\alpha} - \frac{dm_{cS}}{d\alpha} i_{cS} \quad (4.35)$$

notațiile utilizate fiind aceleași cu cele folosite în ecuațiile (4.7) - (4.14).

Dacă se ține cont și de ecuațiile (4.19) și (4.20), relațiile de calcul ale celor două legi de ardere vor fi:

$$\begin{aligned} \frac{dQ_{cP}}{d\alpha} = & \frac{\frac{dQ_P}{d\alpha} + (1+A)P \frac{dV}{d\alpha} + \frac{dm_c}{d\alpha} (i_{P,S} - u)}{N} + \\ & + \frac{\frac{dp}{d\alpha} \left[\frac{\partial u}{\partial p} m + A \left(V - mT \frac{\partial R}{\partial p} + RT \frac{dm_c}{dp} \right) \right]}{N} - \\ & - \frac{\frac{dm_c}{d\alpha} \frac{m}{m_c L_{a1a}} \left(a_x \frac{m}{m_c} - 1 \right) \left(AT \frac{\partial R}{\partial \lambda} - \frac{\partial u}{\partial \lambda} \right)}{N} \end{aligned} \quad (4.36)$$

$$\frac{dQ_{cs}}{d\alpha} = \frac{\frac{dQ_p}{d\alpha} - \frac{Im_t}{d\alpha} (i_{p,s} - u) + \frac{dp}{d\alpha} \left[\frac{\partial u}{\partial p} m + A \left(V - mT \frac{dm_t}{d\alpha} \right) \right]}{N} + \frac{\frac{dm_t}{d\alpha} \frac{m}{m_c L_{min}} \left(a_x \frac{m}{m_c} - 1 \right) \left(AT \frac{\partial R}{\partial \lambda} - \frac{\partial u}{\partial \lambda} \right)}{N} \quad (4.37)$$

unde :

$$N = 1 + \frac{1}{H_i} \left[A \cdot R \cdot T - \frac{m\lambda}{m_c} \left(\frac{\partial u}{\partial \lambda} - A \cdot T \frac{\partial R}{\partial \lambda} \right) \right] \quad (4.38)$$

$$A = \frac{\partial u}{\partial T} \frac{1}{R + T \frac{\partial R}{\partial T}} \quad (4.39)$$

iar a_x este raportul dintre masa de combustibil și cea de aer din fiecare cameră.

Pentru aplicarea relațiilor (4.36), (4.37) este necesară, pe lângă legea de variație a presiunii și cunoașterea unor mărimi inițiale, și anume:

- presiunea inițială în cele două camere la închiderea supapei de admisiune;
- temperatura inițială în camera separată și canalul de legătură pentru momentul închiderii supapei de admisiune (îsa);
- coeficientul gazelor reziduale la momentul îsa;
- legea de evoluția a maselor în cele două camere.

Problema cea mai complicată o constituie calculul legii de variație a maselor în cele două camere. În principiu acest calcul nu se poate baza pe legile de variație ale presiunii în cele două camere datorită numeroșilor factori care influențează măsurările și care pot conduce la apariția unor erori de calcul în condițiile în care, mai ales la turații scăzute și pentru secțiuni mari ale canalului de legătură, diferențele de presiune dintre cele două camere sunt foarte mici. Pe de altă parte programul de calcul a ciclului real permite stabilirea acestor legi după metoda ce va fi prezentată în paragraful următor numai în condițiile în care legile reale de ardere sunt cunoscute, ceea ce în acest moment nu este cazul.

Ca urmare s-a aplicat o metodă iterativă pusă la punct de

Glauber în lucrarea [25], care utilizează în analiza legii de variație a presiunii niște funcții de evoluție a maselor determinate aproximativ prin metoda volumică, prezentată în paragraful 3.2.5.2. Se obțin astfel niște legi de ardere pe baza cărora programul de calcul furnizează noi legi de evoluție a maselor în cele două camere. Procesul se reia de câteva ori până când diferențele rezultate între doi pași de calcul sunt foarte mici.

O altă metodă propusă de autor ar presupune un procedeu iterativ similar care să înceapă însă cu aproximarea legii de ardere după metoda Vibe urmată apoi de calculul legilor de variație a maselor în cele două camere, calcul efectuat cu o metodă precisă de tipul celei a caracteristicilor. Odată stabilite variațiile maselor în cele două camere ele pot fi utilizate în programul de evaluare a evoluției presiunilor pentru calculul legii reale de ardere cu care apoi se determină noi legi de variație a maselor, procesul continuând până la atingerea unor erori minime între două etape de calcul succesive. Prin compararea celor două procedee iterative s-a putut constata că rezultatele finale obținute sunt practic identice. Cel de-al doilea are însă avantajul unor date inițiale (legi de ardere Vibe) adoptate pe baza valorilor indicate de literatura de specialitate, în timp ce metoda Glauber necesită un pas de calcul suplimentar constând în aplicarea metodei volumice pentru evaluarea schimbului de masă între cele două camere.

Asupra metodelor propriu-zise de apreciere a schimbului de gaze între cele două camere, aspect esențial pentru modelarea corespunzătoare a ciclului real al unui astfel de motor, se va insista în paragraful următor.

4.8 Calculul schimbului de gaze dintre cele două camere cu metoda caracteristicilor

4.8.1 Considerații generale

După cum s-a arătat în capitolul 3, în vederea unei evaluări cât mai precise a ciclului real de funcționare al unui motor diesel cu cameră separată de vârtej, este necesar ca procesul de

schimb de gaze dintre cele două camere să fie tratat din punct de vedere gazodinamic. Nici unul din modelele prezentate în capitolul precedent nu îndeplinește acest deziderat.

Ca urmare canalul de legătură a fost considerat ca o porțiune de conductă prevăzută la ambele capete cu câte un dispozitiv de strangulare. Metoda de calcul ce va fi prezentată în continuare se bazează pe considerațiile teoretice expuse în paragraful 2.1.5.1 și a fost pusă la punct de autor împreună cu Glauber în cadrul Institutului pentru Motoare cu Ardere Internă și Autovehicule Rutiere al Universității Tehnice München.

Ecuțiile de conservare a masei, impulsului și energiei pentru curgerea unidimensională, nestaționară prin conducte de secțiune constantă, a căror deducere a fost prezentată în paragraful 2.1.3, se pot scrie sub forma:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial \rho}{\partial x} = 0 \quad (4.40)$$

$$\rho \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} + \rho w \frac{\partial w}{\partial x} = \frac{F_f w}{A dx} \rho \quad (4.41)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + w \frac{\partial p}{\partial x} - \kappa \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) = (\kappa - 1) \left(\frac{Q_p}{A dx} + \frac{F_f w}{A dx} \right) \quad (4.42)$$

Rezolvarea acestui sistem de ecuații se poate face după una din metodele prezentate în capitolul 2, cu luarea în considerare a unor ipoteze simplificatoare cum este cazul metodei bazate pe teoria acustică, sau prin metode numerice. Cum însă ipoteza existenței în conductă a unor unde de mică amplitudine nu este valabilă și dat fiind faptul că viteza de curgere nu poate fi în acest caz neglijată în raport cu viteza sunetului, este de presupus că teoria acustică ar conduce la apariția unor erori de calcul semnificative.

Procedeul adoptat se bazează pe utilizarea metodei caracteristicilor pe care autorul a mai utilizat-o în prealabil pentru calculul fenomenelor de undă din conducta de evacuare a unui monocilindru în patru timpi [47].

Înlocuind în ecuația (4.42) expresiile pentru căldura schimbată și pentru forța de frecare la pereți, aceasta devine:

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} + w \frac{\partial p}{\partial x} - \kappa \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + w \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) = (\kappa - 1) (q + z \rho w) \quad (4.43)$$

unde:

$$z = w |w| \frac{\mu}{2D_L} \quad (4.44)$$

iar: μ - coeficient de frecare;

D_L - diametrul canalului de legătură.

În principiu sistemul format din ecuațiile diferențiale (4.40), (4.41) și (4.43) va fi soluționat de-a lungul așa-numitelor caracteristici, direcții în care derivatele parțiale se transformă în derivate totale și pot fi ușor integrate prin metoda pas cu pas [8]. În fapt aceste caracteristici sunt direcții de propagare ale undelor de presiune incidente și reflectate (linii Mach spre stânga respectiv spre dreapta) și respectiv direcția de propagare a masei gazului (traectoria de curgere):

$w + a$ linie Mach spre dreapta;

$w - a$ linie Mach spre stânga;

w traiectorie de curgere.

Se obțin deci următoarele relații:

- linie Mach spre dreapta:

$$\frac{dx}{d\tau} = w - a \quad (4.45)$$

$$dw + \frac{a}{\kappa} \rho dp = \left\{ -z \left[1 - (\kappa - 1) \frac{w}{a} \right] + \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{a}{p} \dot{q} \right\} d\tau \quad (4.46)$$

- linie Mach spre stânga:

$$\frac{dx}{d\tau} = w + a \quad (4.47)$$

$$dw - \frac{a}{\kappa p} dp = \left\{ -z \left[1 + (\kappa - 1) \frac{w}{a} \right] - \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{a}{p} \dot{q} \right\} d\tau \quad (4.48)$$

- traiectorie de curgere:

$$\frac{dx}{dt} = w$$

$$\frac{2\kappa}{\kappa-1} \frac{p}{a} da - dp = (\rho w z + \dot{q}) dt \quad (4.50)$$

Modul concret de utilizare a metodei caracteristicilor la motorul cu cameră separată de vârtej va fi descris pe scurt în cele ce urmează:

Canalul de legătură dintre cele două camere va fi imaginat ca o conductă în ale cărei secțiuni de trecere spre cele două camere sunt montate două dispozitive de strangulare de tip diafragmă. Pentru conducta propriu-zisă, în ecuațiile (4.40), (4.41), (4.43) se va face trecerea de la derivatele parțiale la diferențe finite. Pentru pași foarte mici de timp și spațiu se pot determina presiunea p , temperatura T și viteza w din conductă, conform figurii 4.3, astfel:

Pentru fiecare punct din conductă se iau în considerare ambele linii Mach. Astfel linia Mach spre dreapta ce pornește din punctul 1 se intersectează cu linia Mach spre stânga ce pornește din punctul 2 în punctul 3, ale cărei coordonate $x-\tau$ sunt astfel cunoscute. Pentru punctul 3 se estimează o viteză w pe baza căreia, cu ajutorul traiectoriei de curgere se determină punctul 4. Starea gazului în acest punct se determină prin interpolare între punctele 1 și 2.

În continuare ecuațiile diferențiale (4.40), (4.41), (4.43) sunt transformate în ecuații cu diferențe finite formând un sistem liniar prin a cărui rezolvare se pot determina cele trei necunoscute care definesc starea gazului în punctul 3. După cunoașterea stării gazului în toate punctele situate pe aceeași curbă cu punctul 3 se reia procedeul cu începere din aceste puncte. Utilizarea metodei caracteristicilor permite punerea în evidență a undelor de șoc care apar atunci când două linii Mach îndreptate în aceeași direcție se intersectează. Dezavantajul acestui fapt este legat de necesitatea tratării separate a undelor de șoc care constituie elemente de generare a unor instabilități matematice. În plus tratarea undelor de șoc presupune adoptarea unei rețele de caracteristici de tipul celei prezentate în figura 4.3, în care distanța dintre două puncte succesive nu este constantă. Acest aspect generează complicații

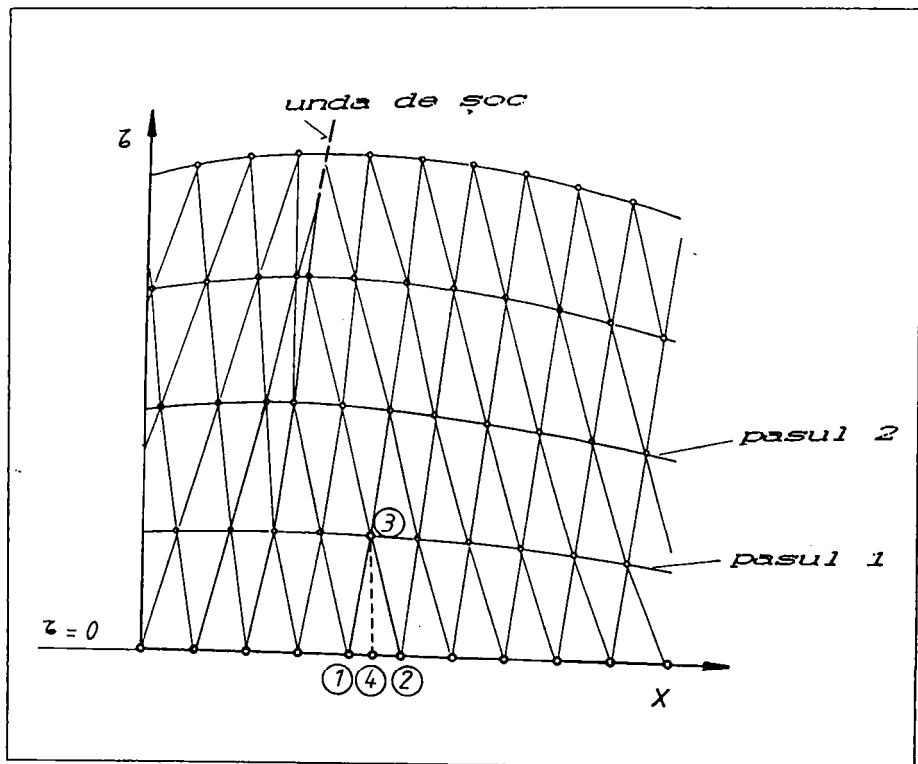


Figura 4.3: Rețea de caracteristici în diagrama de poziție $x-z$

atunci când calculul curgerii prin conductă trebuie cuplat cu cel al evoluției gazului în alte sisteme termodinamice, cum se întâmplă în situația de față.

4.8.2 Aplicarea procedurii diferențelor finite în cadrul metodei caracteristicilor

Pentru a simplifica metoda de calcul, rețeaua de caracteristici prezentată în figura 4.3 se înlocuiește cu o rețea rectangulară cu pași de timp și spațiu constanți, așa cum este cea din figura 4.4. Metoda aplicată este similară celei utilizate în cadrul programului PROMO [8].

Astfel ecuațiile (4.40), (4.41), (4.43) care compun sistemul vor fi rescrise sub forma:

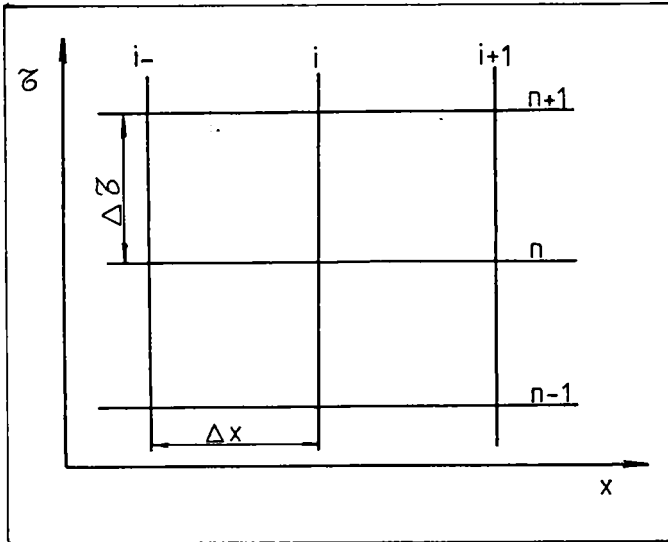


Figura 4.4: Rețea de caracteristici de gradul I cu pas constant

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = -\frac{\partial(\rho w)}{\partial x} \tag{4.51}$$

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial \tau} = -\frac{\partial(\rho w^2 + p)}{\partial x} - z\rho \tag{4.52}$$

$$\frac{\partial e}{\partial \tau} = -\frac{\partial[w(e+p)]}{\partial x} + \dot{q} \tag{4.53}$$

unde:

$$z = \frac{\rho w^2}{2} + \frac{p}{\kappa - 1} \tag{4.54}$$

Urmărind ecuațiile (4.51), (4.52), (4.53) se pot defini vectorii:

$$\vec{G}(x, \tau) = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho w \\ e \end{pmatrix}; \quad \vec{F}(x, \tau) = \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho w^2 + p \\ w(e+p) \end{pmatrix}; \quad \vec{D}(x, \tau) = \begin{pmatrix} 0 \\ z\rho \\ -\dot{q} \end{pmatrix} \tag{4.55}$$

cu ajutorul cărora sistemul de trei ecuații poate fi pus sub forma:

$$\frac{\partial \vec{G}}{\partial \tau} = -\frac{\partial \vec{F}}{\partial x} - \vec{D} \quad (4.56)$$

În relația (4.56) vectorii F și D sunt funcție de vectorul G , ei putând fi calculați astfel:

$$\begin{aligned} F_1 &= G_2 \\ F_2 &= G_3 (\kappa - 1) + \frac{G_2^2}{G_1} \frac{(3 - \kappa)}{2} \\ F_3 &= \frac{G_2 G_3}{G_1} \left[\kappa - \frac{G_2^2}{G_3 G_1} \frac{(\kappa - 1)}{2} \right] \end{aligned} \quad (4.57)$$

$$\begin{aligned} D_1 &= 0 \\ D_2 &= z G_1 \\ D_3 &= \dot{q} \end{aligned} \quad (4.58)$$

Mărimile de stare necunoscute se determină tot în funcție de vectorul G pe baza relațiilor:

$$\begin{aligned} p &= \left(G_3 - \frac{G_2^2}{2G_1} \right) (\kappa - 1) \\ T &= \frac{p}{G_1 R} \\ w &= \frac{G_2}{G_1} \end{aligned} \quad (4.59)$$

În sfârșit calculul vectorului G se face prin discretizarea ecuației (4.56), respectiv prin înlocuirea diferențialelor cu diferențe finite mici. Ținând cont de notațiile din figura 4.4, rezultă:

$$\vec{G}_i^{n+1} - \vec{G}_i^n = -\Delta \tau \left[\left(\vec{F}_{i,1}^n - \vec{F}_{i-1}^n \right) \frac{1}{2\Delta x} + \vec{D}_i^n \right] \quad (4.60)$$

Cu relația (4.60) se poate calcula "vectorul de stare" G_1 la momentul $n+1$ pe baza mărimilor de stare cunoscute la momentul n .

În plus față de cele arătate trebuie respectat un criteriu de stabilitate în ceea ce privește alegerea pașilor de timp și spațiu, și anume:

$$\frac{\Delta \tau}{\Delta x} \leq \frac{1}{|w| + a} \quad (4.61)$$

iar viteza curentului de gaz w trebuie să fie mai mică decât

viteza sunetului
a.

Relația (4.61) sintetizează de fapt un așa-numit procedeu liniar de calcul, pentru a cărui utilizare practică sunt însă necesari pași de calcul foarte mici, în caz c o n t r a r neasigurându-se convergența

problemei. Pentru îmbunătățirea convergenței se

pot adopta diferite soluții, dintre care a fost preferată utilizarea unui procedeu de gradul doi de tipul predictor-corrector care poate fi sintetizat, în condițiile existenței unei rețele de caracteristici de tipul celei din figura 4.5, prin următoarele relații:

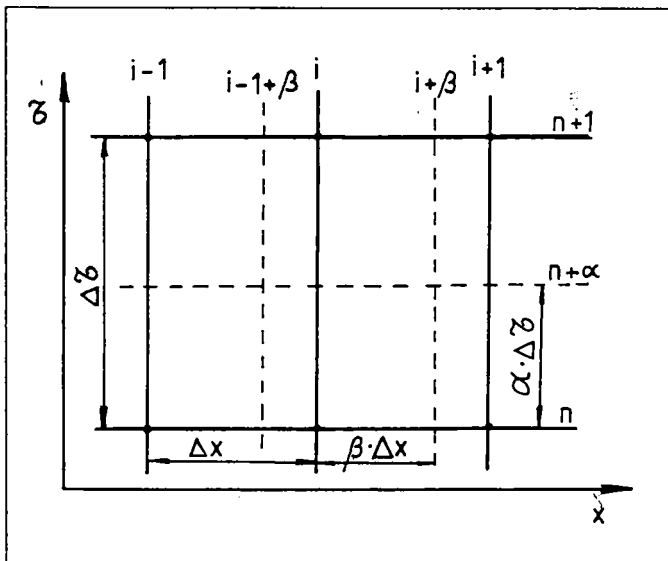


Figura 4.5: Rețea de caracteristici de gradul II cu pas constant.

$$\bar{G}_{i+\beta}^{n+\alpha} = (1-\beta) \bar{G}_i^n + \beta \bar{G}_{i+1}^n - \alpha \frac{\Delta \tau}{\Delta x} (\bar{F}_{i+1}^n - \bar{F}_i^n) - \alpha \Delta \tau [(1-\beta) \bar{D}_i^n + \beta \bar{D}_{i+1}^n] \quad (4.62)$$

$$\begin{aligned} \bar{G}_i^{n+1} = \bar{G}_i^n - \frac{\Delta \tau}{2\alpha \Delta x} [& (\alpha - \beta) \bar{F}_{i+1}^n + (2\beta - 1) \bar{F}_i^n + (1 - \alpha - \beta) \bar{F}_{i-1}^n + \\ & + \bar{F}_{i+\beta}^{n+\alpha} - \bar{F}_{i-1+\beta}^{n+\alpha}] - \Delta \tau \bar{D}_i^n \end{aligned} \quad (4.63)$$

Rezolvarea acestora se poate face pe baza următoarei scheme:

$$\bar{F}_{i+\beta}^{n+\alpha}; \bar{F}_{i-1+\beta}^{n+\alpha} \rightarrow \bar{G}_i^{n+1} = \bar{F}_i^{n+1} \rightarrow \bar{D}_i^{n+1} = (p, T, w)_i^{n+1} \quad (4.64)$$

Ca parametri optimi, în lucrarea [63] se recomandă $\alpha=2,118$ respectiv $\beta=0,5$.

Concluzionând deci, pe baza valorilor celor trei mărimi de stare, cunoscute în trei puncte alăturate la momentul t_0 , se pot determina aceleași mărimi în punctul central la momentul $t_0 + \Delta t$. Metoda nu este însă aplicabilă la capetele conductei întrucât în

aceste zone nu avem la dispoziție decât câte două puncte în care valorile sunt cunoscute la momentul t_0 . Ca urmare pentru aceste situații este necesară scrierea condițiilor la limită.

4.8.3 Calculul condițiilor la limită

La rezolvarea problemei condițiilor la limită trebuie ținut cont de cele două posibilități: curgere din conductă spre cameră (condiție limită conductă \rightarrow rezervor), sau curgere dintr-o cameră spre conductă (condiție limită rezervor \rightarrow conductă).

Pentru simplificarea algoritmului de calcul și pentru a nu trebui făcută în mod continuu diferența dintre începutul și sfârșitul conductei, se va utiliza simbolul "s" (semn), care poate lua valorile:

$s=+1$ pentru începutul conductei (sensul pozitiv al axei x este spre conductă);

$s=-1$ pentru sfârșitul conductei (sensul pozitiv al axei x este spre rezervor).

Ca urmare unificând relațiile (4.46), (4.48) pentru liniile Mach, și trecând la diferențe finite mici, avem:

$$\Delta w - s \frac{a}{\kappa p} \Delta p = \left\{ -z \left[1 + s(\kappa - 1) \frac{w}{a} \right] - s \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{a}{p} q \right\} \Delta \tau \quad (4.65)$$

Pe de altă parte ecuația (4.50) pentru traiectoria de curgere, devine:

$$\frac{2\kappa}{\kappa - 1} \frac{p}{a} \Delta a - \Delta p = (\rho w z + q) \Delta \tau \quad (4.66)$$

Figurile 4.6 a, b prezintă cele două variante posibile:

a) curgere înspre conductă; pentru calculul condiției limită stă la dispoziție linia Mach;

b) curgere dinspre conductă; pentru calculul condiției limită stă la dispoziție linia Mach și traiectoria de curgere.

În varianta b) este inclusă și situația $w=0$, când nu există diferență de presiune între cele două camere, deci nu are loc curgerea prin conductă și nici între conductă și rezervor.

Valorile mărimilor de stare sunt cunoscute în punctele 1 și 2. Aceleași mărimi trebuie calculate în punctul 3. Punctele 1' și 2' sunt punctele inițiale ale caracteristicilor (1'- linia Mach;

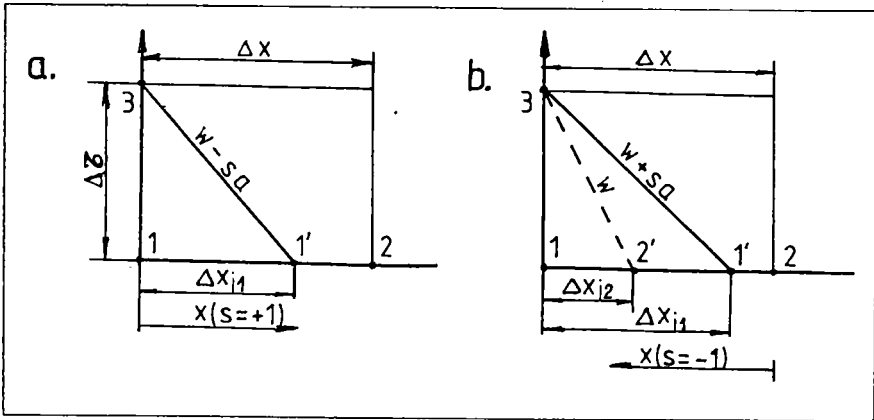


Figura 4.6: a) curgere conductă→rezervor; b) curgere rezervor→conductă

2'-traectoria de curgere). Mărimile de stare în punctele 1' și 2' vor fi determinate prin interpolare liniară între punctele 1 și 2, iar lungimea intervalelor Δx_1 va fi determinată din valorile a_3 și w_3 .

Ca urmare relația (4.65) devine:

$$P_3 - P_1' = \frac{2\kappa s}{\frac{a_3}{P_3} + \frac{a_1'}{P_1'}} \left[(c_3 - c_1') - \frac{DD_3 + DD_1'}{2} \Delta \tau \right] \quad (4.67)$$

unde:

$$DD = -z \left[1 + s(\kappa - 1) \frac{w}{a} \right] - s \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{a}{p} \tau \quad (4.68)$$

Relația (4.67) mai poate fi scrisă și sub forma:

$$P_3 = k_1 w_3 + k_2 \quad (4.69)$$

unde:

$$k_1 = \frac{2\kappa s}{\frac{a_3}{P_3} + \frac{a_1'}{P_1'}} \quad (4.70)$$

Astfel relația (4.66) devine:

$$k_2 = p_1' - k_1 \left(w_1 + \frac{DD_3 + DD_1'}{2} \Delta \tau \right) \quad (4.71)$$

$$a_3 - a_2' = \left[(p_3 - p_2') + \frac{D_3 + D_1'}{2} \Delta \tau \right] \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{1}{\frac{p_3}{a_3} + \frac{p_2'}{a_2'}} \quad (4.72)$$

unde:

$$D = \rho w z + a \quad (4.73)$$

sau:

$$a_3 = \frac{p_3}{k_3} + k_4 \quad (4.74)$$

unde:

$$k_3 = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left(\frac{p_3}{a_3} + \frac{p_2'}{a_2'} \right) \quad (4.75)$$

$$k_4 = a_2' - \frac{p_2'}{k_3} + \frac{p_3 + p_2'}{2k_3} \Delta \tau \quad (4.76)$$

Condiția limită rezervor → conductă

În continuare se va trata cazul prezentat în figura 4.7.

Se cunosc următoarele mărimi: presiunea și temperatura din rezervor p_r și T_r , exponentul adiabatic al gazului din rezervor κ_r , secțiunea conductei A_L și secțiunea efectivă de curgere între rezervor și conductă $A_{e,r}$. De asemenea se dă exponentul adiabatic al gazului din conductă κ_L și coeficientul de frecare μ_r respectiv cel de convecție α . Pe baza valorilor corespunzătoare pasului de calcul anterior și cu ajutorul variabilelor determinate prin interpolare p_L , w_L și a_L (ce corespund mărimilor p_3 , w_3 și a_3 din paragraful anterior) se determină cu relațiile (4.70), (4.71) și (4.75), (4.76) constantele $k_1 - k_4$. Se pune problema determinării vitezei w_L , a presiunii p_L și a vitezei

sunetului la
capătul
conduței al.

Stabilirea
sensului de
curgere se face
utilizând
relația (4.69)
care poate fi
pusă și sub
forma:

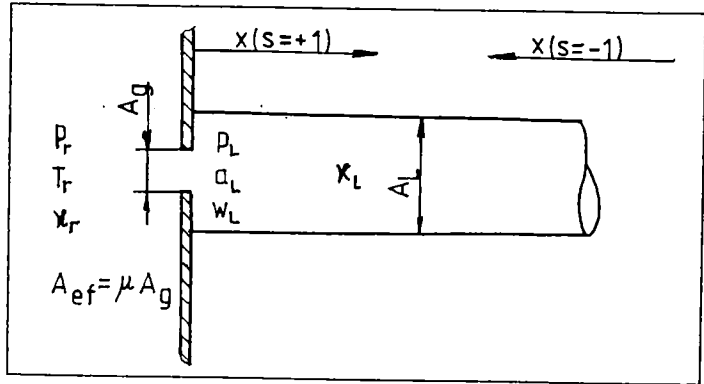


Figura 4.7:

$$p_L = |k_1| s w_L + k_2 \tag{4.77}$$

Rezultă o situație ca și cea prezentată în figura 4.8:
Viteza $s w_L$ este pozitivă dacă $k_2 < p_r$ (curgere rezervor → conductă)
și este negativă pentru $k_2 > p_r$ (curgere conductă → rezervor).

În continuare vor fi tratate separat cele trei cazuri de
curgere:

4.8.3.1 Cazul $w=0$ (masa de gaz este în repaus)

Acest caz corespunde situației $p_r = k_2$ sau $A_{ef} = 0$, ceea ce
conduce la:

$$p_L = k_2 \tag{4.78}$$

$$w_L = 0 \tag{4.79}$$

Viteza sunetului al se determină prin introducerea lui p_L în
relația (4.74).

4.8.3.2 Cazul curgerii rezervor → conductă

În calcule se va utiliza exponentul politropic al gazelor
din rezervor: $\kappa = \kappa_r$.

Se pot scrie următoarele ecuații:

a) ecuația curgerii:

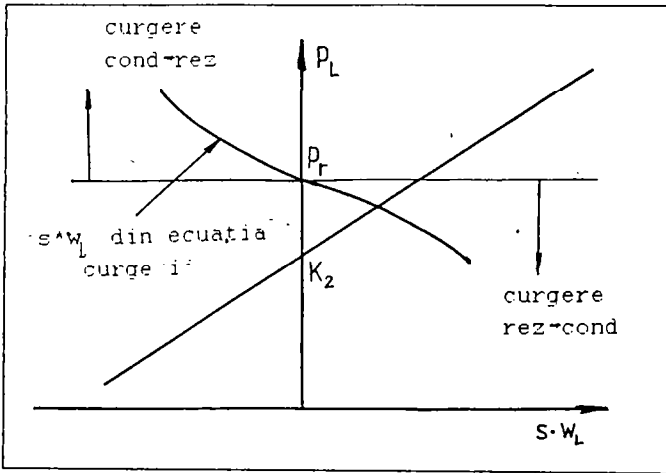


Figura 4.8: Stabilirea sensului de curgere cu metoda caracteristicilor

$$\dot{m} = w_L \rho_L A_L = w_L \frac{\rho_L K_L}{a_L^2} = s A_{of} \sqrt{\frac{2}{RT_x}} p_r \Psi \quad (4.80)$$

unde:

$$\Psi = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \cdot \sqrt{\Pi^{\frac{2}{\kappa}} - \Pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \quad (4.81)$$

$$\Pi = \frac{p_r}{p_b} \quad (4.82)$$

respectiv:

$$\Psi_{\max} = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa+1} \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}}} \text{ dacă } \Pi \leq \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (4.83)$$

b) ecuația liniei Mach (w-sa):

$$p_L = k_1 w_L + k_2 \quad (4.84)$$

sau:

$$w_L = \frac{p_L - k_2}{k_1} \quad (4.85)$$

c) ecuația conservării energiei pentru curgerea rezervor → conductă:

$$i_x = i_L + \frac{w_L^2}{2} \quad (4.86)$$

care prelucrată ținând cont de ecuația (4.85) și de relația de legătură dintre exponentul adiabatic κ și capacitatea termică masică la presiune constantă c_p :

$$c_p = \frac{\kappa R}{\kappa - 1} \quad (4.87)$$

conduce la:

$$a_L^2 = \kappa R T_x \frac{\kappa_L - 1}{\kappa - 1} - \left(\frac{p_L - k_2}{k_1} \right)^2 \frac{\kappa_L - 1}{2} \quad (4.88)$$

Introducând ecuația (4.80) în (4.84) rezultă:

$$p_L = k_2 + k_1 \frac{s A_{ef}}{A_L \kappa_L} p_x \sqrt{\frac{2}{RT_x} \frac{a_L^2}{p_L} \psi} \quad (4.89)$$

Viteza sunetului a_L este, conform relației (4.88) o funcție de p_L . Ca urmare ecuația (4.89) este o ecuație transcendentă de forma

$$p_L = f(p_L) \quad (4.90)$$

care poate fi rezolvată după metoda expusă în paragraful 4.8.4. În final rezultă a_L din ecuația (4.88) și w_L din relația (4.85).

4.8.3.3. Cazul curgerii conductă → rezervor

În acest caz se va utiliza exponentul politropic al gazului din conductă: $\kappa = \kappa_L$.

Relațiile folosite sunt următoarele:

a) ecuația curgerii:

unde ψ se calculează cu relațiile (4.81) și (4.83) iar p_{Lc} , T_{Lc} sunt mărimile de stare "totale" determinate cu relații de tipul:

$$w_L \frac{p_L \kappa}{a_L^2} A_L = -s A_{ef} \sqrt{\frac{2}{RT_{Lt}}} p_{Lt} \psi \quad (4.91)$$

$$p_t = \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} p \quad (4.92)$$

$$T_t = \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma^2\right) T \quad (4.93)$$

unde Ma este cifra Mach:

$$Ma = \left| \frac{w}{a} \right| \quad (4.94)$$

În plus trebuie avută în vedere o altă expresie pentru Π care intervine în calculul lui ψ :

$$\Pi = \frac{p_b}{p_{Lt}} = \frac{p_b}{p_L \left[1 + \frac{\kappa-1}{2} \left(\frac{w_L}{a_L}\right)^2\right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}} \quad (4.95)$$

b) ecuațiile liniei Mach ($w=sa$), adică relațiile (4.84), (4.85).

c) ecuația traiectoriei de curgere:

$$a_L = \frac{p_L}{k_3} + k_4 \quad (4.96)$$

Introducând relația (4.91) în ecuația (4.84) și ținând cont de relația vitezei sunetului:

$$a = \sqrt{\kappa RT} \quad (4.97)$$

și de ecuațiile (4.93), (4.94), rezultă:

$$p_L = k_2 - k_1 \frac{s A_{ef}}{a_L \kappa} a_L \sqrt{\frac{2}{\kappa} \left[1 + \frac{\kappa-1}{2} \left(\frac{w_L}{a_L}\right)^2\right]^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}} \psi \quad (4.98)$$

Termenii w_L și a_L din partea dreaptă a ecuației (4.98) pot fi scriși cu ajutorul relațiilor (4.85) respectiv (4.97) ca funcții de presiunea din canalul de legătură p_L . Ca urmare ecuația (4.98) este o ecuație transcendentă de tipul (4.90) care

poate fi rezolvată după metoda prezentată în paragraful 4.8.4, rezultând presiunea p_L . În final se calculează viteza gazului w_L cu relația (4.85) respectiv viteza sunetului a_L cu relația (4.96).

De precizat că pentru calculul factorului Ψ trebuie stabilit în prealabil dacă regimul de curgere este critic sau subcritic:

$$\Psi \approx \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (4.99)$$

și trebuie aleasă formula corespunzătoare pentru raportul de presiuni [69].

4.8.4 Metoda de rezolvare a ecuațiilor transcendente

Ecuatiile, respectiv sistemele de ecuații deduse în paragraful precedent sunt transcendente, având forma generală:

$$x = f(x) \quad (4.100)$$

O rezolvare aproximativă este posibilă pe baza unei dezvoltări în serie Taylor. Astfel, fie x_0 o soluție aproximativă a ecuației (4.100) obținută prin estimare. Ca urmare se poate scrie:

$$x_0 + \Delta x_0 = f(x_0 + \Delta x_0) \quad (4.101)$$

unde $x_0 + \Delta x_0$ reprezintă soluția exactă a problemei.

Dezvoltarea Taylor a relației (4.101) conduce la:

$$x_0 + \Delta x = f(x_0) + \left. \frac{df}{dx} \right|_{x_0} \Delta x \quad (4.102)$$

de unde se obține:

$$\Delta x = \frac{f(x_0) - x_0}{1 - \left. \frac{df}{dx} \right|_{x_0}} \quad (4.103)$$

Ca urmare $x_0 + \Delta x$ va fi o soluție mai apropiată de soluția exactă care se determină printr-o metodă iterativă.

Dacă în schimb avem de-a face cu un sistem de trei ecuații cu trei necunoscute de tipul :

$$\begin{aligned}x_1 &= f_1(x_1, x_2, x_3) \\x_2 &= f_2(x_1, x_2, x_3) \\x_3 &= f_3(x_1, x_2, x_3)\end{aligned}\quad (4.104)$$

pentru care soluțiile aproximative sunt x_{01}, x_{02}, x_{03} , atunci soluțiile exacte vor fi:

$$\begin{aligned}x_{01} + \Delta x_1 &= f_1(x_{01} + \Delta x_1, x_{02} + \Delta x_2, x_{03} + \Delta x_3) \\x_{02} + \Delta x_2 &= f_2(x_{01} + \Delta x_1, x_{02} + \Delta x_2, x_{03} + \Delta x_3) \\x_{03} + \Delta x_3 &= f_3(x_{01} + \Delta x_1, x_{02} + \Delta x_2, x_{03} + \Delta x_3)\end{aligned}\quad (4.105)$$

Dacă se adoptă notațiile:

$$\begin{aligned}f_{0i} &= f_i(x_{01}, x_{02}, x_{03}) \\ \left. \frac{\partial f_i}{\partial x_j} \right|_0 &= \left. \frac{\partial f_i}{\partial x_j} \right|_{(x_{01}, x_{02}, x_{03})}\end{aligned}\quad (4.106)$$

dezvoltările Taylor ale ecuațiilor (4.105) pot fi prelucrate și aduse la forma:

$$\begin{aligned}\left(\left. \frac{\partial f_1}{\partial x_1} \right|_0 - 1 \right) \Delta x_1 + \left. \frac{\partial f_1}{\partial x_2} \right|_0 \Delta x_2 + \left. \frac{\partial f_1}{\partial x_3} \right|_0 \Delta x_3 &= x_{01} - f_{01} \\ \left. \frac{\partial f_2}{\partial x_1} \right|_0 \Delta x_1 + \left(\left. \frac{\partial f_2}{\partial x_2} \right|_0 - 1 \right) \Delta x_2 + \left. \frac{\partial f_2}{\partial x_3} \right|_0 \Delta x_3 &= x_{02} - f_{02} \\ \left. \frac{\partial f_3}{\partial x_1} \right|_0 \Delta x_1 + \left. \frac{\partial f_3}{\partial x_2} \right|_0 \Delta x_2 + \left(\left. \frac{\partial f_3}{\partial x_3} \right|_0 - 1 \right) \Delta x_3 &= x_{03} - f_{03}\end{aligned}\quad (4.107)$$

Relațiile (4.107) pot fi scrise sintetic sub formă matricială:

$$A \Delta x = B \quad (4.108)$$

unde A este o matrice pătratică cu trei linii și trei coloane, iar Ax și B sunt matrici coloană ai căror termeni rezultă imediat prin compararea relațiilor (4.107) și (4.108).

Soluția ecuației (4.108) se obține cu regula lui Cramer:

$$\Delta x_1 = \frac{D_1}{D}; \Delta x_2 = \frac{D_2}{D}; \Delta x_3 = \frac{D_3}{D} \quad (4.109)$$

unde $D = \det A$, iar D_1, D_2, D_3 sunt determinanții de tipul: care se obțin prin înlocuirea matricii coloană B în coloanele 1, 2 și respectiv 3 ale matricii A .

Din nou soluțiile obținute $x_{01} + \Delta x_1$ sunt mai apropiate de

$$d_1 = \det \begin{bmatrix} B_1 & A_{12} & A_{13} \\ B_2 & A_{22} & A_{23} \\ B_3 & A_{32} & A_{33} \end{bmatrix} \quad (4.110)$$

soluția exactă a sistemului, de care ne putem apropia cu atât mai mult cu cât numărul pașilor de iterație este mai mare.

4.9 Calculul ciclului

Programul de calcul al ciclului real se bazează pe integrarea pas cu pas a relațiilor de stabilire a temperaturii în cele două camere cu metoda Runge-Kutta de ordinul IV. Aceste relații pot fi stabilite pornind de la primul principiu al termodinamicii, de la ecuația diferențială a energiei interne prezentată în paragraful 4.4 și de la relația:

$$\frac{\partial u}{\partial T} = c_v \quad (4.111)$$

și au următoarele forme pentru cele două camere (P - cameră principală; S - cameră separată):

$$\begin{aligned} \frac{dT_P}{d\alpha} = & \frac{1}{m_P c_{vP}} \frac{dQ_{cP}}{d\alpha} + \frac{dQ_{pP}}{d\alpha} - P_P \frac{dV}{d\alpha} + \\ & + i_L \frac{dm_{LP}}{d\alpha} - u_P \frac{dm_P}{d\alpha} - m_P \left(\frac{\partial u_P}{\partial p_P} \frac{dp_P}{d\alpha} + \frac{\partial u_P}{\partial \lambda_P} \frac{d\lambda_P}{d\alpha} \right) \end{aligned} \quad (4.112)$$

$$\begin{aligned} \frac{dT_S}{d\alpha} = & \frac{1}{m_S c_{vS}} \frac{dQ_{pS}}{d\alpha} + i_S \frac{dm_{eS}}{d\alpha} + \frac{dQ_{cS}}{d\alpha} - u_S \frac{dm_S}{d\alpha} - \\ & - m_S \left(\frac{\partial u_S}{\partial p_S} \frac{dp_S}{d\alpha} + \frac{\partial u_S}{\partial \lambda_S} \frac{d\lambda_S}{d\alpha} \right) \end{aligned} \quad (4.113)$$

Adăugând la aceste relații pe cele de variație a masei din cele două camere, prezentate în paragraful 4.8, ca și ecuația termică de stare și relația care descrie variația de volum a cilindrului, se poate realiza calculul complet al mărimilor de stare în cele două camere pentru fiecare pas de calcul care oferă în final și diagrama indicată a motorului $p=f(\alpha)$. Cele două legi de ardere se introduc fie sub forma propusă de Vibe, fie se lucrează cu legile reale de ardere determinate experimental.

Pentru calculul procesului de schimbare a gazelor între cele două camere, programul poate utiliza două metode: ecuația curgerii fără luare în considerare a inerției și metoda prezentată în paragraful 4.8, bazată pe teoria caracteristicilor.

4.10 Elemente de descriere a programului de calcul

Programul realizat, PROG0 2.2, constituie o dezvoltare, aplicabilă în cazul motoarelor diesel cu cameră divizată, a unui program de calcul pus la punct de-a lungul unei perioade mai îndelungate de timp în cadrul Universității Tehnice din München. El este întocmit sub formă structurată, fiind compus dintr-un program principal (MAIN) și o serie de proceduri externe de tip funcție sau de tip subrutină și a fost astfel conceput încât să poată fi dezvoltat în continuare. În cele ce urmează se va face o foarte scurtă descriere a principalelor proceduri externe, enumerarea începând cu cele care au fost realizate de autor.

Astfel, subrutina CAMS realizează calculul proceselor din camera separată de vârtej pe baza relațiilor prezentate în paragrafele precedente.

Subrutina ITEPCS realizează calculul iterativ al presiunii din camera separată de vârtej pe baza ecuației de stare cu luarea în considerare a constantei reale a gazului;

Subrutina CANL constituie programul de calcul al curgerii prin canalul de legătură dintre cele două camere. Aceasta face apel în timpul funcționării sale și la subrutinele:

- CAPC2 prin intermediul căreia se aplică metoda diferențelor finite în cadrul metodei caracteristicilor, conform paragrafului 4.8.2., realizându-se astfel determinarea stării gazului (presiune, temperatură, viteză) în canalul de legătură propriu-zis (mai puțin secțiunile de legătură cu cele două camere).

- CONLIM care cuprinde condițiile la limită aplicate în cadrul metodei caracteristicilor pentru secțiunea de trecere cilindru - canal de legătură respectiv canal de legătură - cameră separată de vârtej (paragraful 4.8.3) și rezolvă ecuațiile transcendente după metoda prezentată în paragraful 4.8.4.

- CONSTK care realizează calculul constantelor k_1 și

k_2 pentru liniile Mach, respectiv al constantelor k_3 și k_4 pentru traiectoria de curgere, conform paragrafului 4.8.3.

- CVF, CVD cu care se calculează vectorii F și respectiv D pe baza vectorului G , conform paragrafului 4.8.2.

- CVG care determină valorile mărimilor de stare în punctele rețelei caracteristicilor pe baza valorilor vectorului G conform celor prezentate în paragraful 4.8.2.

- SCE care permite luarea în considerare în cadrul metodei caracteristicilor a schimbului de căldură și a frecării.

Subrutinele enumerate se adaugă procedurilor externe deja existente, dintre care vor fi enumerate în continuare doar cele mai importante:

- DATIN: subrutină de citire a datelor de intrare;

- AEC: subrutină de calcul a secțiunilor efective de curgere pe lângă supapele de admisiune și evacuare pe baza datelor de intrare;

- DEFIN: subrutină ce conține datele de definire a tipului motorului și a metodelor de calcul ce urmează a fi adoptate;

- CIL: subrutină de calcul a proceselor din cilindru;

- PIP: subrutină care realizează calculul mărimilor de stare din cilindru în timpul părții de înaltă presiune a ciclului (comprimare, ardere, destindere);

- SCHG: subrutină care realizează calculul mărimilor de stare din cilindru în timpul procesului de schimb de încărcătură;

- SID: subrutină pentru calculul stării gazului în sistemul de distribuție prin combinarea metodei umperii și golirii și a metodei caracteristicilor;

- UCV: subrutină pentru calculul energiei interne a gazului și a capacității termice masice la volum constant;

- ITEP: subrutină de calcul iterativ a presiunii din cilindru cu ajutorul ecuației de stare și cu luarea în considerare a constantei reale a gazului.

- RUNKA: subrutină de aplicare a metodei Runge-Kutta de ordinul IV;

- TURC respectiv COMC: subrutine care calculează debitele masice și fluxurile energetice prin turbină respectiv compresor, dacă este cazul;

- TURIP respectiv COMIP: subrutine care realizează determinarea caracteristicii turbinei respectiv compresorului, în

cazul motoarelor supraalimentate, prin interpolare liniară pe baza datelor inițiale;

- COND: subrutină de calcul a curgerii prin conducte pe baza metodei caracteristicilor;

- PC2: subrutină care realizează calculul stării gazului în conducta propriu-zisă prin aplicarea metodei diferențelor finite;

- CONLIM1: subrutină de calcul a condițiilor la limită în secțiunea de trecere între cilindru și colectoare și de rezolvare a ecuațiilor transcendente ce apar în cadrul metodei caracteristicilor;

- CONLIM2: subrutină pentru calculul condițiilor la limită în secțiunile de bifurcare ale canalizațiilor de admisiune respectiv evacuare;

- SCAL: subrutină care permite luarea în considerare la calculul curgerii a frecării și schimbului de căldură;

- CRAM: subrutină pentru aplicarea regulii lui Cramer la rezolvarea sistemelor de ecuații transcendente;

- VECG, VECD, VECF, CONS: subrutine care realizează calculul vectorilor G, F, D respectiv a constantelor K_1 - K_4 în cazul aplicării metodei caracteristicilor la calculul curgerii gazelor prin sistemele de distribuție ale motorului;

- MUG: subrutină prin care se aplică metoda umplerii și golirii pentru calculul sistemelor de distribuție a gazelor; ea permite totodată "construirea" unor astfel de sisteme având practic orice tip de geometrie prin modelarea acestora ca o succesiune de rezervoare între care se găsesc dispozitive de strangulare;

- STRAC: subrutină pentru calculul fluxurilor energetice și a debitelor masice printr-un dispozitiv de strangulare;

- PCAL: subrutină care stabilește pașii de calcul pentru diferitele faze ale ciclului;

- REG4: subrutină de calcul a legii de mișcare a pârghiei regulatorului;

- POMPA: subrutina de calcul a legii de debitare a pompei de injecție;

- MOTOR: subrutină de calcul a presiunii medii indicate pe baza diagramei indicate determinate anterior;

- INAE: subrutină de interpolare a suprafețelor efective de curgere pe lângă supape pe baza datelor inițiale;

- CRG: procedură de tip funcție care realizează calculul

constantei reale a gazului.

Rezultatele obținute cu programul de calcul descris mai sus au fost comparate cu rezultatele oferite de un program mai simplu, PROGO 2.1, care calculează schimbul de încărcătură între cele două camere cu ajutorul ecuației curgerii. Acest program are o structură similară cu cea a programului PROGO 2.2, cu mențiunea că toate subrutinele subliniate mai sus au fost înlocuite cu o singură subrutină CAMSEC care evaluează procesele din camera separată de vârtej în corelație cu cele din camera principală prin aplicarea ecuației curgerii. Deși mai imprecis din punctul de vedere al rezultatelor oferite, programul PROGO 2.1 are avantajul unor timpi de calcul cu cca. 25% mai mici.

În figura 4.9 este prezentată schematic structura generală a programului PROGO 2.2.

4.11 Concluzii

Cele de mai sus demonstrează complexitatea proceselor ce caracterizează ciclul real de funcționare al unui motor cu cameră de turbionare de formă cilindrică, ceea ce a obligat la dezvoltarea de esență a modelelor matematice cunoscute până în prezent în literatura de specialitate. Ca urmare s-a propus evaluarea cu ajutorul metodei caracteristicilor a curgerii gazului prin canalul de legătură dintre cele două camere considerându-se că avem de fapt de-a face cu două rezervoare (cele două camere) unite printr-o conductă de secțiune circulară (canalul de legătură). Este prezentat aparatul matematic necesar insistându-se asupra metodelor de rezolvare a ecuațiilor de conservare a masei, impulsului și energiei și asupra condițiilor la limită înregistrate în secțiunile de trecere rezervor-conductă. În final se face o prezentare de ansamblu a programului de calcul ce conține un set de subrutine specializate originale.

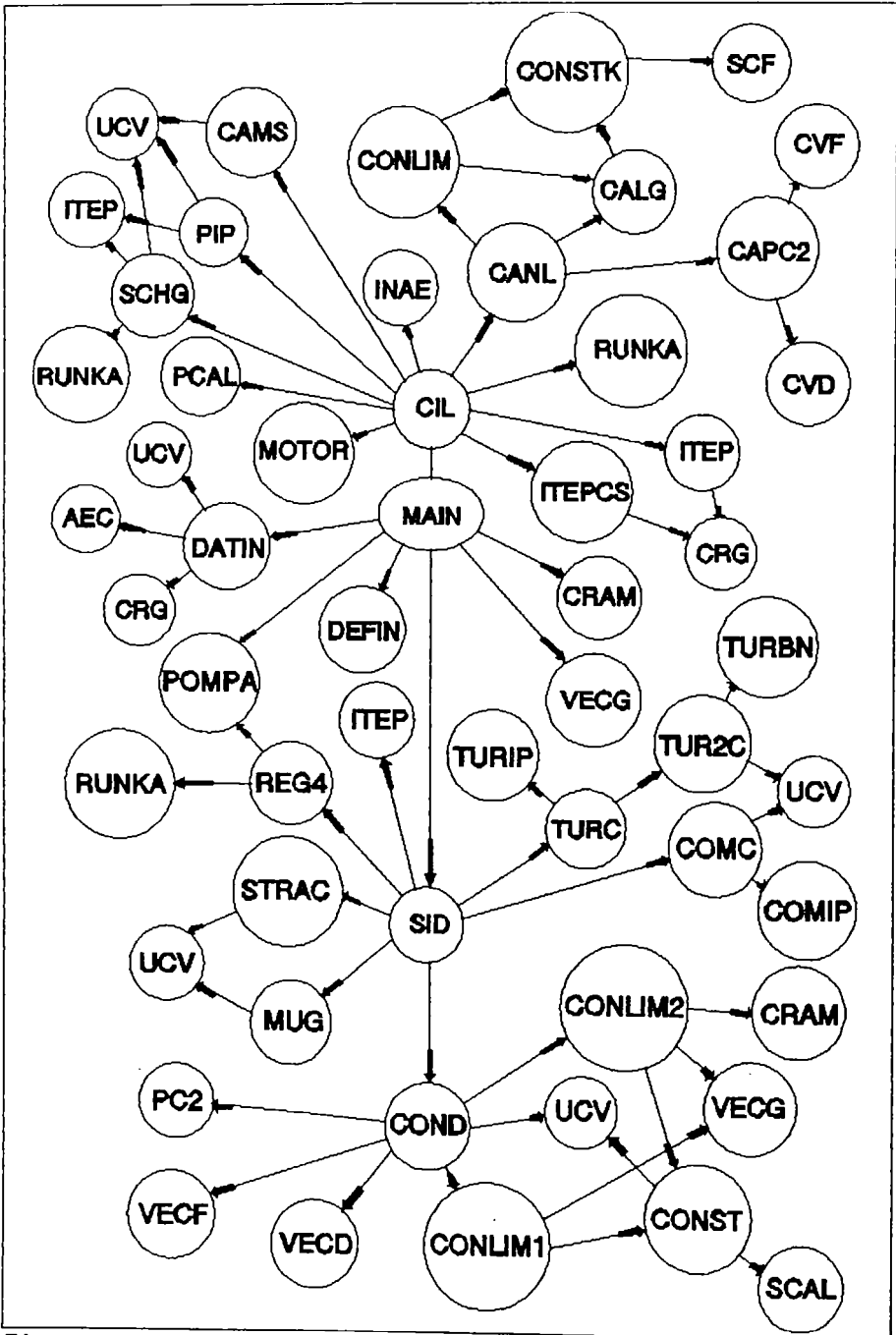


Figura 4.9: Structura programului de calcul

5. Instalații de măsurare și metode de cercetare

5.1 Prezentarea de ansamblu a standului de probe

Motorul avut la dispoziție este un monocilindru Daimler - Benz care a funcționat inițial ca motor cu injecție directă, fiind re-proiectat în varianta cu cameră separată de vârtej în cadrul Institutului pentru Motoare cu Ardere Internă și Autovehicule Rutiere din cadrul Universității Tehnice din München.

La re-proiectarea motorului s-au avut în vedere o serie de condiții impuse cu scopul unei abordări experimentale optime a temei de cercetare, și anume:

- * posibilitatea unei montări simple a camerei separate de vârtej prin intermediul unei flanșe;

- * posibilitatea varierii între anumite limite a volumului camerei separate și a secțiunii canalului de legătură;

- * posibilitatea montării pe același motor a mai multor tipuri de camere separate;

- * asigurarea răcirii camerei separate de vârtej printr-un circuit separat de circuitul principal de răcire al motorului, în vederea determinării experimentale a fluxului de căldură transmis spre fluidul de răcire în cadrul acestei camere separate;

- * posibilitatea montării și demontării simple a injectorului și a traductoarelor de presiune și temperatură în vederea înlocuirii sau curățirii acestora.

Ca atare s-a adoptat soluția unei camere de turbionare de formă cilindrică a cărei schemă de principiu este prezentată în figura 5.1. Pe circumferința camerei sunt prevăzute alezaje în vederea montării injectorului, a două traductoare pentru temperatura suprafeței, a unui traductor de presiune precum și pentru racordarea la circuitul separat de răcire. Axa injectorului a fost astfel concepută încât jetul de combustibil

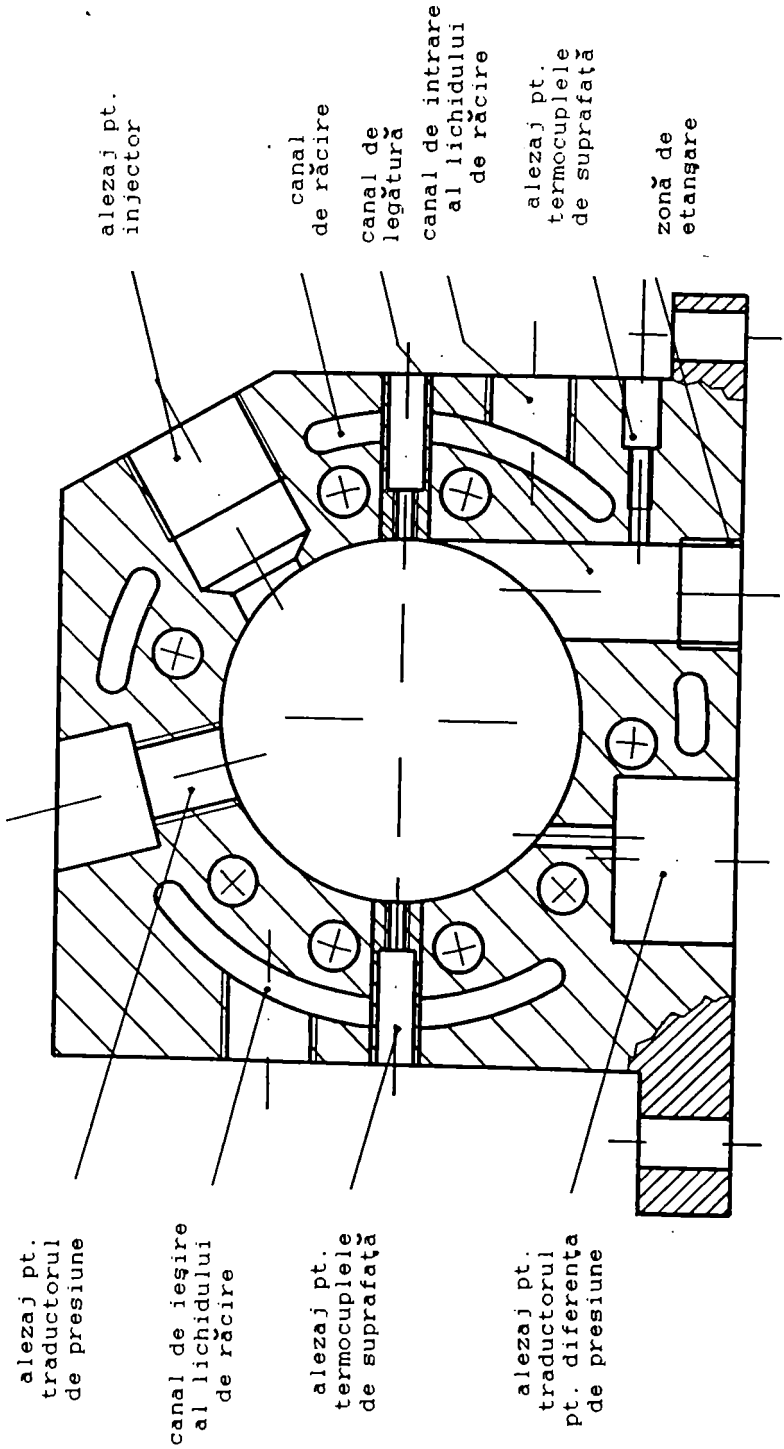


Figura 5.1: Construcția camerei cilindrice de turbionare

să fie injectat în curentul de aer, în direcția de curgere. Etanșeitarea canalului de legătură este asigurată prin intermediul unui manșon care la montare este presat între cele două piese. Prin utilizarea unor manșoane diferite există posibilitatea modificării diametrului canalului de legătură, iar prin introducerea unor șaibe între cele două suprafețe plane ale camerei separate de vârtej se poate asigura modificarea volumului acesteia. În cele două capace laterale pot fi montate până la nouă termocuple pentru măsurarea temperaturii.

În vederea montării camerei separate de vârtej pe motor a fost necesară modificarea chiulasei acestuia, soluția aleasă fiind caracterizată prin simplitate constructivă și tehnologică, preț de cost minim și asigurarea unei veridicități cât mai bune a modelului experimental. Ca urmare chiulasa a fost realizată din două bucăți, ea fiind prevăzută cu trei puncte de măsurare a temperaturii peretelui, unul dintre ele aflat chiar în apropierea supapei de evacuare. De asemenea sunt prevăzute două ajutaje pentru traductoare de presiune pentru a se putea compara valorile măsurate cu două traductoare diferite în aceleași condiții de funcționare. Ansamblul chiulasă superioară, chiulasă inferioară, cameră separată este prezentat în figura 5.2.

Supapele și arborele cu came sunt cele ale motorului original. Cupa din piston a fost modificată în conformitate cu formele constructive utilizate în cazul motoarelor cu cameră separată de vârtej.

Datele constructive și funcționale ale motorului obținut sunt următoarele:

* Diametrul cilindrului:	125 mm
* Cursa pistonului:	140 mm
* Volumul camerei separate de vârtej:	73,2 cm ³
* Diametrul camerei separate de vârtej:	60 mm
* Diametrul canalului de legătură:	(12-16) mm
* Lungimea canalului de legătură	80 mm
* Volumul total al camerei de ardere:	105,4 cm ³
* Raportul de comprimare:	17,3
* Turația motorului:	(1000-2000) rot/min

Pentru o mai bună distribuție a combustibilului în condițiile unei lungimi reduse de pătrundere a jetului s-a utilizat un injector cu cep.

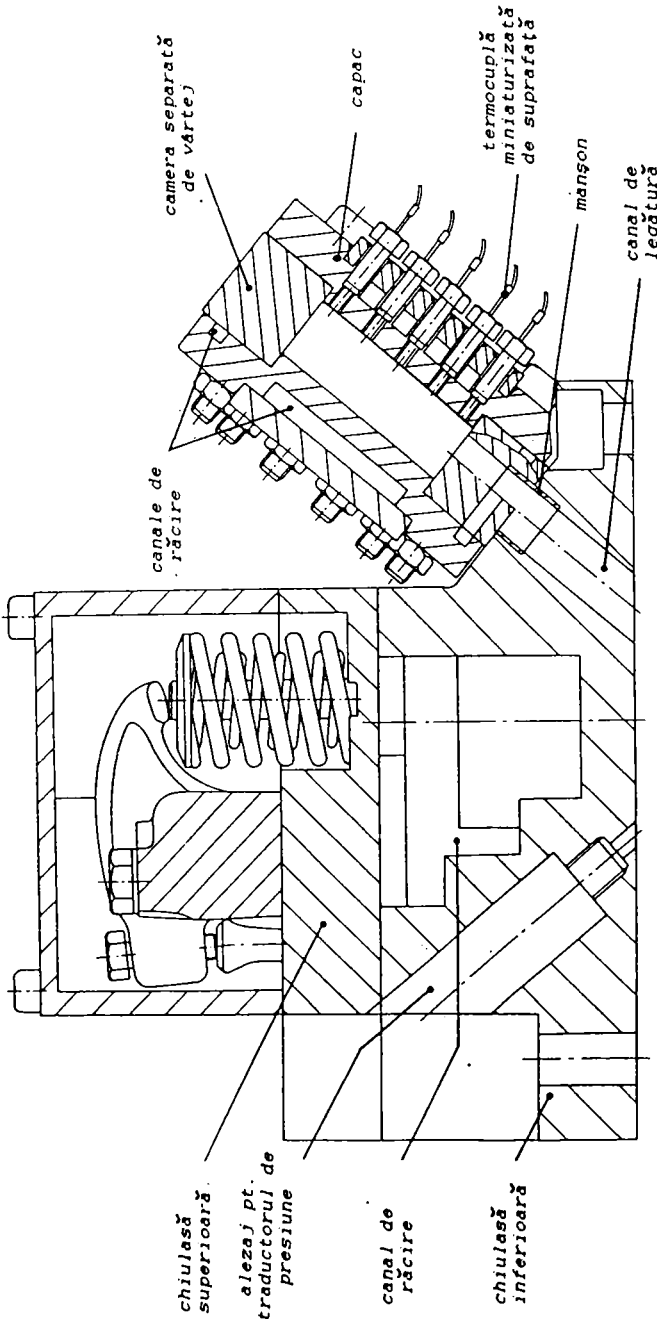


Figura 5.2: Ansamblul cameră auxiliară - chiulasă

Schema de principiu a standului este prezentată în figura 5.3.

Pentru calculul bilanțurilor termice, s-au construit trei circuite de răcire externe și separate pentru: camera separată de vârtej, cilindru și chiulasă, respectiv pentru ulei.

Pentru stabilirea fluxului de căldură transmis în camera separată de vârtej, se determină volumul de lichid de răcire ce circulă prin circuitul separat al acesteia pentru un interval de timp bine precizat. Temperaturile de intrare și ieșire ale lichidului ce circulă prin acest circuit se măsoară cu două termocuple. Pe baza relației:

$$Q = \dot{m} \cdot c \cdot (T_2 - T_1) \cdot \frac{2}{\omega_m} \left[\frac{kJ}{ciclu} \right] \quad (5.1)$$

se calculează căldura integrală transmisă pe ciclu.

Cel de-al doilea circuit asigură răcirea cilindrului și a chiulasei. Lichidul de răcire este pus în mișcare de o pompă volumică cu lamele antrenată electric, mai întâi în canalele de răcire din jurul cilindrului, de unde revine într-un amestecător în care i se măsoară temperatura. Din amestecător lichidul trece în canalele de răcire din chiulasă, la ieșirea din acestea fiind de asemenea măsurată temperatura. Pe baza celor trei temperaturi, de la intrarea în circuit, din amestecător și de la ieșirea din circuitul de răcire și a debitului de lichid ce circulă prin circuit, pot fi stabilite fluxurile de căldură transmise separat prin cămașa cilindrului respectiv prin chiulasă pentru un ciclu.

Circuitul de răcire al uleiului se deosebește de celelalte două prin faptul că se utilizează un debitmetru elicoidal care asigură o măsurare continuă a debitului.

Fiecare din cele trei circuite de răcire este prevăzut cu instalații electrice auxiliare de încălzire care au rolul de a asigura o valoare a temperaturii lichidului de răcire cât mai apropiată de cea de regim încă de la pornirea motorului. În acest fel se reduce timpul de încălzire a motorului ceea ce are efecte benefice asupra duratei de viață a traductoarelor de măsură utilizate, care sunt protejate în acest mod de vibrații și supraîncălzire. Debitul de apă prin cele trei circuite poate fi reglat atât manual, prin intermediul unui robinet și al unui ventil ac montat în paralel cu acesta pentru reglaje fine, cât și automat prin intermediul unui regulator în trei puncte.

De asemenea se măsoară pentru fiecare regim de funcționare

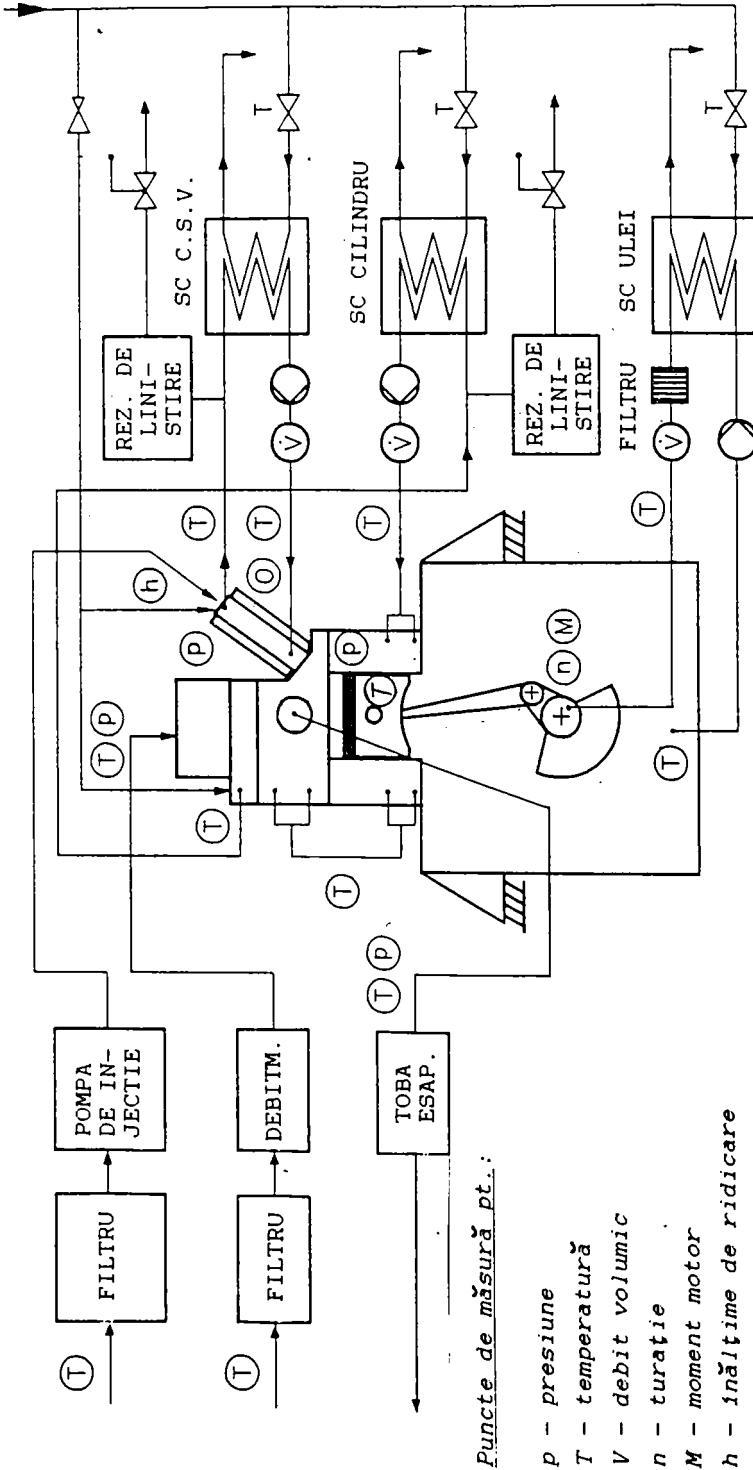


Figura 5.3: Schema de principiu a standului de probe

temperaturile în regim staționar pentru: încărcătura proaspătă, gazele eșapate, uleiul din baie, cămașa cilindrului (3 puncte de măsură), chiulasă (3 puncte de măsură), piston (3 puncte de măsură) și camera separată de vârtej (3 puncte de măsură). Determinarea momentului motor se face cu o frână Schenk cu curenți turbionari care permite în același timp antrenarea motorului. Pentru măsurarea debitului volumic de aer s-a utilizat un debitmetru de gaz cu piston rotativ. Consumul de combustibil s-a determinat automat prin metoda volumică.

În fotografia 5.4 este prezentat motorul care a servit drept model experimental montat pe standul de probe, iar în fotografia 5.5 aparatura de prelucrare și înregistrare a datelor.

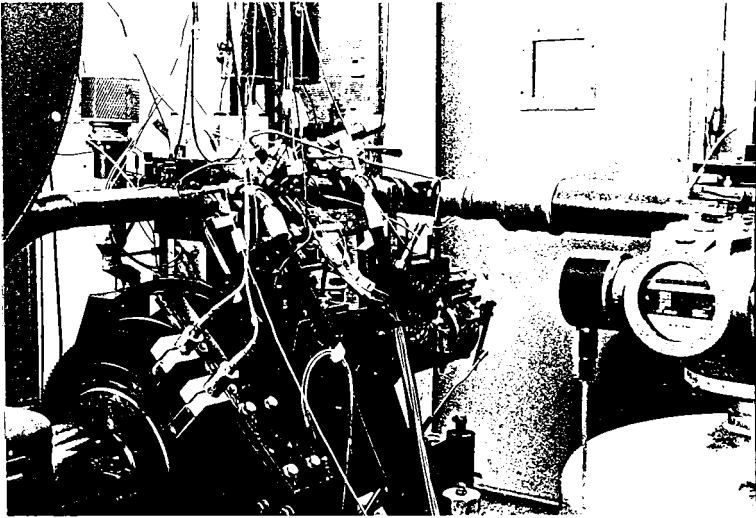


Figura 5.4: Motorul montat pe standul de probe

5.2 Metode de cercetare și elementele lanțului de măsură

5.2.1 Măsurarea presiunii în regim nestaționar în cele două camere

Măsurarea presiunii în cele două camere s-a realizat cu ajutorul unor traductoare piezoelectrice ale căror semnale de

tensiune în regim nestaționar au fost amplificate și transmise din grad în grad sistemului de achiziție a datelor. Traductoarele piezoelectrice utilizate au fost de tipul Kistler K 7061. Pentru a reduce influențele temperaturilor ridicate asupra valorilor măsurate, zona activă a traductoarelor a fost protejată cu o folie izolatoare.

Etalonarea aparaturii, realizată cu o instalație dinamică de etalonare, a constat în compararea valorilor indicate de fiecare traductor cu cele indicate de traductor de referință pentru o variație lentă a presiunii în ambele sensuri în intervalul 0-100 bar.

Pentru controlul măsurărilor de presiune s-a utilizat un traductor pentru diferența de presiune dintre cele două camere, a cărei schemă este prezentată în figura 5.6. Traductorul funcționează tot după principii piezoelectrice, forța produsă de presiunea gazelor în cele două camere acționând asupra membranelor 4. Valorile determinate cu acest traductor au fost continuu comparate cu diferența valorilor de presiune măsurate în cele două camere.

Pe de altă parte, ținând cont de primele rezultate obținute la măsurările efectuate pe motorul antrenat, care au indicat o evoluție a diferenței de presiune între cele două camere diferită de cea așteptată, s-a ajuns la concluzia că în interiorul camerei

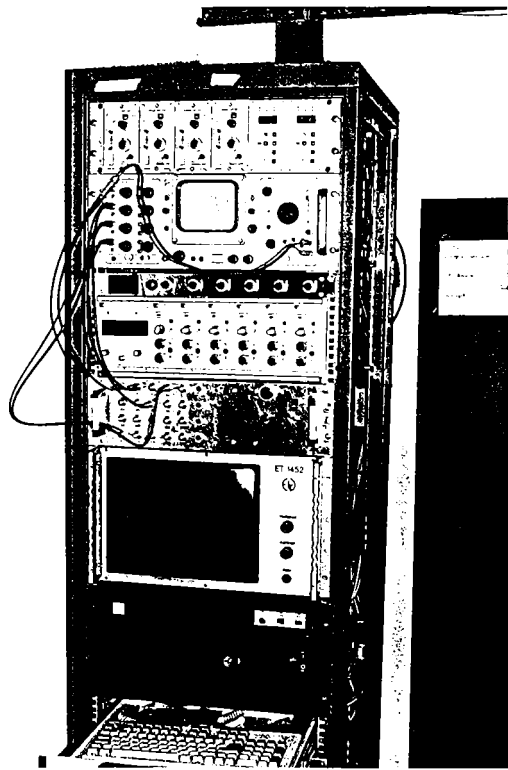
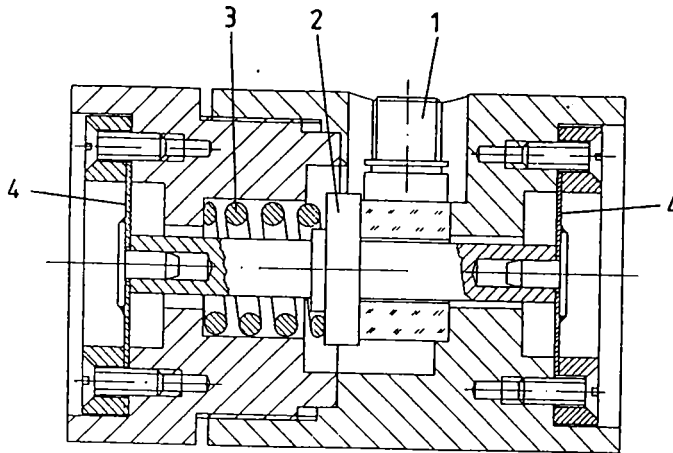


Figura 5.5: Aparatura de prelucrare și înregistrare a datelor



- 1: CUPLA ELECTRICĂ
- 2: ARC DE SPRIJIN
- 3: SPRIJIN ELEMENT CITIRE
- 4: MEMBRANA ELASTICĂ

Figura 5.6: Schema de principiu a traductorului pentru diferența de presiune dintre camere

de turbionare apare o variație destul de semnificativă a presiunii pe rază. Ca atare într-unul din capacele laterale ale acestei camere s-au prelucrat patru alezaje suplimentare plasate chiar în centrul acestui capac respectiv la distanțe de 16 mm, 20 mm și 26 mm de centru. Modul de dispunere al acestora și numerotarea lor, la care se va face referire în continuare, sunt reprezentate în figura 5.7. Astfel în camera separată de vârtej vom avea

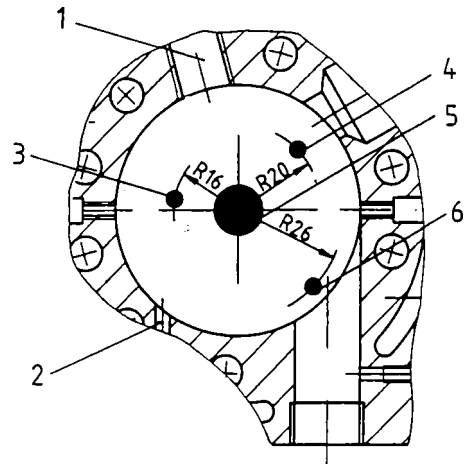


Figura 5.7: Dispunerea traductoarelor de presiune în camera auxiliara

practic la dispoziție un număr de șase alezaje în care pot fi montate traductoarele de presiune.

5.2.2 Măsurarea temperaturii superficiale

5.2.2.1 Capul pistonului

După cum rezultă din figura 5.8, s-au realizat cinci puncte de măsurare a temperaturii superficiale, nestaționare a capului pistonului, notate cu 1, ..., 5. Punctele de măsură 1 și 2 au fost astfel poziționate încât ele să se găsească în prelungirea axei de simetrie a canalului de legătură dintre camera principală de ardere și camera de turbionare chiar în momentul în care pistonul se găsește în punctul mort interior (pentru punctul 1) respectiv după o deplasare de 23 mm a pistonului din PMI (pentru punctul 2), ceea ce corespunde la $41,3^\circ \text{RAC}$ după PMI. Se asigură în acest fel măsurarea temperaturii capului pistonului în zona în care solicitările termice sunt maxime datorită jetului de gaze arse ce vine dinspre camera separată de vârtej spre camera principală de

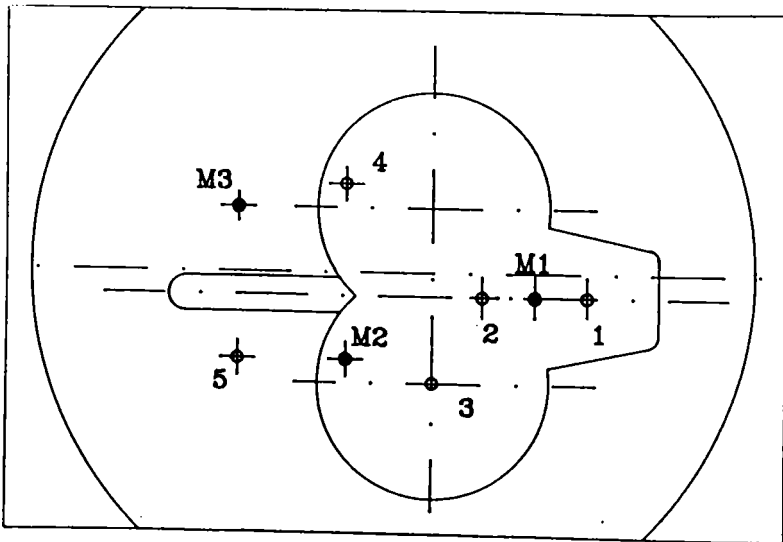


Figura 5.8: Modul de dispunere a termocuplelor pe capul pistonului

ardere prin canalul de legătură.

Punctele de măsură 3 și 4 se găsesc de asemenea în cupa din piston, primul chiar în centrul unei emisfere, iar al doilea la marginea celeilalte. Punctul de măsură 5 este singurul care se află pe suprafața capului pistonului și este cel mai îndepărtat de zona canalului de legătură.

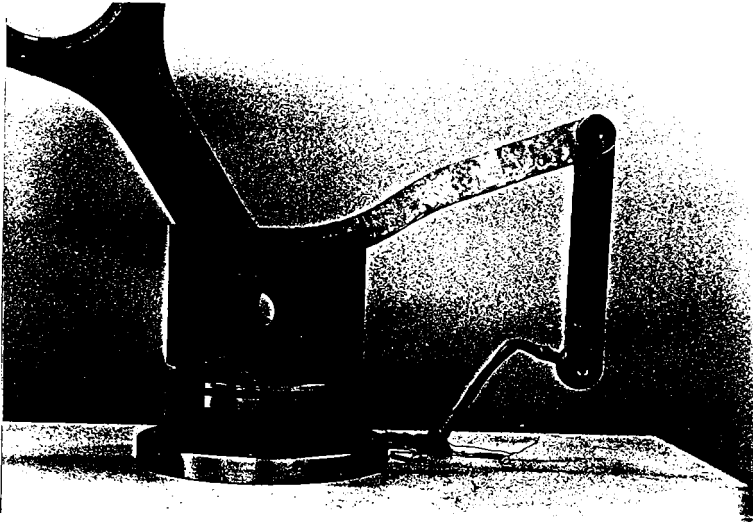


Figura 5.9: Pârghia triplu articulată utilizată pentru transmiterea semnalului de la termocuple

De asemenea, pentru a se putea aplica metoda temperaturilor superficiale descrisă în paragraful 2.3.3.1 pistonul a fost prevăzut cu trei puncte de măsurare în regim staționar a temperaturii peretelui, notate cu M1, ..., M3. Primul dintre ele se găsește exact la mijlocul distanței între punctele 1 și 2, iar celelalte două au fost amplasate în apropierea punctelor 3 și 4. Termocuplele de manta, cu ajutorul cărora se măsoară aceste temperaturi staționare sunt plasate în interiorul pistonului, la o distanță de 0,5 mm de suprafața capului acestuia.

O problemă destul de complicată a constituit-o transmiterea semnalului de la aceste termocuple către sistemul de achiziție de date. În acest sens literatura de specialitate are în vedere trei posibilități [64], și anume:

a) utilizarea unor contacte culisante, prin frecare, realizate din același material cu sârmele termocuplelor.

b) montarea pe piston sau pe piciorul bielei a unei pârghii articulate pe care sunt lipite sârmele de transmitere a semnalului.

c) utilizarea unor emițătoare care să permită transmiterea semnalului la instalația de măsură fără a exista vreo legătură materială între aceasta și traductoare. În ceea ce ne privește am adoptat soluția b), considerată a fi cea mai simplă și ieftină, chiar dacă aplicarea ei se poate face doar pentru intervale limitate de timp (cca. 30 de ore de funcționare) datorită ruperii sârmelor ca urmare a îndoirilor repetate. Pârghia triplu articulată utilizată este prezentată în fotografia 5.9 împreună cu pistonul și biela.

5.2.2.2 Camera de turbionare

Măsurarea temperaturii în regim nestaționar a suprafețelor pereților camerei cilindrice de turbionare s-a efectuat în 9 puncte plasate radial într-unul din capacele laterale ale acesteia, la care se adaugă 2 puncte plasate pe circumferință și unul în canalul de legătură. În

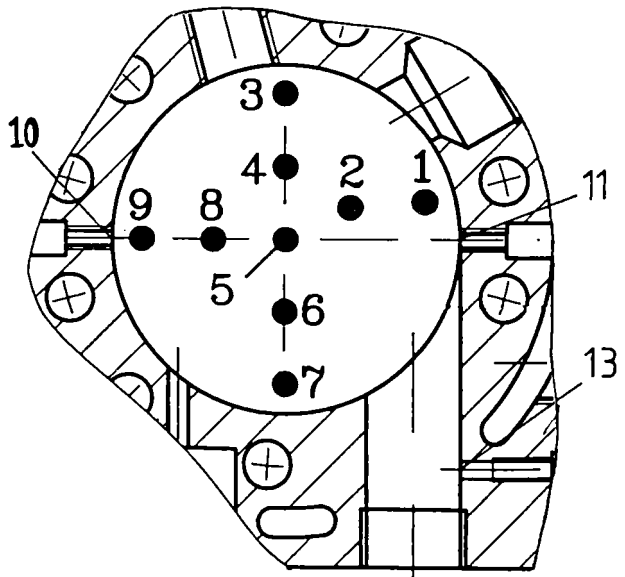


Figura 5.10: Punctele de măsură a temperaturii superficiale în camera de turbionare

figura 5.10 este prezentată schematic poziționarea acestor

traductoare și modul de numerotare al lor.

5.2.3 Construcția termocuplelor și elemente ale instalației de măsură

În vederea determinării experimentale a temperaturilor în regim staționar ale diferitelor organe, s-au utilizat termocuple de manta montate la o anumită distanță de suprafețele respective în interiorul peretelui. În același timp însă, s-a impus măsurarea temperaturilor nestaționare ale suprafețelor superficiale, mărimi care au fost determinate cu ajutorul unor termocuple miniaturizate de suprafață tip Benderski. În cele ce urmează este prezentată construcția celor două tipuri de termocuple.

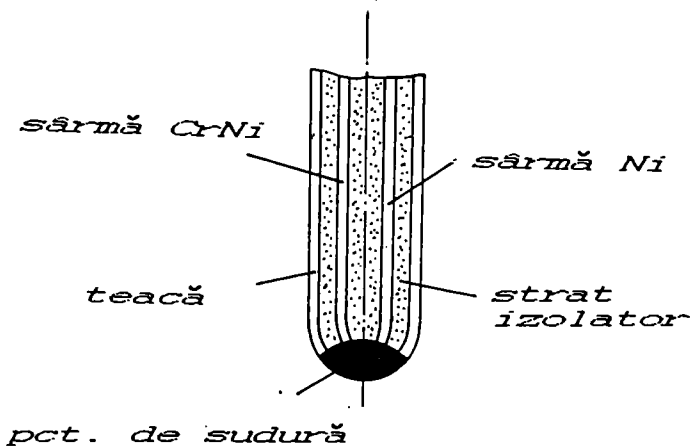


Figura 5.11: Construcția termocuplelor de manta

Termocuplele de manta sunt caracterizate de o fiabilitate foarte bună. După cum rezultă din figura 5.11, cele două sârme ale termocuplei, confecționate din Ni respectiv CrNi, se găsesc în interiorul tecii fiind despărțite printr-un strat izolator. Punctul de sudură, de grosime relativ mare, se găsește la partea inferioară și este, la fel ca și teaca, insensibil la solicitări mecanice.

Termocuplele miniaturizate de suprafață au un diametru foarte mic, de 0,4 mm, și se deosebesc de cele prezentate mai sus prin construcția coaxială prezentată în figura 5.12, o astfel de termocuplă constă dintr-o sârmă interioară despărțită printr-un

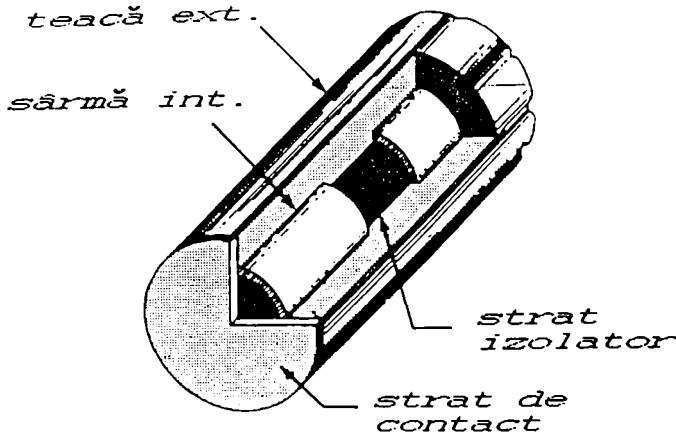


Figura 5.12: Construcția termocuplelor de suprafață

strat izolator de teaca exterioră. Cele două elemente ale termocuplei, sârmă și teaca, sunt puse în contact printr-un strat foarte subțire (5-20 μm) de Cr, astfel ca să se poată realiza o măsurare foarte precisă a temperaturii suprafeței. În plus, datorită masei reduse, rezultă o capacitate termică mică ceea ce determină timpi de reacție extrem de reduși, sub 1 μs . Spre deosebire de termocuplele de manta, cele de suprafață sunt foarte sensibile la solicitări mecanice, în special în zona de contact. Montarea lor în alezajele realizate în acest scop s-a efectuat prin intermediul unui adaptor de tipul celui prezentat în figura 5.13.

S-a urmărit în mod special montarea termocuplei la același nivel cu suprafața superficială a cărei temperatură se măsoară, pen'ru a se evita apariția unor erori de măsurare, manifestate printr-o

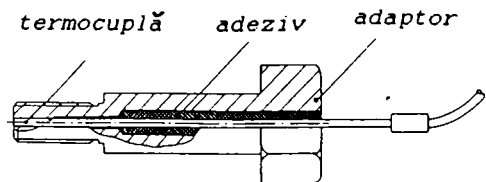


Figura 5.13: Adaptor pentru montarea termocuplelor de suprafață

creștere a temperaturii măsurate în cazul în care termocupla depășește nivelul suprafeței superficiale, respectiv printr-o scădere a temperaturii în cazul în care termocupla se găsește sub nivelul suprafeței superficiale. Fixarea termocuplei în adaptor se face prin intermediul unui adeziv cu proprietăți bune de transmitere a căldurii. Etanșeitarea este asigurată prin intermediul a două inele de etanșare din cupru (înspre camera de ardere), respectiv din cauciuc (de partea mediului ambiant).

Punctul de referință pentru termocuplele miniaturizate de suprafață a fost realizat sub forma unui bloc unic de oțel pe care au fost lipite sârmele de transmitere a semnalului electric de la toate termocuplele, cu ajutorul unei substanțe cu bune proprietăți de transmitere a căldurii, astfel încât toate punctele de contact să se găsească la aceeași temperatură. Pentru a se evita apariția unor variații de temperatură ale blocului de oțel, acesta a fost introdus într-o carcasă între ai cărei pereți interiori și bloc exista o pernă de aer de cca 20 mm. Această carcasă a fost la rândul ei izolată cu un strat de 60 mm de polistiren și apoi introdusă într-o a doua carcasă, realizându-se astfel o incintă izolată de mediul ambiant. Temperatura blocului de oțel, considerată temperatură de referință, a fost măsurată cu o termocuplă de manta.

Pentru amplificarea semnalelor transmise de la traductoare către instalația de achiziție a datelor, s-a utilizat un amplificator Hottinger Baldwin tip KWS 3020C, care a fost modificat și adaptat pentru astfel de măsurători. Modificarea a urmărit în special posibilitatea înregistrării doar a părții nestaționare a variației de tensiune, respectiv de temperatură sau presiune.

Pentru urmărirea semnalului în timpul prelucrării, a fost montat în paralel cu sistemul electronic de achiziție a datelor un osciloscop cu tub catodic, acesta permițând efectuarea unei reglări a factorului de amplificare a semnalului înaintea fiecărei măsurări în funcție de domeniul de variație al acestuia.

Pentru înregistrarea valorilor nestaționare ale presiunilor în cele două camere și ale temperaturilor de suprafață, s-a utilizat o interfață rapidă Analog Devices tip RTI 860, care a fost montată pe un calculator IBM-PC-AT-286. Această interfață

realizează pentru fiecare grad RAC transformarea semnalelor analogice transmise de la traductoare în mărimi digitale care sunt apoi memorate de calculator.

Pentru stabilirea bazei de timp raportată la condițiile de funcționare ale motorului, s-a utilizat un disc cu fante montat la capătul liber al arborelui cotit un disc.

Cu ajutorul interfeței este posibilă înregistrarea a maximum 16 semnale simultan pe o durată de până la 21 cicluri. Pentru a exclude influența oscilațiilor ciclice, s-a realizat o mediere a valorilor pe cele 21 de cicluri.

5.2.4 Determinarea experimentală a coeficientului termic de penetrație pentru termocuplele miniaturizate de suprafață

După cum rezultă din paragraful 2.3.3.1, pentru determinarea coeficienților locali de convecție prin aplicarea metodei temperaturilor superficiale este necesară cunoașterea coeficientului termic de penetrație b , al termocuplelor de suprafață. Acest coeficient nu poate fi însă precizat de constructor din următoarele motive:

- Coeficienții termici de penetrație b pentru diferite materiale diferă foarte mult.

- La calculul unei valori medii pe baza valorii coeficientului termic de penetrație b pentru fiecare material în parte este discutabilă ponderea care se dă valorilor individuale, iar rezultatul obținut nu poate fi verificat.

- Pentru același material, literatura de specialitate prezintă valori extrem de diferite ale acestui coeficient.

Pentru rezolvarea problemei s-a apelat la o metodă experimentală care se bazează pe fenomenul fizic al temperaturii de contact, ce poate fi concretizat prin următorul principiu, valabil pentru conducția unidimensională, nestaționară:

În cazul contactului între două corpuri de extindere semi-infinită de temperaturi diferite, în momentul contactului, în punctul de contact se stabilește aceeași temperatură la care ar ajunge cele două corpuri în urma echilibrului termic.

Pentru a utiliza acest efect la etalonarea termocuplelor

miniaturizate de suprafață, s-au introdus aceste termocuple într-un adaptor similar cu cel utilizat pe motor, și au fost scufundate într-o baie de ulei de temperatură și coeficient termic de penetrație b , cunoscute. În acest caz este valabilă relația:

$$b_{tc} = b_u \frac{T_u - T_c}{T_c - T_{tc}} \quad (5.2)$$

unde: b_{tc} - coeficientul termic de penetrație al termocuplei;
 b_u - coeficientul termic de penetrație al uleiului;
 T_u - temperatura uleiului;
 T_c - temperatura de contact;
 T_{tc} - temperatura termocuplei.

Dispozitivul experimental utilizat este prezentat în fotografia 5.14, el permițând scufundarea la o adâncime precizată a termocuplei în ulei. La alegerea tipului de ulei s-a ținut cont ca temperatura maximă la care acesta poate fi încălzit să fie cât mai apropiată de domeniul temperaturilor din motor pentru care urma să fie apoi folosită termocupla. În plus, conform relației (5.2), trebuie cunoscută valoarea coeficientului termic de penetrație (respectiv a mărimilor λ , ρ , c_p) pentru ulei în funcție de temperatură. Acestea sunt motivele care au stat la baza alegerii uleiului siliconic Wacker AK 100, ceea ce a făcut posibil ca la determinările experimentale să se lucreze cu temperaturi relativ ridicate, de până la 170°C, care nu pot fi atinse la uleiurile minerale obișnuite.

Instalația experimentală utilizată în acest scop mai cuprinde pe lângă dispozitivul prezentat, amplificatorul de semnal amintit anterior și un microcalculator IBM-PC.

Valoarea finală a coeficientului termic de penetrație, care de altfel a fost utilizată în calculele ulterioare, a fost stabilită la $b = 9526 \text{ W s/m}^2\text{K}$. Aceasta reprezintă valoarea medie obținută pentru șase termoelemente Medtherm K, dintre care, în urma măsurărilor efectuate, au fost excluse cele două termoelemente pentru care s-au obținut valorile extreme ale coeficientului de penetrație b . În tabelul 5.1 sunt prezentate valorile experimentale obținute pentru acest coeficient la diferite termoelemente.

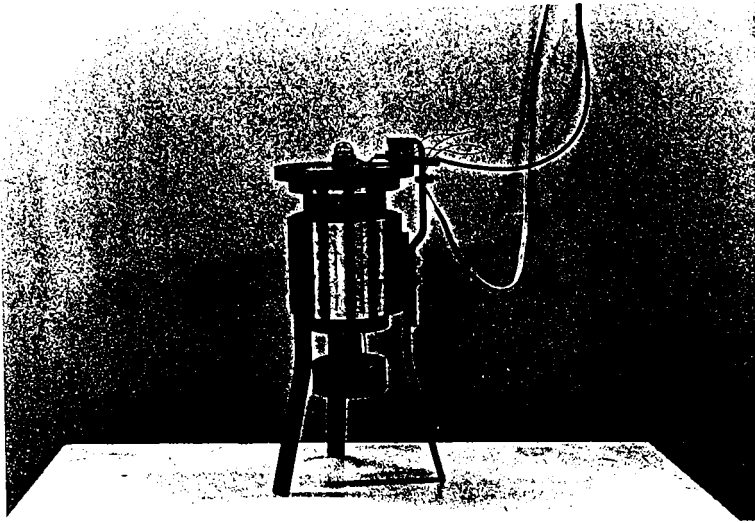


Figura 5.14: Dispozitiv pentru determinarea experimentală a coeficientului termic de penetrație

Tabelul 5.1 .

Nr. termoelement	b [W s/m ² K]	Nr. de încercări	Temp. ulei [°C]
1	9766	6	144,3
	9704	13	136,1
	9714	10	165,6
2	8493	6	144,3
3	9507	6	141,5
	9107	13	136,5
4	10437	6	141,5
5	8056	6	141,5
6	9936	6	144,3
	9979	13	136,1

Comparând cele trei valori obținute pentru termoelementul 1 se poate stabili că abaterea lor maximă este de 0,63%, ceea ce

poate confirma caracterul corect al determinărilor experimentale.

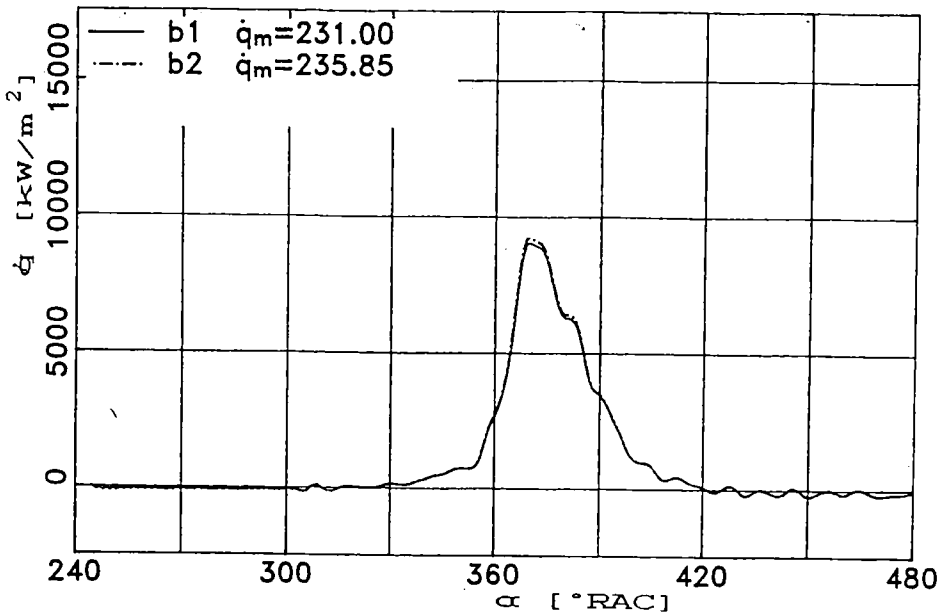


Figura 5.15: Influența valorilor coeficientului termic de penetrație b asupra densităților fluxului termic calculate

Dacă se compară însă întreaga serie de determinări, cu toată eliminarea valorilor extreme care au fost marcate în tabel, se ajunge la o abatere maximă de 14,8%. Datorită acestei abateri relativ mari, ar fi fost necesară etalonarea fiecărui termoelement în parte, ceea ce nu a fost însă posibil, din motive de timp. S-a lucrat deci cu valoarea medie amintită anterior a coeficientului termic de penetrație, putându-se însă considera că erorile introduse de această ipoteză sunt relativ reduse. Pentru exemplificare se prezintă în figura 5.15 densitatea fluxului de căldură corespunzătoare poziției 1 de pe capul pistonului, calculată pe baza a doi coeficienți termici de penetrație între care există o diferență de $200 \text{ W s/m}^2\text{K}$ ($b_1 = 9526 \text{ W s/m}^2\text{K}$, $b_2 = 9726 \text{ W s/m}^2\text{K}$). Se observă că eroarea relativă în ceea ce privește densitățile medii ale fluxului de căldură calculate pe baza celor doi coeficienți diferiți b , este de 2,05%, valoare ce poate fi considerată ca acceptabilă.

Mult mai semnificativă, din punctul de vedere al erorilor introduse, este în acest caz legea de variație a temperaturii, respectiv răspunsul termocuplei la o variație netaționară de temperatură.

5.2.4 Determinarea experimentală a coeficienților de debit

Calculul ciclului real presupune cunoașterea coeficienților de debit la curgerea prin secțiunile oferite de supapele de admisiune și evacuare. În plus, având în vedere tipul motorului și aplicarea și a ecuației curgerii pentru calculul schimbului de gaze prin canalul de legătură este necesar să se determine și coeficienții de debit la curgerea prin acest canal.

Coeficienții de debit se definesc cu relația:

$$\mu = \frac{\dot{m}}{A \sqrt{P_1 \rho_1} \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]}} \quad (5.3)$$

ca raport dintre debitul real de gaz ce trece printr-o secțiune de strangulare și debitul teoretic calculat pe baza diferenței de presiune înregistrate între amonte (indicele 1) și avalul (indicele 2) dispozitivului de strangulare și a secțiunii geometrice de curgere. Deși pe parcursul timpului s-au dezvoltat diferite relații analitice de calcul a acestor coeficienți, este de preferat o determinare a lor pe cale experimentală. În acest sens s-a utilizat un stand clasic care permite stabilirea unor coeficienți staționari de debit. Valorile obținute pentru cele două supape sunt reprezentate grafic cu linie continuă în figurile 5.16 a (supapa de admisiune) și b (supapa de evacuare) în funcție de înălțimea de ridicare a supapelor. În aceleași figuri sunt trasate cu linie întreruptă variațiile secțiunilor efective de curgere pe lângă supape obținute ca produs între coeficienții de debit și secțiunile geometrice respective.

Pe de altă parte pentru canalul de legătură s-au obținut două valori ale coeficienților de debit care, în condițiile unei secțiuni constante depind de sensul în care are loc curgerea. Valorile obținute sunt:

* curgere cameră de turbionare → cilindru: $\mu=0,75$
 * curgere cilindru → cameră de turbionare: $\mu=0,76$.

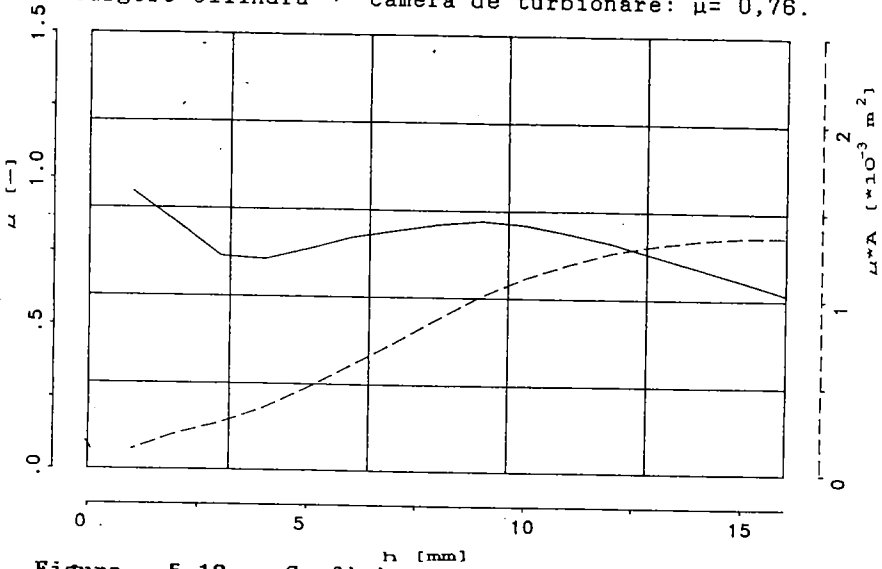


Figura 5.16a: Coeficienții de debit determinați experimental pentru supapa de admisiune

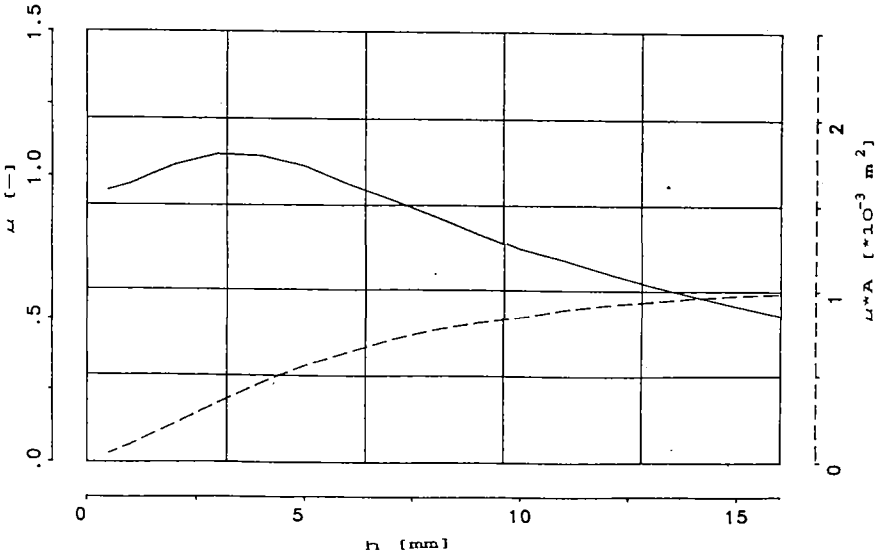


Figura 5.16b: Coeficienții de debit determinați experimental pentru supapa de evacuare

5.3. Concluzii

În esență trebuie remarcat că dat fiind complexitatea fenomenelor care fac obiectul studiului prezentei lucrări, instalația experimentală utilizată pentru investigarea lor trebuie să fie echipată cu o tehnică de măsură de mare finețe, în mod special în domeniul cercetării comportării din punct de vedere gazodinamic a fluidului de lucru din motor fiind necesar ca erorile de măsurare să fie minime.

În prezentul capitol s-a făcut o prezentare amănunțită a standului de probe și a modelului experimental ca și a metodelor de investigare utilizate de autor.

6. Interpretarea critică a rezultatelor experimentale obținute

Utilizând instalațiile și aparatura prezentate în capitolul 5, s-a efectuat un mare număr de determinări experimentale ale căror rezultate vor fi prezentate sintetic în cele ce urmează. Astfel se vor prezenta legile de evoluție ale presiunii în cele două camere, ale temperaturii superficiale măsurate în regim nestaționar în diferite puncte ale camerei de ardere și ale fluxurilor de căldură schimbate la pereți, obținute prin bilanț termic. Pentru toate aceste mărimi s-au efectuat măsurări atât pe motorul antrenat, cât și în cazul ciclurilor cu ardere ceea ce a permis într-o oarecare măsură evidențierea fenomenelor gazodinamice datorate procesului de ardere. De asemenea se trec în revistă o serie de diagrame referitoare la alți parametri funcționali cum sunt: coeficientul excesului de aer, consumul specific efectiv, indicele Bosch, etc. trasate pentru întregul domeniu de regimuri de funcționare al motorului. Trebuie precizat că, din multitudinea de rezultate obținute, au fost selectate doar o mică parte care au fost considerate reprezentative pentru evoluția fluidului motor în cilindru și respectiv pentru termogazodinamica unui m.a.c. cu cameră de turbionare.

6.1 Evoluția presiunii în cele două camere

6.1.1. Cazul motorului antrenat:

Pentru început a fost efectuată o serie de măsurări de presiune pentru motorul antrenat. Traductorul de presiune din camera separată de vârtej a fost montat în alezajul 1 de pe circumferința acesteia, conform figurii 5.7.

În figurile 6.1 și 6.2 sunt prezentate variațiile presiunilor din cilindru (cu linie continuă) și din camera separată de vârtej (cu linie întreruptă) pentru un interval unghiular aflat în jurul punctului mort interior și două regimuri

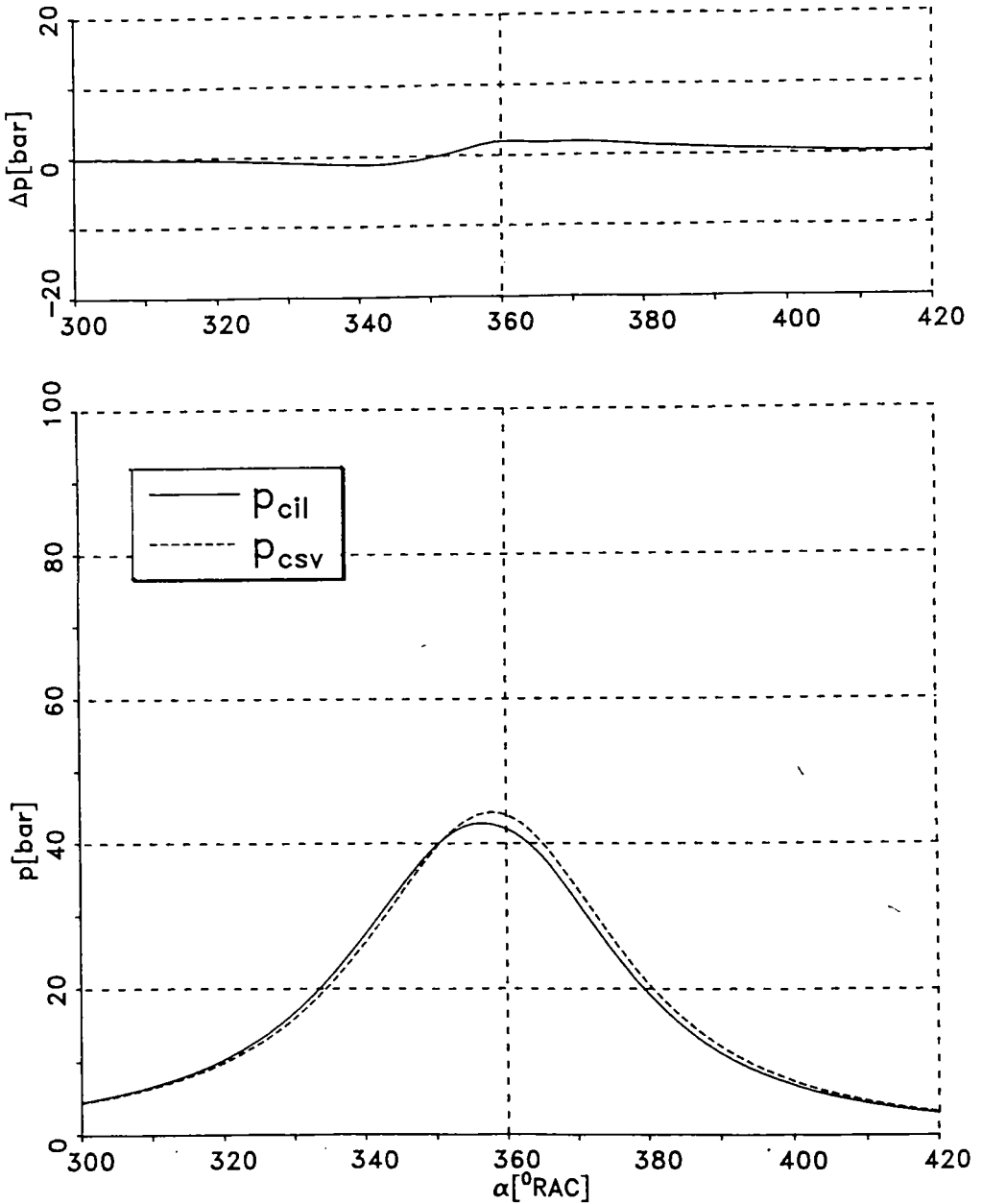


Figura 6.1: Presiunile în cele două camere și diferența dintre ele; motor antrenat; $n=1500$ rot/min

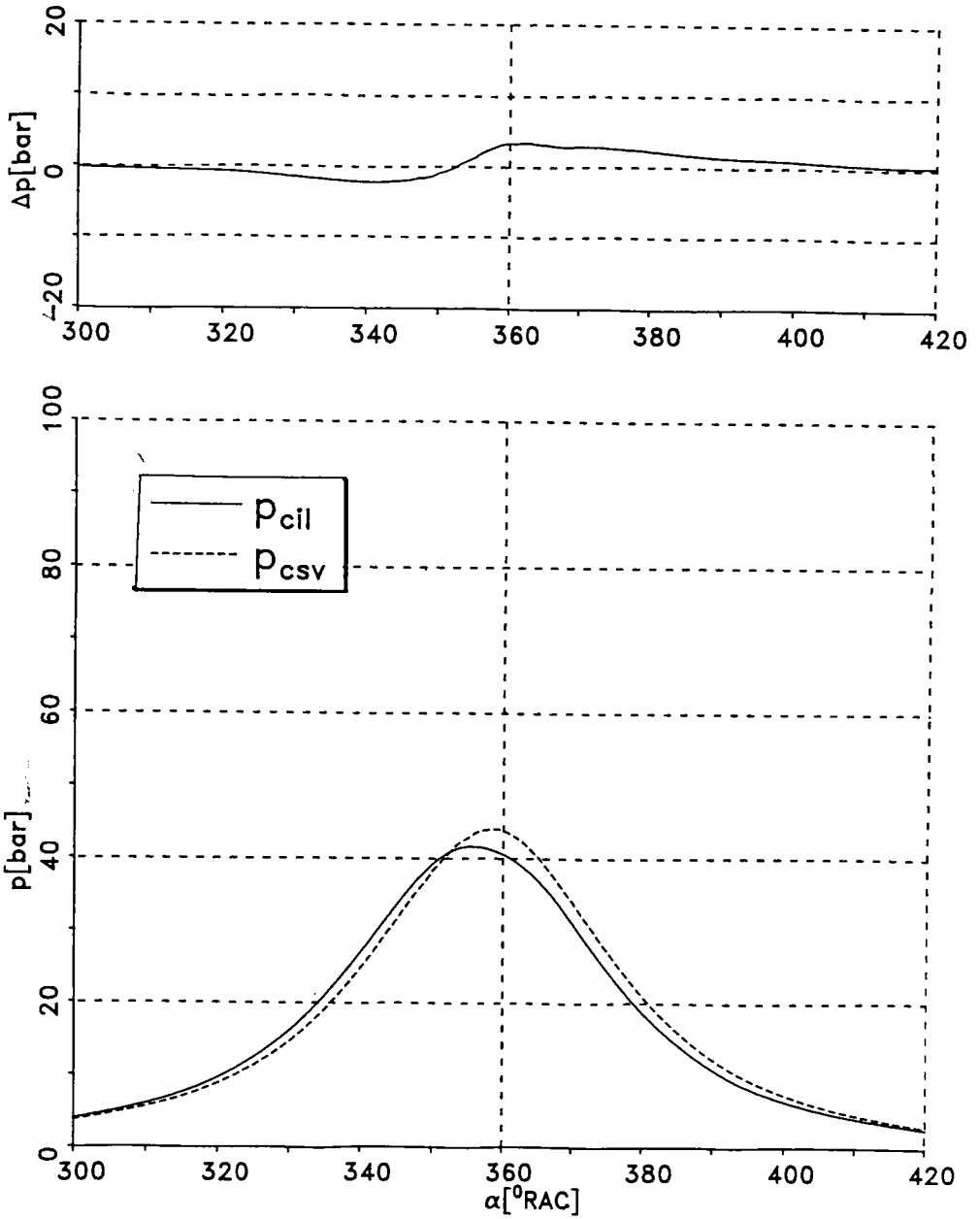


Figura 6.2: Presiunile în cele două camere și diferența dintre ele; motor antrenat; $n=2000$ rot/min

de turație: 1500 rot/min respectiv 2000 rot/min. De asemenea în partea superioară a acestor figuri s-a reprezentat diferența de presiune calculată între cele două camere pentru aceleași regimuri de turație. Ca urmare a modificării de volum a camerei principale de ardere, este de așteptat o curbă simetrică față de PMI pentru diferența de presiune dintre cele două camere [73].

După cum rezultă din figurile amintite, în timpul fazei de comprimare presiunea din cilindru este mai mare decât cea din camera de turbionare, ceea ce se poate explica prin pierderile gazodinamice înregistrate în canalul de legătură. Din același motiv până către jumătatea cursei de destindere, când cele două presiuni tind să se egalizeze, presiunea din camera separată de vârtej este mai mare decât cea din camera principală de ardere. Egalitatea dintre cele două presiuni se înregistrează cu cca. 8°RAC înainte de PMI, ceea ce determină o asimetrizare a curbelor.

Rezultate similare, din punct de vedere calitativ, s-au obținut și la alte regimuri de turație, remarcându-se doar o creștere a diferenței de presiune cu turația în condițiile păstrării practic constante a momentului egalării celor două presiuni.

În figura 6.3 sunt prezentate aceleași curbe în cazul alimentării exterioare a motorului cu o suprapresiune de 0,4 bar la o turație de 2000 rot/min. Se poate observa că alura generală a curbelor se păstrează, remarcându-se însă, spre deosebire de cazul motorului aspirat, o creștere semnificativă a nivelului de presiuni pe ciclu.

Rezultatele prezentate au fost confirmate și de traductorul care a măsurat diferența de presiune dintre cele două camere.

Conform rezultatelor prezentate de Glauber [25] și Steffan [67], translatarea punctului de egalitate a presiunilor cu câteva grade înaintea punctului mort interior în cazul motorului antrenat s-ar datora și poziției traductorului de presiune, pe circumferința camerei separate de vârtej și nu în centrul acesteia unde valoarea presiunii este mai scăzută. Se consideră că, datorită curgerii tangențiale a aerului înspre camera separată de vârtej și a turbulenței ce rezultă, în această cameră apare o variație semnificativă a presiunii pe rază.

Tocmai cu scopul verificării acestor considerații, într-unul din capacele laterale ale camerei de turbionare s-au montat patru

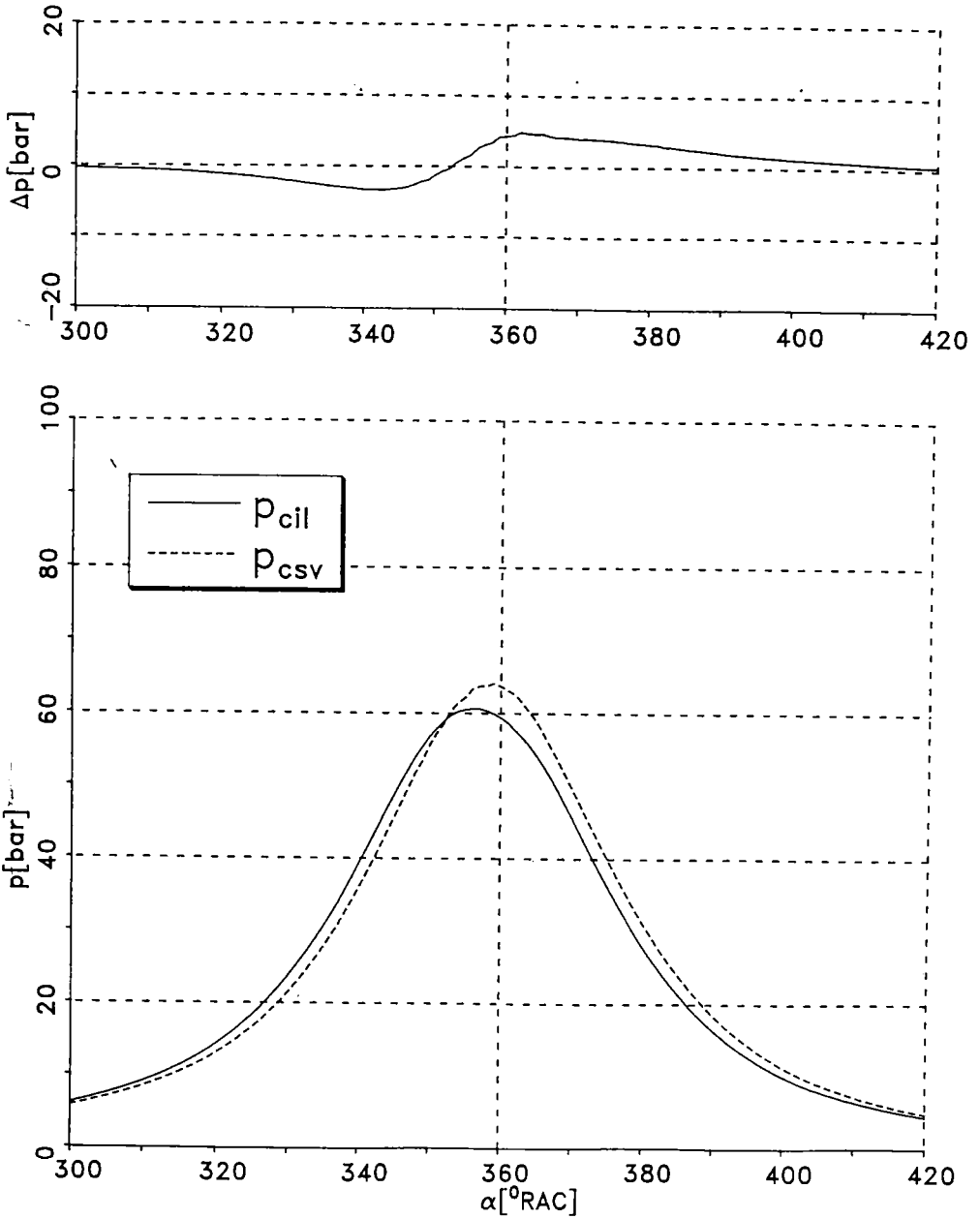


Figura 6.3: Presiunile în cele două camere și diferența dintre ele; motor antrenat; $n=2000$ rot/min; $p=0,4$ bar

traductoare de presiune suplimentare la diferite distanțe de centrul ei. Pozițiile și numerotarea acestora au fost prezentate schematic în figura 5.7.

În figurile 6.4 și 6.5 se prezintă diferențele de presiune înregistrate între măsurările efectuate cu traductoarele 3, 4 și 6 și cele efectuate cu traductorul central 5, pentru turațiile de 750 rot/min respectiv 1500 rot/min. Se confirmă imediat ipoteza că presiunea crește pe măsură ce ne îndepărtăm de centrul camerei separate de vârtej. În plus curbele 1 care prezintă diferențele de presiune între traductoarele 3 și 5 ating valorile maxime chiar în PMI, în timp ce la curbele 2 și 3 ($p_4 - p_5$ respectiv $p_6 - p_5$) se pune deja în evidență translația maximumului cu câteva grade înaintea PMI. Pe de altă parte se observă că variația de presiune este cu atât mai mare cu cât turația crește, ea tinzând să se stabilizeze la o anumită distanță față de centrul camerei, lucru confirmat de apropierea dintre curbele 2 și 3. Se constată că diferențele maxime de presiune nu depășesc 2 bar, ceea ce ar corespunde unei viteze de curgere a gazului în apropierea perimetrului exterior al camerei de circa 180 m/s, valoare comparabilă cu cele indicate de literatura de specialitate [25].

În sfârșit, în figurile 6.6 și 6.7 sunt prezentate comparativ diferențele de presiune măsurate cu traductorul pentru diferența de presiune (curbele 1) cu diferențele rezultate prin calcul între presiunea măsurată în centrul camerei separate (curbele 3) respectiv în punctul 6 (curbele 2) și presiunea din camera principală pentru două turații diferite (750 rot/min respectiv 1250 rot/min). Se observă tendința de "apropiere" a punctului de egalitate a presiunilor de PMI pe măsură ce ne apropiem de centrul camerei de turbionare, ba mai mult pentru curbele 3 acest punct se găsește la cca 5-10° RAC după PMI.

Aceste măsurări confirmă ipoteza existenței unei turbulențe intense în camera separată datorită curgerii tangențiale a gazului prin aceasta. Forța centrifugă ce acționează asupra particulelor de gaz determină deci o creștere a presiunii pe circumferința camerei față de centrul acesteia.

Concluzionând, se poate afirma că rezultatele prezentate corespund din punct de vedere calitativ cu cele prezentate de alți autori și sunt confirmate de calculele tridimensionale efectuate de Steffan [67] cu ajutorul programului FIRE, unul dintre cele mai performante în domeniul simulării numerice a

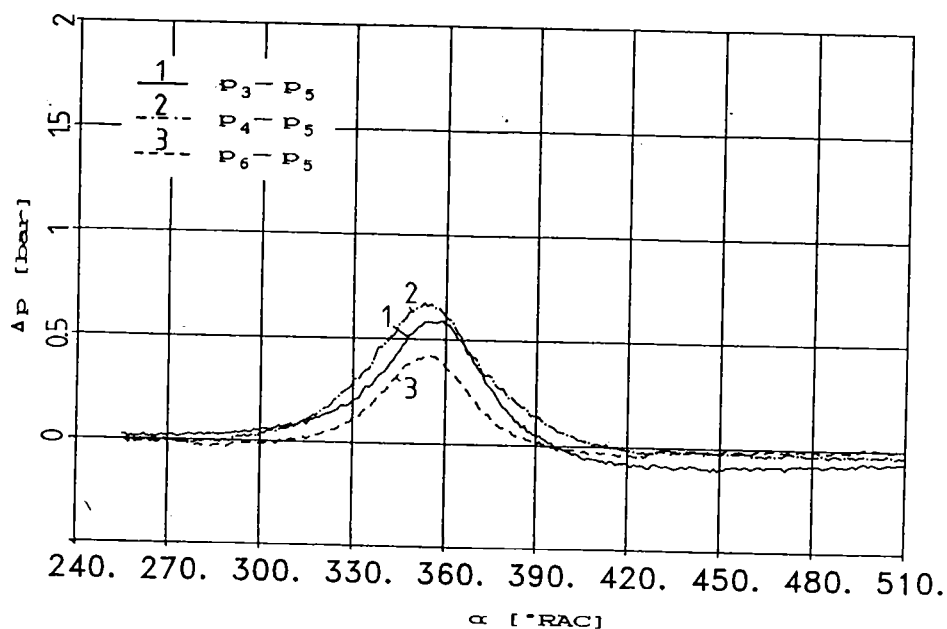


Figura 6.4: Diferențe de presiune între diferite puncte din camera de turbionare; motor antrenat; $n=750$ rot/min

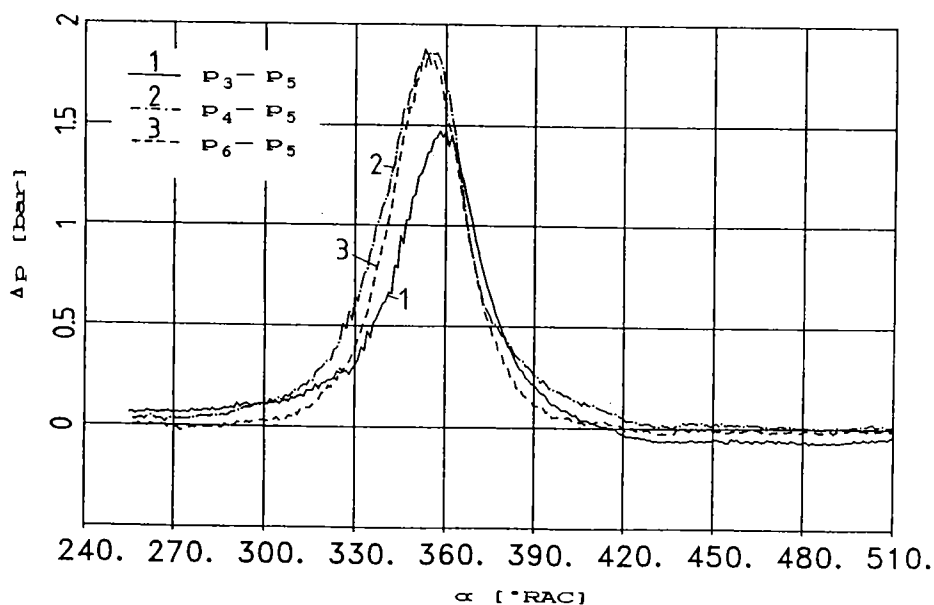


Figura 6.5: Diferențe de presiune între diferite puncte din camera de turbionare; motor antrenat; $n=1500$ rot/min

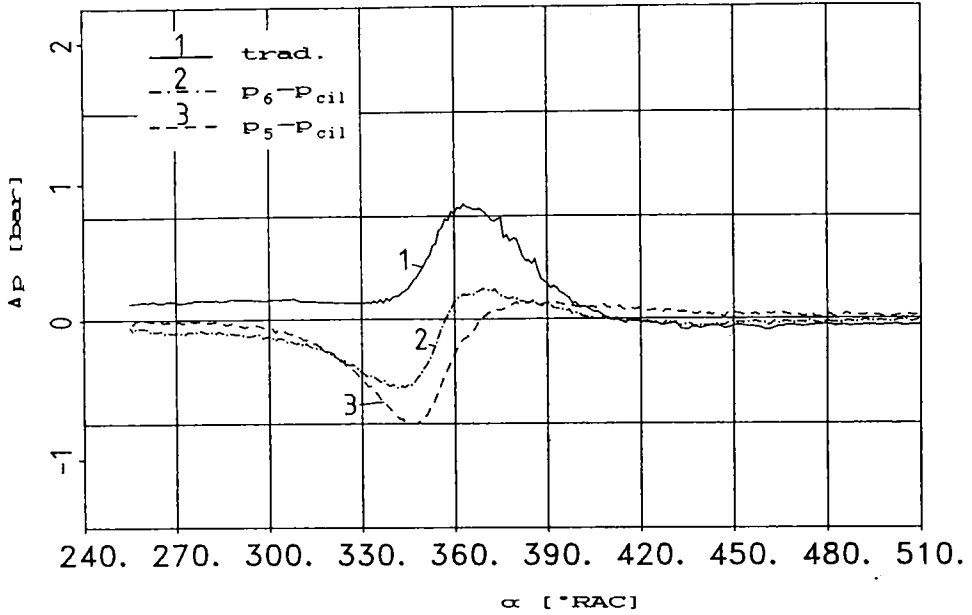


Figura 6.6: Diferențe de presiune între cele două camere; motor antrenat; $n=750$ rot/min

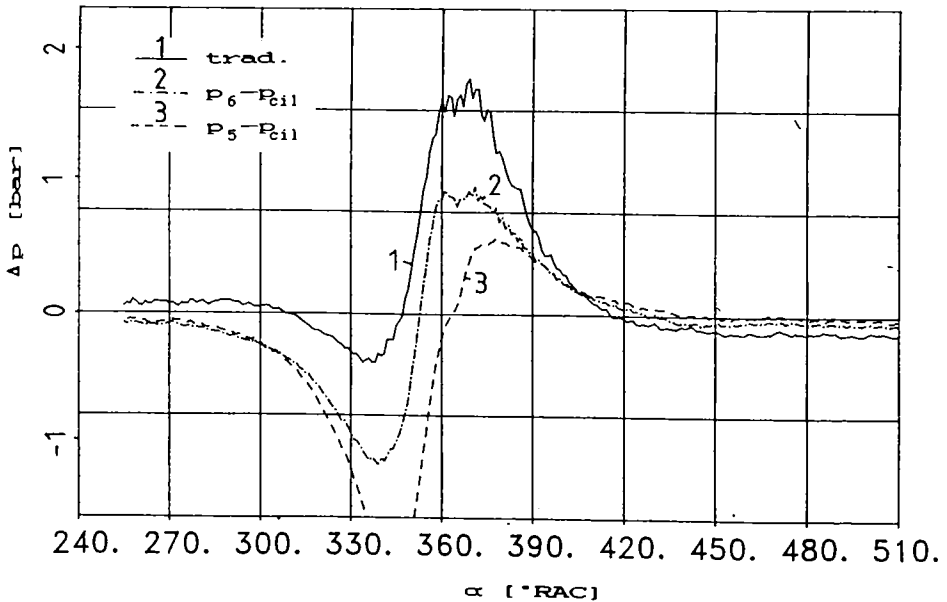


Figura 6.7: Diferențe de presiune între cele două camere; motor antrenat; $n=1250$ rot/min

termogazodinamicii m.a.i.

6.1.2. Cazul ciclului cu aprindere

Măsurările de presiune efectuate în cazul ciclurilor cu aprindere au pus în evidență oscilații de presiune semnificative ce au loc între cele două camere. Acest lucru rezultă cu claritate din figurile 6.8, 6.9, 6.10 în care sunt prezentate variațiile presiunii în cele două camere și ale diferenței de presiune dintre ele pentru motorul aspirat la diferite regimuri de sarcină și turație. De precizat că toate măsurările de presiune în camera de turbionare efectuate pentru cazul ciclurilor cu aprindere s-au realizat cu un singur traductor de presiune montat în poziția 1 (figura 5.7) pe circumferința camerei. Aceasta deoarece s-a considerat că în acest caz influențele asupra presiunii exercitate de procesul propriu-zis de ardere sunt mult mai semnificative decât cele datorate turbulenței.

Arderea se inițializează în camera separată de vârtej, ceea ce explică majorarea inițială de presiune în această cameră, urmată după câteva grade RAC de creșterea de presiune în camera principală. Caracteristic pentru evoluția următoare a celor două presiuni sunt oscilațiile acestora, un maxim de presiune într-o cameră corespunzând întotdeauna cu un minim în cealaltă. Dacă se urmărește diferența de presiune între cele două camere, se observă că aceasta are forma unei oscilații amortizate, aspect influențat de fenomenele dinamice ce au loc în cele două camere coroborate cu procesul de ardere și cu variația de volum a camerei principale.

De fapt, după declanșarea arderii în camera separată de vârtej, presiunea în această cameră crește brusc, ceea ce determină apariția unei diferențe semnificative de presiune în secțiunea de curgere din camera separată spre canalul de legătură. Această cădere de presiune determină trecerea încărcăturii, cu viteză mare (w) din camera separată spre canal, ceea ce are drept consecință și o încetinire a creșterii de presiune. În același timp însă, prin canalul de legătură se propagă, cu o viteză mult mai mare (aw) o undă de presiune. După un anumit interval de timp, cantitatea de încărcătură aflată în

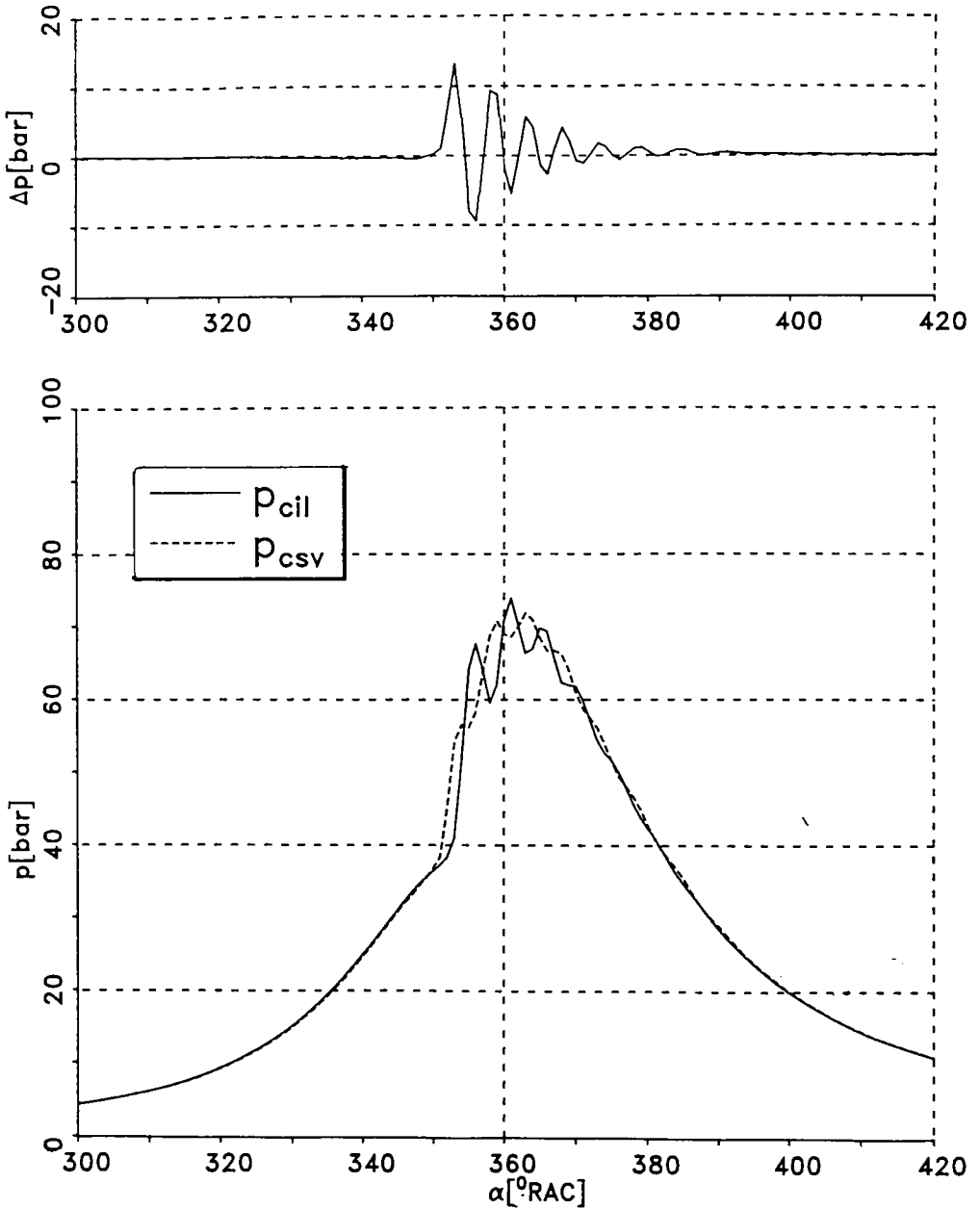


Figura 6.8: Presiunile în cele două camere și diferența dintre ele; motor aspirat; $n=1000$ rot/min; $p_e=6,16$ bar (sarcină plină)

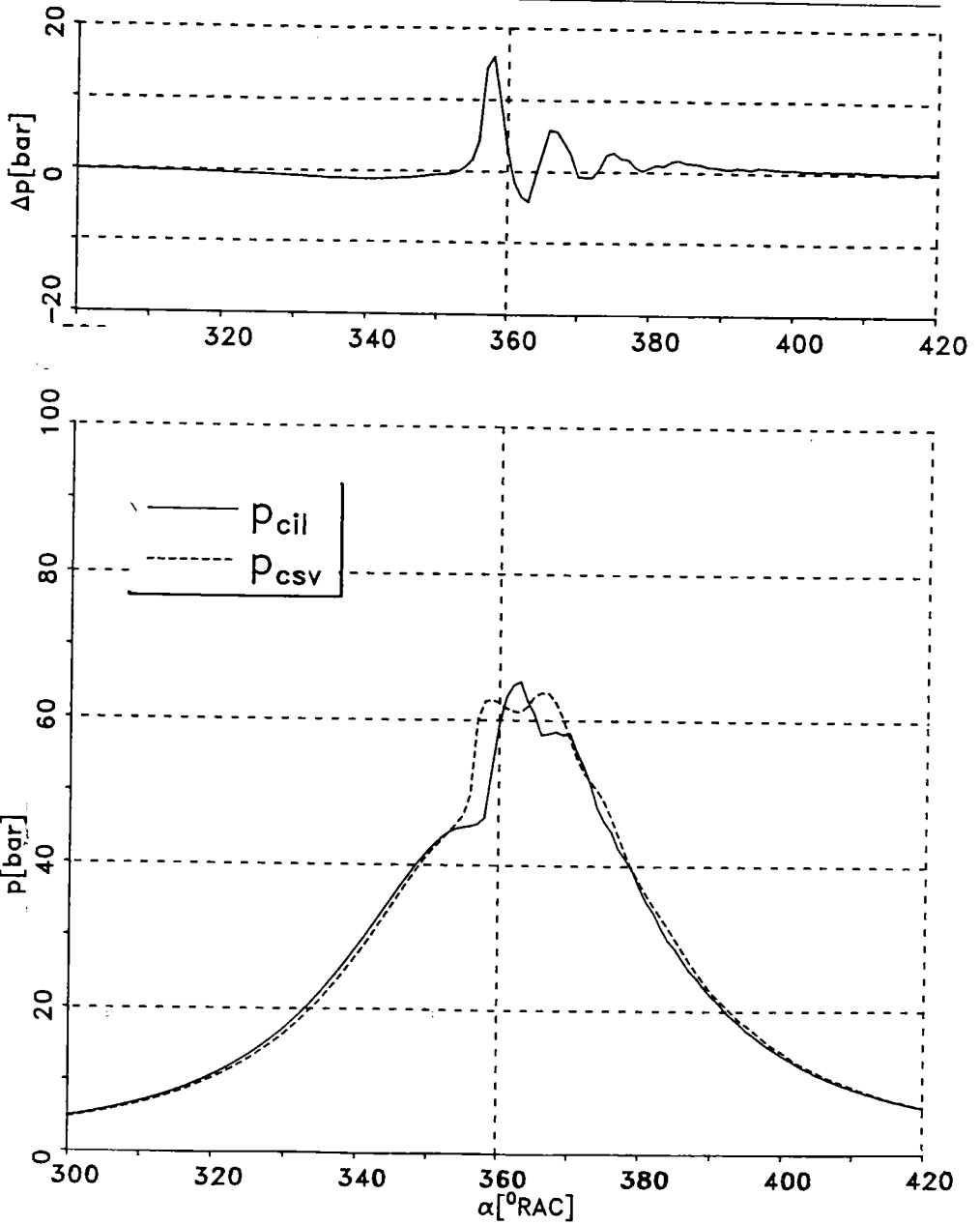


Figura 6.9: Presiunile în cele două camere și diferența dintre ele; motor aspirat; $n=1500$ rot/min; $p_e=1,54$ bar

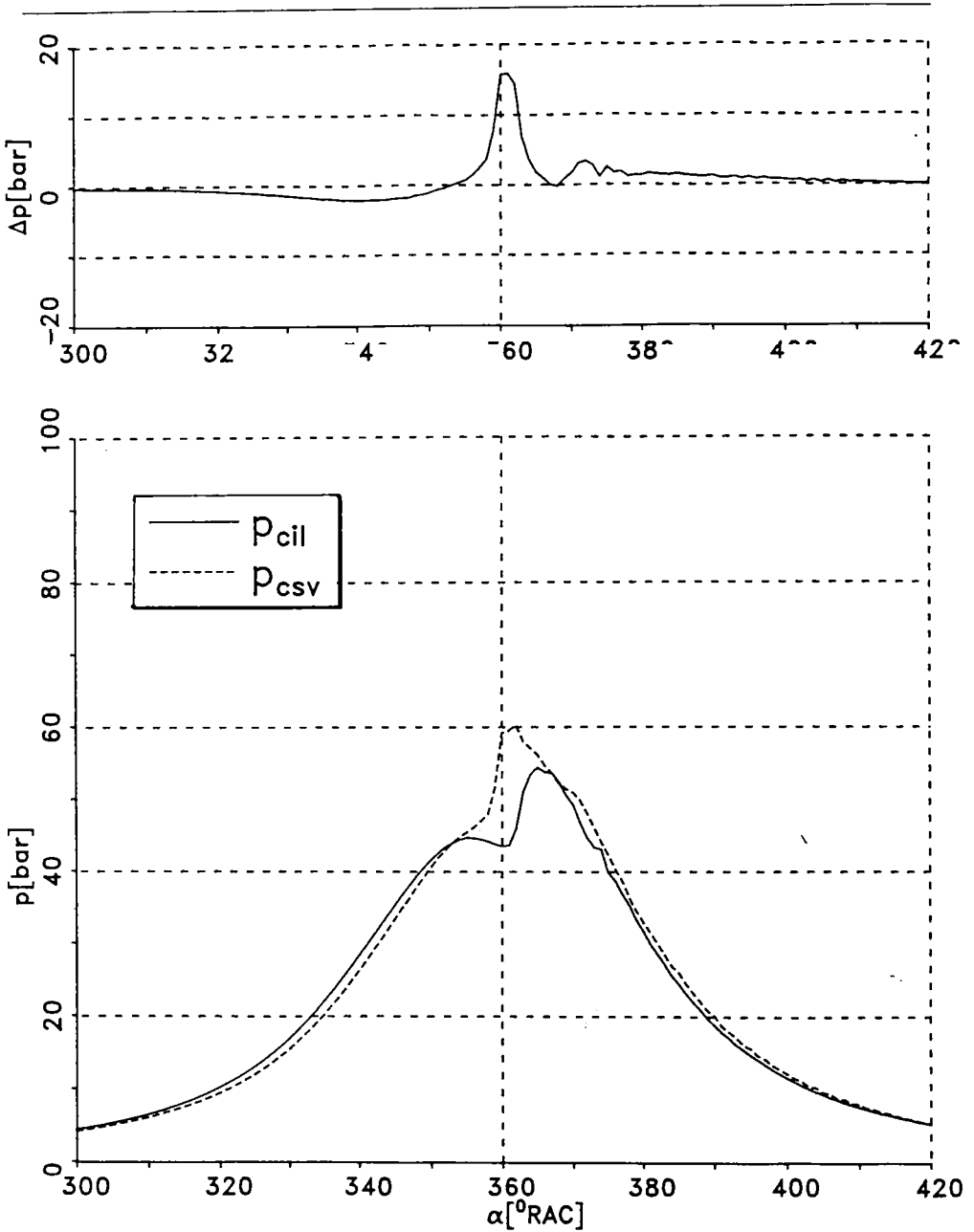


Figura 6.10: Presiunile în cele două camere și diferența dintre ele; motor aspirat; $n=2000$ rot/min; mers în gol

canalul de legătură ajunge în camera principală, determinând o creștere de presiune în această cameră. Intensitatea creșterii de presiune depinde de mai mulți factori ca de exemplu: debitul masic de gaz ce vine dinspre canalul de legătură, volumul momentan al cilindrului, sensul de variație al acestui volum și procesul de ardere ce se declanșează ca urmare a introducerii dinspre camera separată a unei cantități de combustibil nears. Ca urmare a acestor fenomene complexe se poate ajunge ca presiunea din camera principală să o depășească pe cea din canalul de legătură determinând o inversare a sensului de curgere prin acesta. Procesul se poate apoi repeta de câteva ori în ambele sensuri, dar amplitudinea diferențelor de presiune scade, atât datorită încetării procesului de ardere cât și prin creșterea de volum a cilindrului.

În figura 6.11 sunt reprezentate aceleași mărimi pentru motorul supraalimentat cu o suflantă electrică care asigură o suprapresiune de 0,4 bar. Regimul de funcționare este caracterizat de o turație de 2000 rot/min și o presiune medie efectivă de 9,23 bar (sarcină plină). Se poate observa că alura curbelor este aceeași, apărând doar diferențe cantitative, concretizate printr-un nivel mai ridicat al presiunilor în cele două camere și o durată mai mare a oscilațiilor de presiune dintre ele.

Pentru a studia influența turației asupra proceselor de curgere ce au loc prin canalul de legătură, în figura 6.12 s-au reprezentat diferențele de presiune dintre cele două camere pentru diferite turații la sarcină constantă ($p_a=4,61$ bar), în cazul motorului supraalimentat. Se observă că la creșterea turației are loc o scădere a perioadelor de oscilație, iar oscilațiile propriu-zise sunt tot mai amortizate. De asemenea rezultă foarte clar că, la creșterea turației, datorită creșterii întârzierii la autoaprindere, momentul declanșării arderii se apropie tot mai mult de PMI, iar procesul propriu-zis de ardere se prelungeste în destindere. Acest lucru ar putea constitui și o explicație pentru aspectul amortizat al diferențelor de presiune, deoarece în momentul pătrunderii încărcăturii prin canalul de legătură în camera principală, volumul acesteia este mai mare datorită momentului diferit pe ciclu.

Influența sarcinii asupra aceluiași fenomen este prezentată

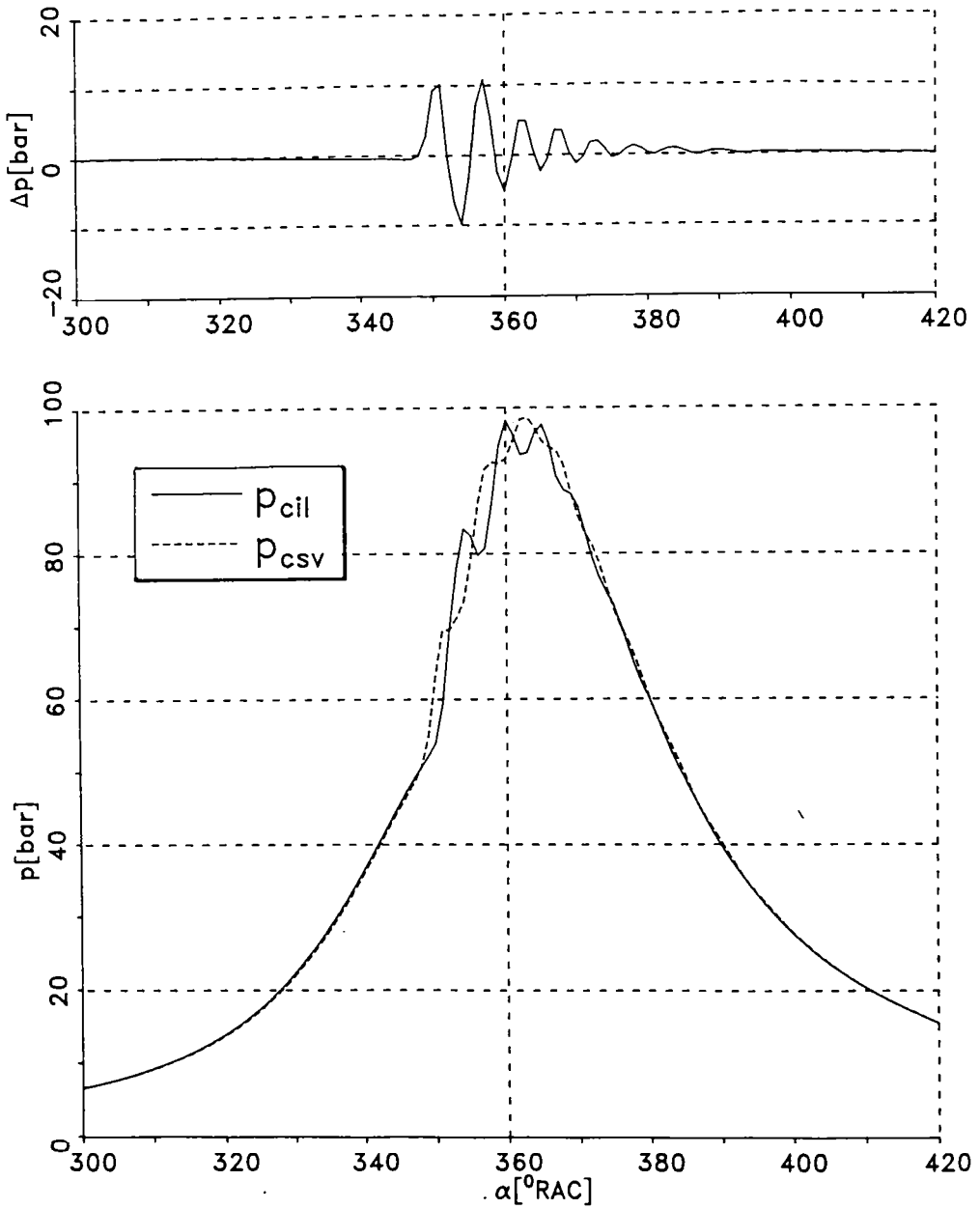


Figura 6.11: Presiunile în cele două camere și diferența dintre ele; motor supraalimentat; $n=2000$ rot/min; $p_e=9,2$ bar; $p_0=0,4$ bar

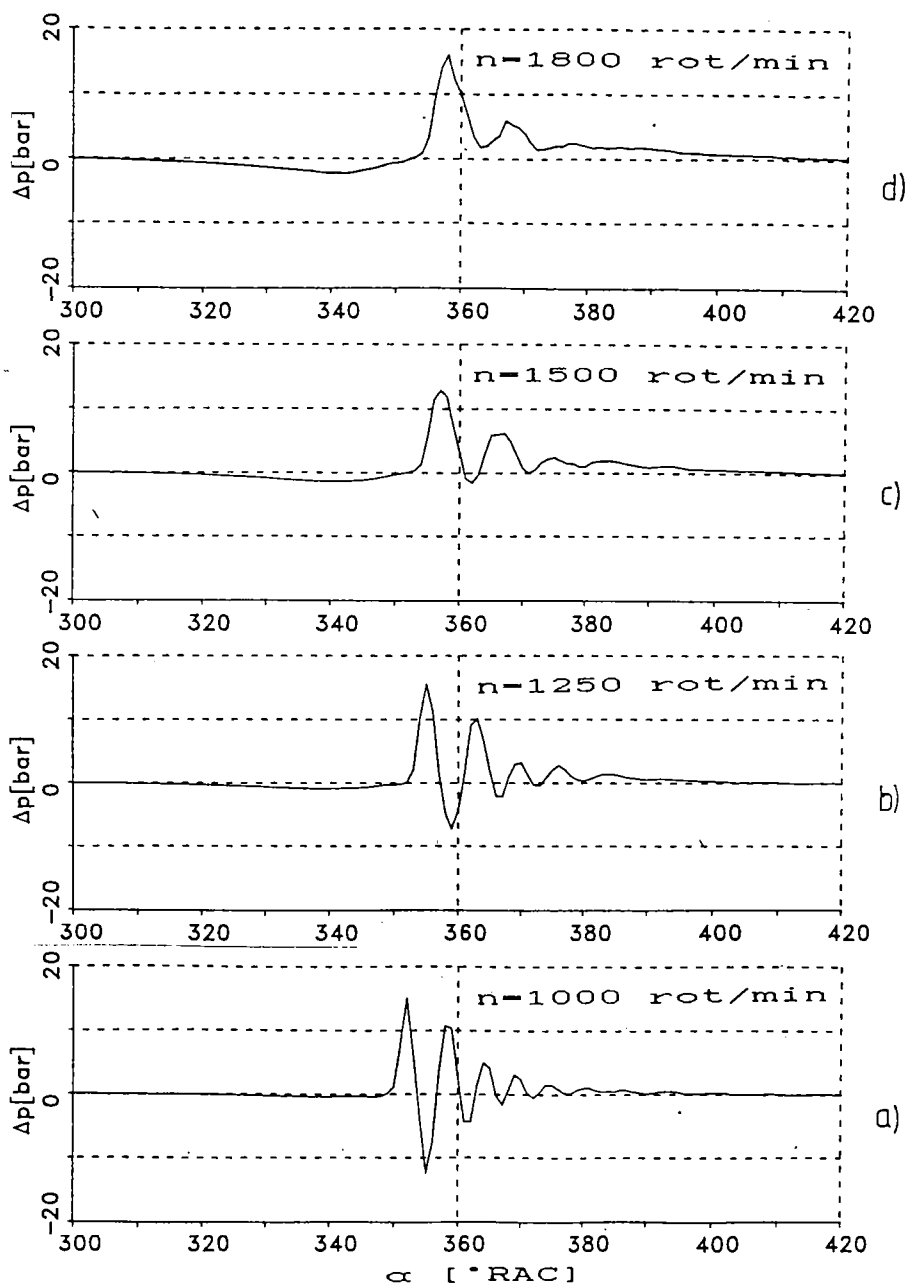


Figura 6.12: Influența turației asupra diferenței de presiune între cele două camere; motor supraalimentat; $p_e = 4,61$ bar

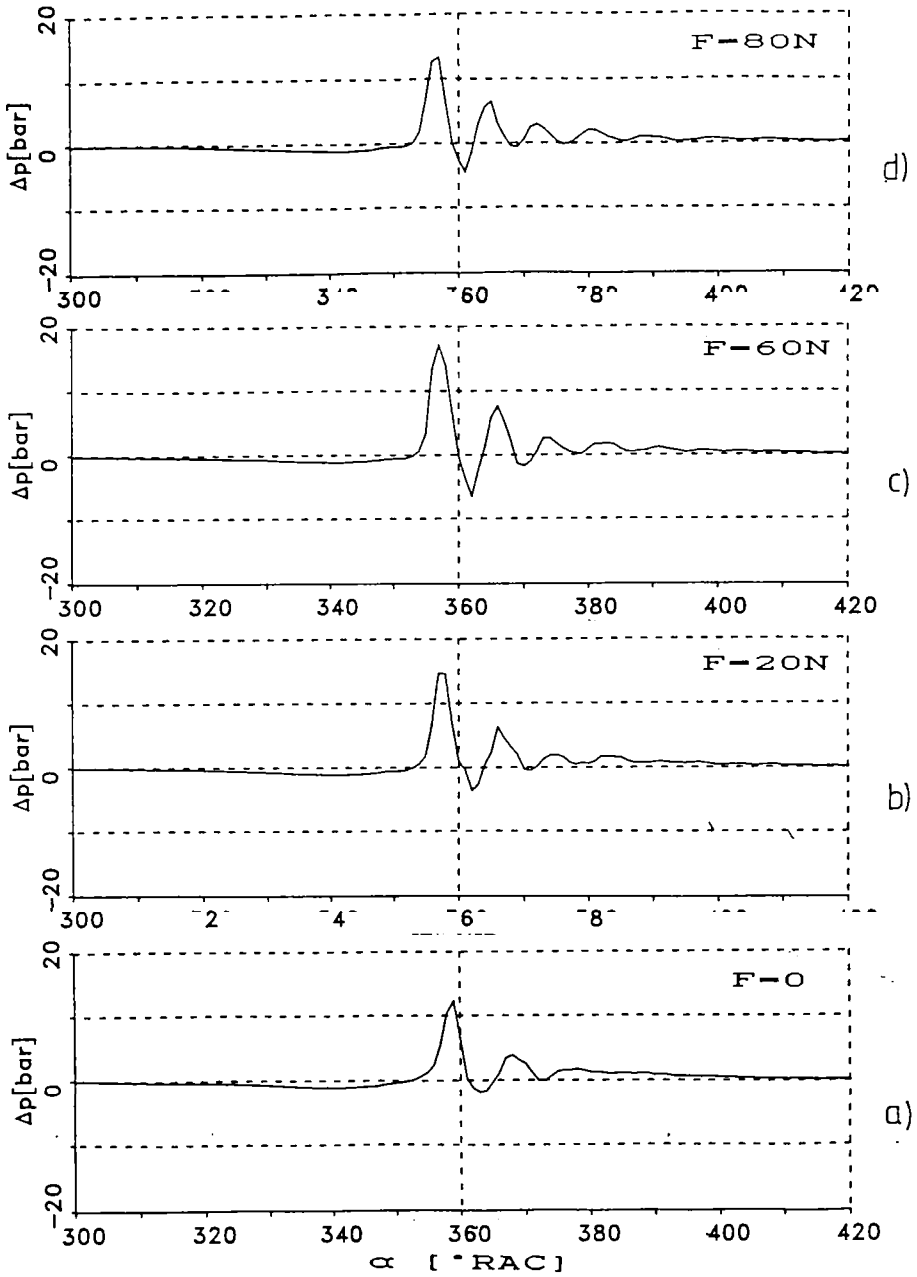


Figura 6.13: Influența sarcinii asupra diferenței de presiune între cele două camere; motor aspirat; $n=1500$ rot/min

În figura 6.13, în care sunt prezentate patru curbe ce exprimă diferența de presiune dintre cele două camere pentru un motor aspirat funcționând la o turație constantă de 1500 rot/min și diferite regimuri de sarcină începând cu mersul în gol și până la sarcină plină. De precizat că diferitele sarcini sunt cuantificate prin valorile diferite ale forței de frânare care, în timpul determinărilor a fost modificată în trepte de câte 20 N. Orientativ se precizează că la o forță de frânare de 40 N corespunde o presiune medie efectivă de 3,08 bar, iar sarcina plină ($p_c=6,16$ bar) se înregistrează pentru o forță de 80 N. De data aceasta, cu creșterea sarcinii numărul perioadelor de oscilație crește, la fel ca și amplitudinea acestora. Principalul motiv, în condițiile în care momentul declanșării arderii rămâne practic constant, îl constituie introducerea unei cantități tot mai mari de combustibil în motor la creșterea sarcinii, ceea ce determină o îmbogățire a amestecului și o mărire a vitezei de creștere a presiunii ca și o intensificare a nivelului de presiuni pe ciclu cu consecințele enunțate mai sus.

Concluzionând, se poate spune că ansamblul cameră principală și cameră de turbionare reprezintă de fapt un sistem oscilant. Inițializarea undelor de presiune se face prin declanșarea procesului de ardere în camera separată, iar amplitudinea și durata procesului depind de momentul de început al arderii și de viteza de creștere a presiunii. Fenomenele dinamice sunt însă foarte complexe fiind influențate nu numai de legea de ardere, dar și de caracteristici geometrice cum sunt diametrul și lungimea canalului de legătură și volumul momentan al cilindrului.

6.2 Evoluția temperaturilor

6.2.1 Evoluția temperaturii capului pistonului

Temperatura capului pistonului s-a măsurat cu ajutorul a două tipuri de termocuple, atât în condiții staționare cât și în condiții nestaționare, așa după cum rezultă din capitolul 5. Punctele în care s-au efectuat aceste măsurări de temperatură și

la care se va face referire în continuare sunt cele prezentate în figura 5.8.

6.2.1.1 Măsurări de temperatură în regim staționar

În figurile 6.14, 6.15, 6.16 sunt reprezentate temperaturile capului pistonului, măsurate în regim staționar în punctele M1, M2, M3. Cele trei diagrame prezintă curbele de temperatură constantă (izoterme) pentru fiecare din aceste puncte de măsură în funcție de presiunea medie efectivă a motorului și de turația acestuia. Se observă că pentru toate cele trei puncte de măsură, curbele izoterme au o alură similară, cu precizarea că valorile temperaturii în punctul M1 sunt cu cca 10°C mai mari decât cele din punctul M2. Aceste diferențe se explică prin poziția lui M1, în zona în care gazele de ardere din canalul de legătură lovesc capul pistonului, în timp ce M2 se găsește la marginea cupei din piston, adică într-o zonă mai puțin influențată de gazele provenite din camera separată de vârtej. În ceea ce privește punctul M3, valorile de temperatură corespunzătoare acestei poziții sunt cu 5, ..., 10°C mai mici decât cele din punctul M2, fapt ce se datorează poziției lui M3 în exteriorul cupei din piston.

Pe baza celor trei diagrame s-a realizat o patra, reprezentată în figura 6.17, care prezintă temperatura medie în peretele capului pistonului. Această valoare este necesară pentru calculul coeficienților locali de schimb de căldură pe suprafața capului pistonului prin aplicarea metodei temperaturilor superficiale prezentată anterior. Se poate observa că diagrama temperaturii medii se identifică practic cu cea corespunzătoare punctului M2. Ca urmare în continuare nu s-au mai măsurat temperaturile în toate cele trei puncte M1, M2, M3 ci doar în punctul M2, iar valorile obținute au fost considerate ca valori medii ale temperaturii în peretele capului pistonului. Se poate spune deci, că în mod întâmplător poziția punctului M2 a fost astfel aleasă încât valorile de temperatură măsurate în acest punct sunt egale cu temperatura medie a capului pistonului.

Urmărind câmpul mediu de temperaturi ale capului pistonului, se poate observa că temperatura sa crește semnificativ atât cu creșterea sarcinii cât și cu creșterea turației.

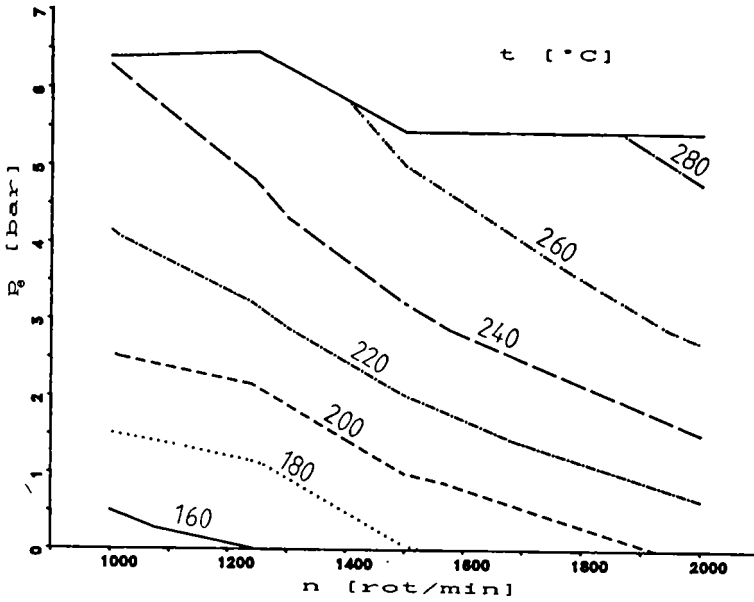


Figura 6.14: Curbele izoterme în punctul M1 în funcție de regimul de sarcină și turație

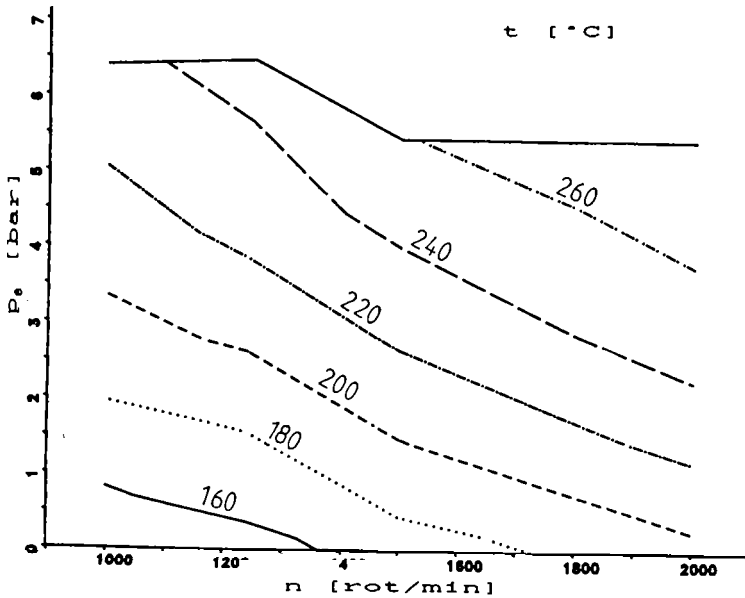


Figura 6.15: Curbele izoterme în punctul M2 în funcție de regimul de sarcină și turație

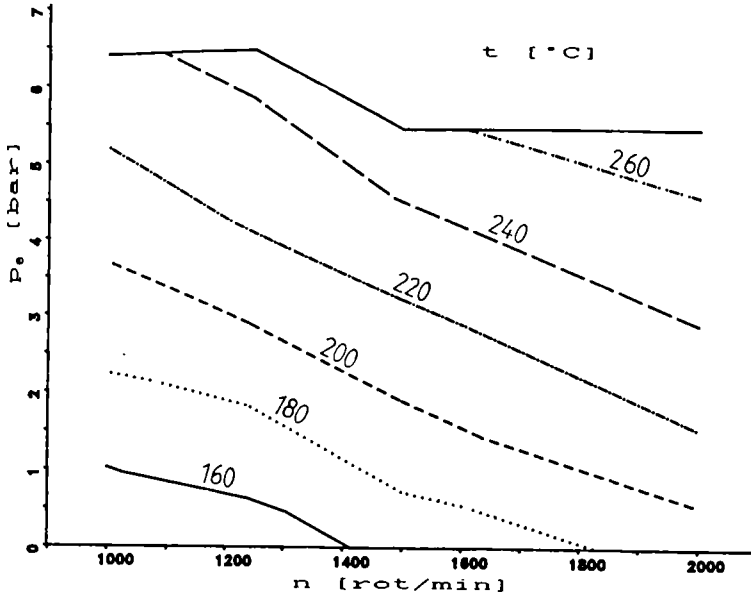


Figura 6.16: Curbele izoterme în punctul M3 în funcție de regimul de sarcină și turație

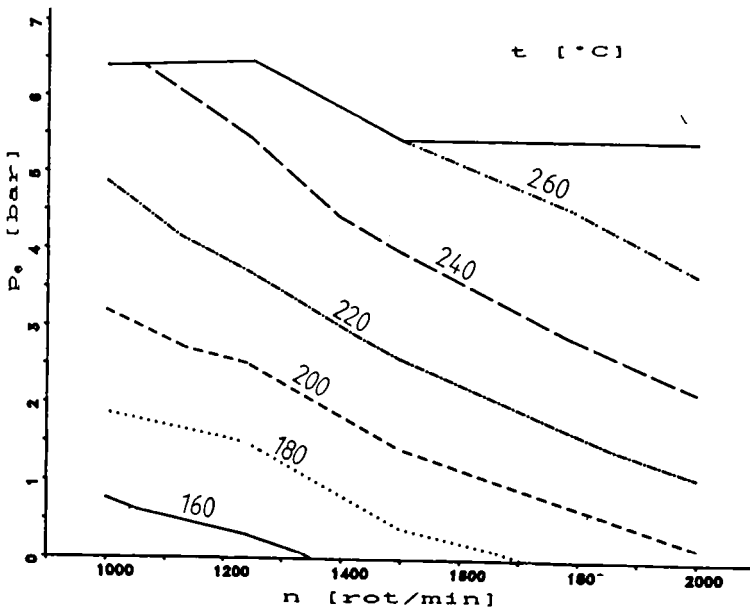


Figura 6.17: Curbele izoterme medii pentru capul pistonului în funcție de regimul de sarcină și turație

O alură similară prezintă diagrama din figura 6.18 în care este reprezentat câmpul mediu de temperaturi ale pistonului pentru cazul motorului supraalimentat cu o suprapresiune de 0,4 bar. În comparație cu valorile determinate în cazul motorului aspirat, se constată că temperatura capului pistonului nu se modifică semnificativ pentru același regim de turație și aceeași presiune medie efectivă. În schimb, odată cu creșterea de putere la sarcină plină se poate evidenția și o creștere de temperatură a pistonului cu cca. 30K.

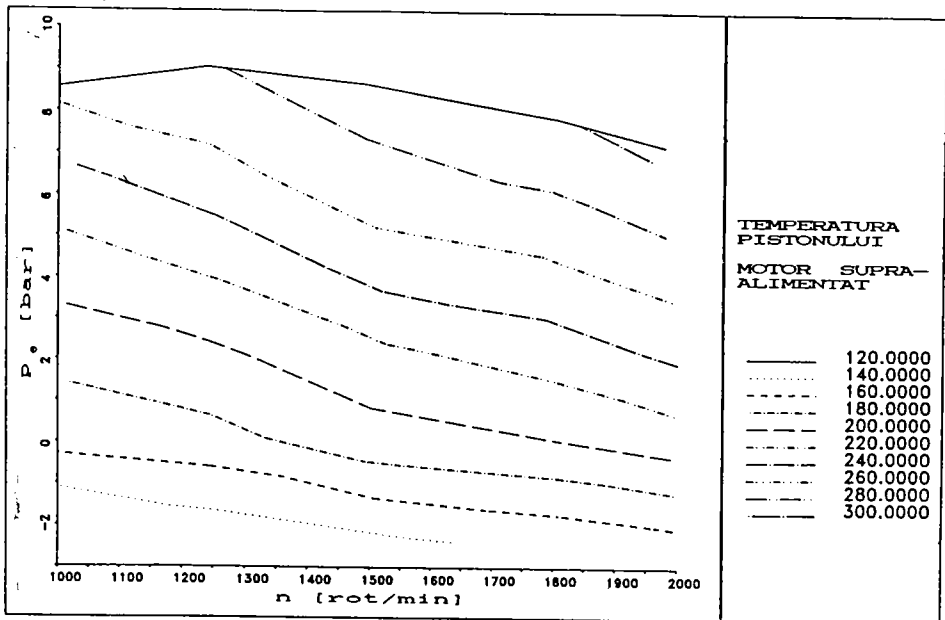


Figura 6.18: Curbele izoterme medii pentru capul pistonului; motor supraalimentat.

6.2.1.2 Măsurări de temperatură în regim nestaționar

Pe lângă măsurările efectuate în condiții staționare s-a efectuat un număr mare de determinări experimentale ale temperaturii pistonului cu termocuple miniaturizate și înregistrare rapidă în condiții nestaționare, în cele cinci puncte indicate în figura 5.7. În cele ce urmează se vor studia influențele pe care le au o serie de factori mai importanți asupra temperaturii capului pistonului. Toate figurile

referitoare la temperaturile superficiale care vor fi prezentate în continuare nu redau direct curbele de variație ale acestor mărimi ci doar oscilațiile temperaturilor în jurul valorilor medii ale temperaturii pe ciclu. Aceste valori medii sunt de asemenea înregistrate pe figuri.

a) Influența poziției termocuplelor

În figura 6.19 sunt prezentate valorile experimentale obținute, atât pentru cele cinci puncte de măsură din piston cât și pentru canalul de legătură, în cazul unui motor antrenat cu turația de 1500 rot/min. Se observă că pentru punctele 1,2 și pentru canalul de legătură, curbele de temperatură au o evoluție foarte asemănătoare doar cu amplitudini diferite. Temperaturile cele mai ridicate se întâlnesc, așa cum era de așteptat, în punctele 1 și 2 care vin primele în contact cu gazele ce circulă prin canalul de legătură. În schimb oscilațiile cele mai semnificative se înregistrează chiar în acest canal, fiind probabil determinate de fenomenul complex de curgere, în ambele sensuri, ce are loc aici. În punctul 3 curba are o alură asemănătoare, valorile temperaturii fiind însă mai reduse, iar oscilațiile acesteia mai mici. Este de remarcat că toate curbele din figură, cu excepția celor corespunzătoare punctelor 4 și 5, care se pare că sunt mai puțin influențate de procesul de schimb de gaze dintre cele două camere, înregistrează un prim maxim în zona punctului mort interior, moment în care are loc de altfel inversarea sensului de curgere prin canal. Urmează apoi o nouă creștere de temperatură al cărei maxim se înregistrează la aproximativ 20-22 °RAC după PMI.

În figurile 6.20, 6.21, 6.22 sunt prezentate curbele de temperatură în aceleași puncte 1,...,5 și canalul de legătură pentru cazul unor cicluri cu ardere la diferite regimuri de sarcină și turație.

Similar cazului motorului antrenat, evoluțiile temperaturii în punctele 1, 2 și în canalul de legătură sunt foarte asemănătoare. Este de remarcat totuși, că în canalul de legătură se înregistrează creșterea cea mai abruptă a temperaturii, cu toate că nivelul acesteia este mai scăzut în comparație cu cel înregistrat în punctele de pe capul pistonului. Faptul, oarecum surprinzător, că valorile temperaturii înregistrate în punctul 2

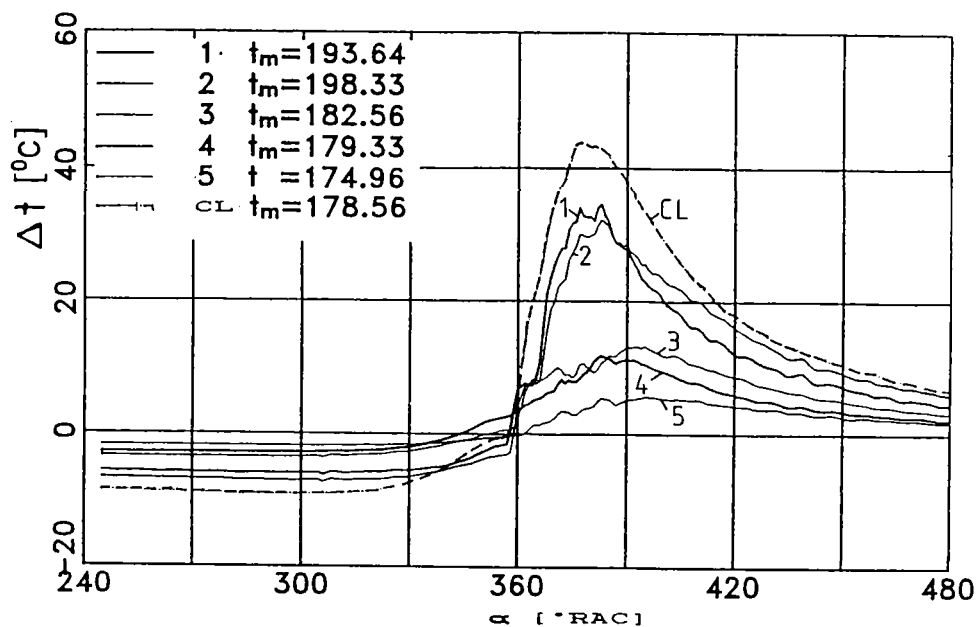


Figura 6.19: Temperaturi superficiale pe capul pistonului și în canalul de legătură; motor antrenat; $n=1500$ rot/min

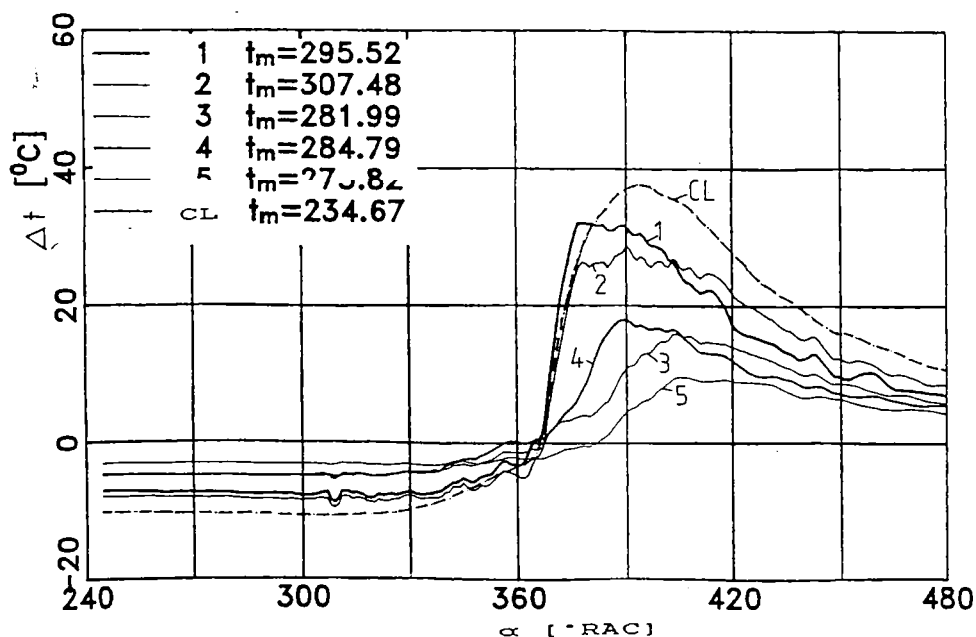


Figura 6.20: Temperaturi superficiale pe capul pistonului și în canalul de legătură; motor aspirat; $n=2000$ rot/min; $p_e=6,16$ bar

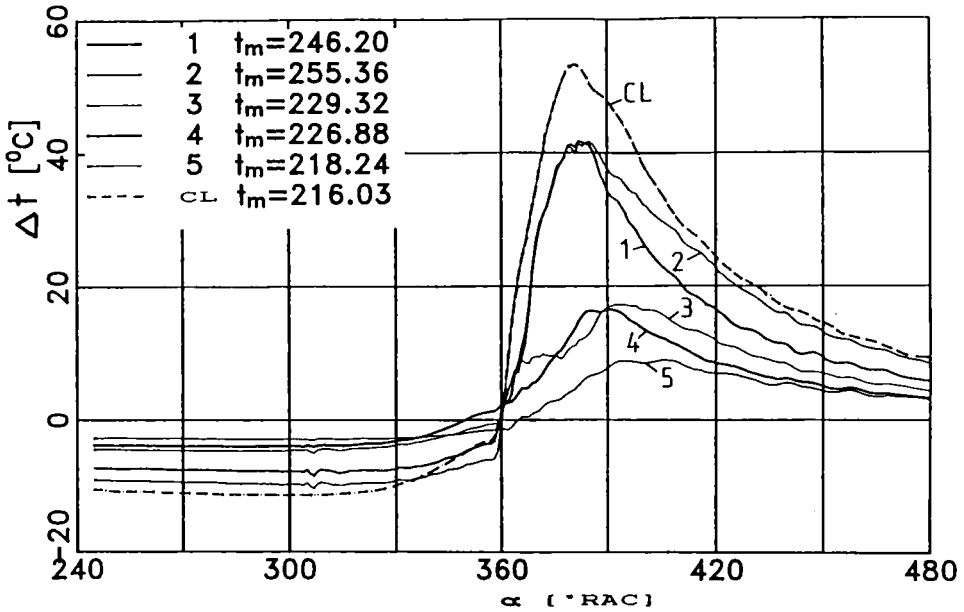


Figura 6.21: Temperaturi superficiale pe capul pistonului și în canalul de legătură; motor aspirat; $n=1250$ rot/min; $p_a=1,54$ bar

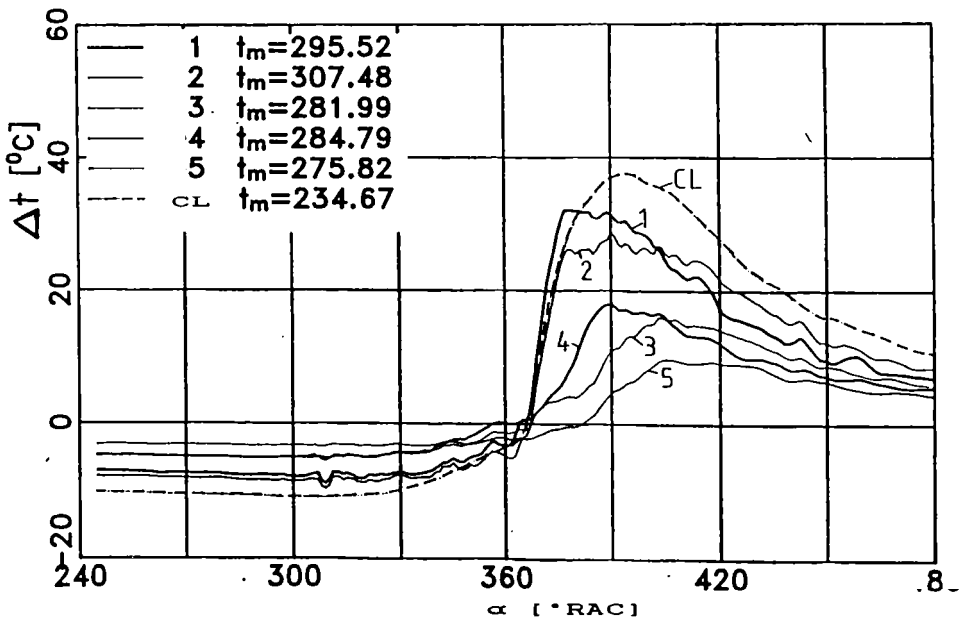


Figura 6.22: Temperaturi superficiale pe capul pistonului și în canalul de legătură; motor aspirat; $n=1500$ rot/min; $p_a=3,08$ bar

sunt mai mari decât cele din punctul 1, poate fi explicat prin aceea că jetul de gaze fierbinți ce vine dinspre canalul de legătură nu mai ajunge direct în zona punctului 1 întrucât pistonul a părăsit deja punctul mort interior.

În schimb în punctele 3, 4 și 5 are loc o variație mult mai redusă a temperaturii în jurul valorii medii, putându-se afirma, la fel ca și în cazul motorului antrenat, că ele nu sunt semnificativ influențate de canalul de legătură și de schimbul de gaze ce are loc prin acesta. În aceste două puncte, temperatura crește lent iar valoarea maximă se atinge la cca. 30°RAC după PMI.

b) Influența sarcinii

Pentru a studia influența sarcinii asupra temperaturii superficiale a capului pistonului, s-au reprezentat în figurile 6.23, 6.24, 6.25, 6.26, 6.27 curbele de temperatură pentru fiecare din cele 5 puncte de măsură, la aceeași turație (1500 rot/min) și diferite încărcări ale frânei, începând cu cazul motorului antrenat și până la sarcină plină.

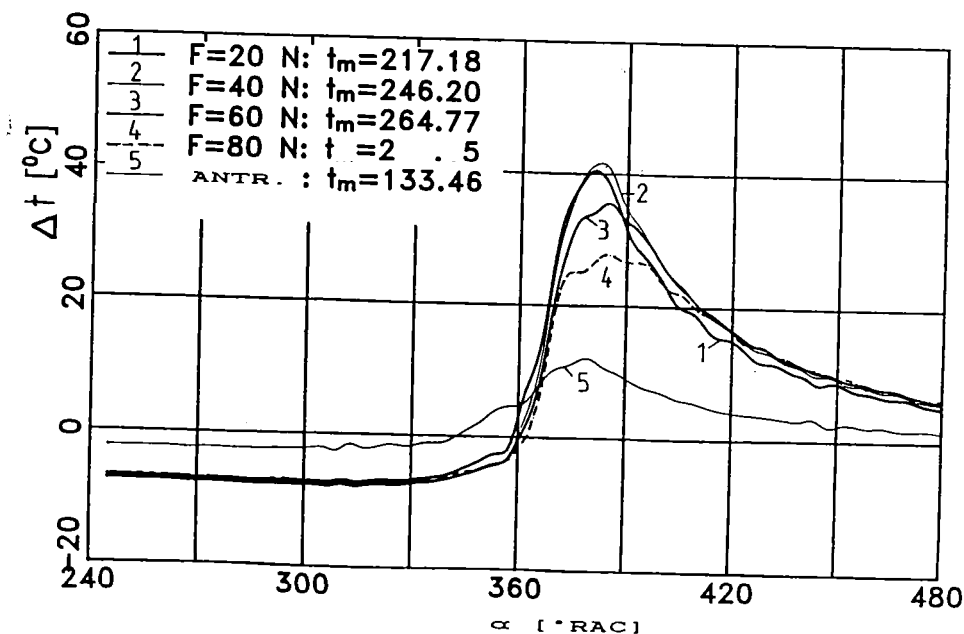


Figura 6.23: Influența sarcinii asupra temperaturilor superficiale; motor aspirat; $n=1500$ rot/min; punctul 1

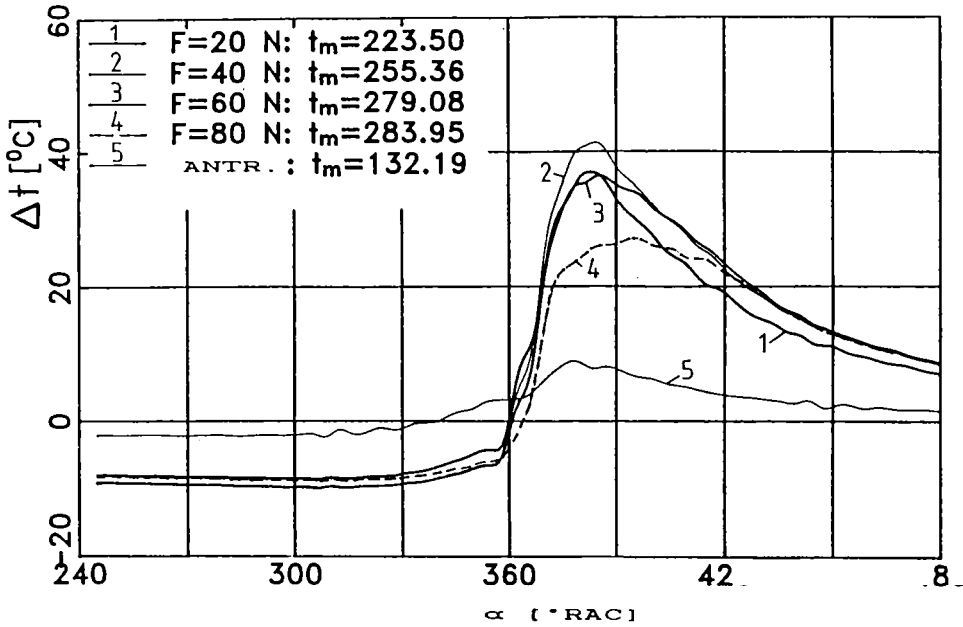


Figura 6.24: Influența sarcinii asupra temperaturilor superficiale; motor aspirat; $n=1500$ rot/min; punctul 2

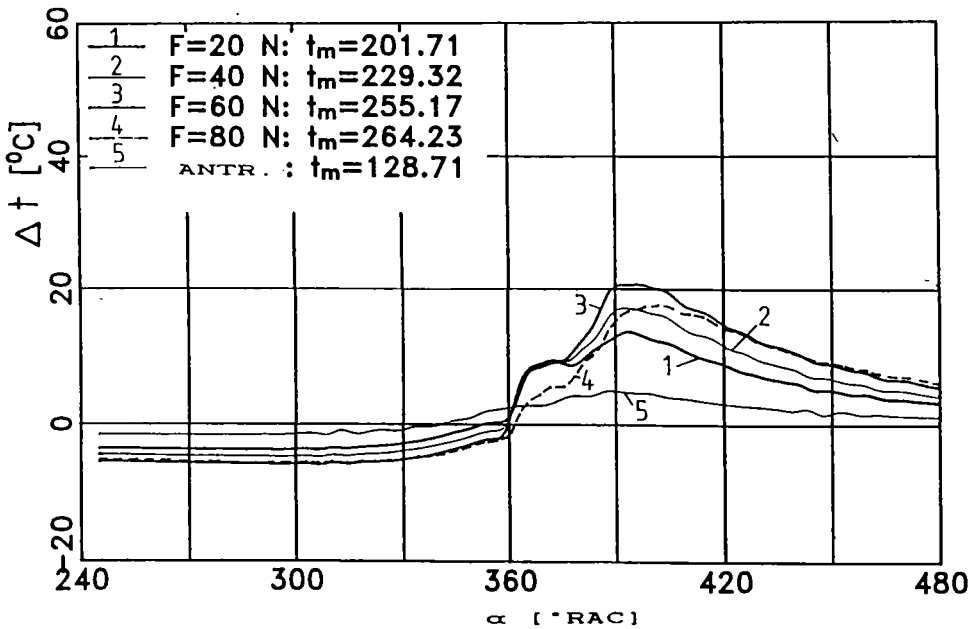


Figura 6.25: Influența sarcinii asupra temperaturilor superficiale; motor aspirat; $n=1500$ rot/min; punctul 3

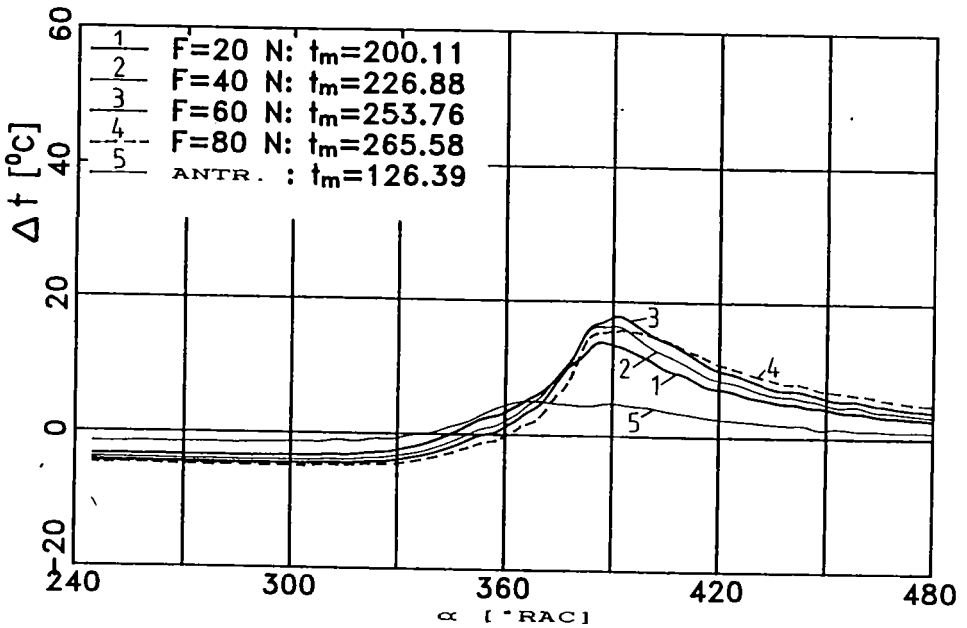


Figura 6.26: Influența sarcinii asupra temperaturilor superficiale; motor aspirat; $n=1500$ rot/min; punctul 4

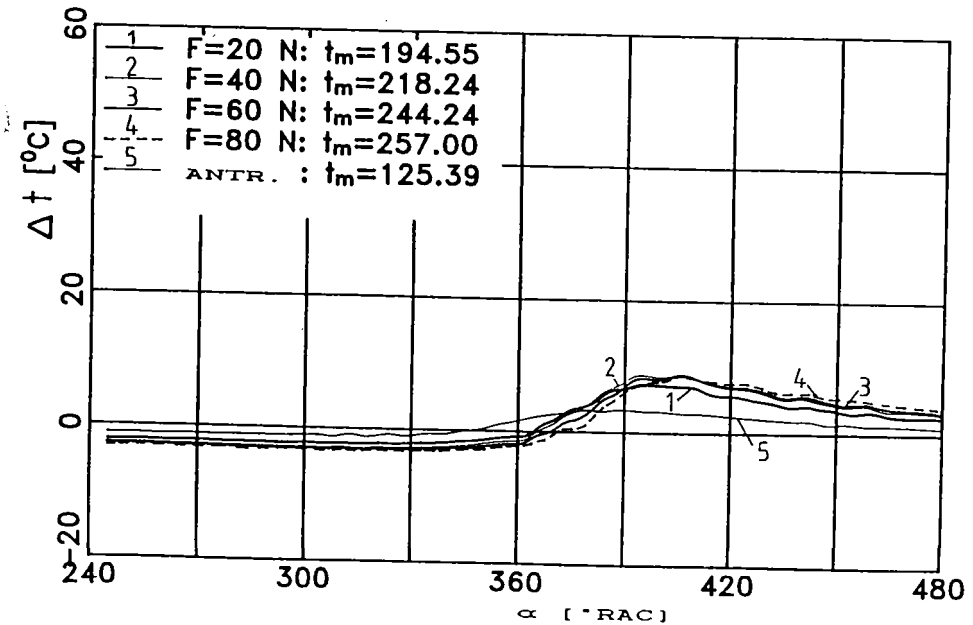


Figura 6.27: Influența sarcinii asupra temperaturilor superficiale; motor aspirat; $n=1500$ rot/min; punctul 5

Urmărind valorile medii de temperatură indicate pe figuri, se observă o creștere a acestora cu sarcina pentru fiecare din cele cinci puncte. Pe de altă parte amplitudinile cele mai mari ale oscilațiilor de temperatură se înregistrează în domeniul sarcinilor parțiale (forță la frână: 40-60 N), fenomen ce s-ar putea datora faptului că la creșterea sarcinii are loc o scădere a coeficientului excesului de aer, ceea ce determină creșterea gradului de fum, iar pe pereții camerei de ardere se depune un strat de calamină. Acest strat are rol izolator și determină în același timp o "amortizare" a oscilațiilor de temperatură ale suprafețelor superficiale.

Pe de altă parte se observă că amplitudinile oscilațiilor de temperatură sunt tot mai mici pe măsură ce ne depărtăm de zona de contact a gazelor de ardere, ce circulă prin canalul de legătură, cu capul pistonului, ajungând ca în punctul 5 valoarea lor să nu depășească 10 °C.

c) Influența turației

Așa cum era de așteptat, la creșterea turației motorului nivelul solicitărilor termice, concretizat prin valorile medii ale temperaturii, crește atât în cazul motorului antrenat (figura 6.28), cât și în cazul motorului cald (figurile 6.29, 6.30, 6.31, 6.32, 6.33).

În mod similar creșterea turației determină și creșterea amplitudinilor oscilațiilor de temperatură, aspect valabil pentru toate punctele de măsură cu excepția punctelor 3 și 5. Dacă în privința punctului 5 se pot explica oscilațiile de amplitudini aproape egale la diferite turații prin poziția sa în afara cūpei din piston, în cazul punctului 3 probabil că acest aspect se datorează condițiilor locale de curgere și schimb de căldură.

6.2.2 Evoluția temperaturii superficiale în canalul de legătură

În canalul de legătură s-au efectuat de asemenea măsurări de temperatură cu ajutorul unui termocuplu montat în apropierea camerei separate de vârtej, așa după cum rezultă din figura 5.10.

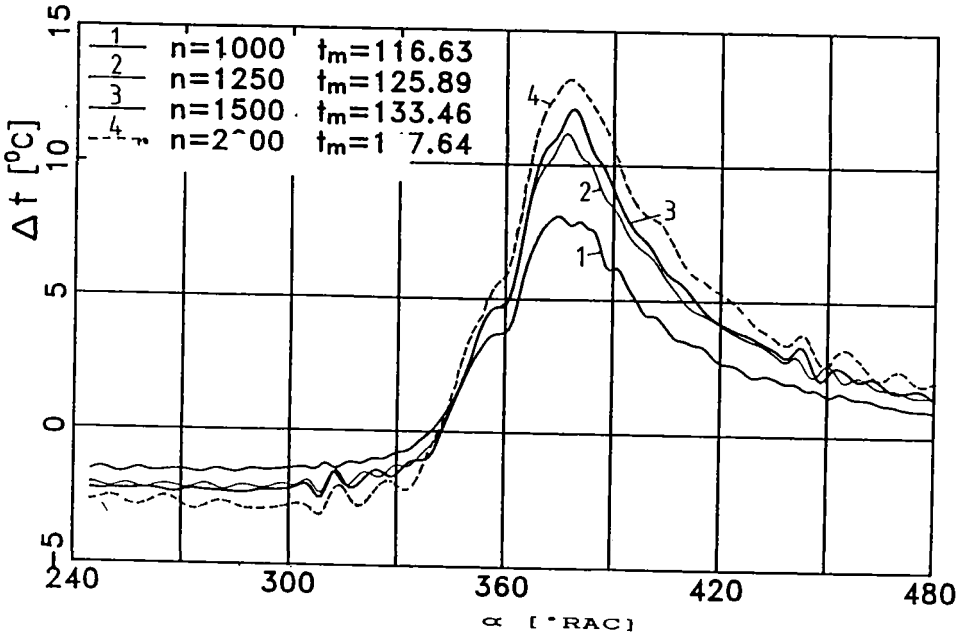


Figura 6.28: Influența turăției asupra temperaturilor superficiale; motor antrenat; n=1500 rot/min; punctul 1

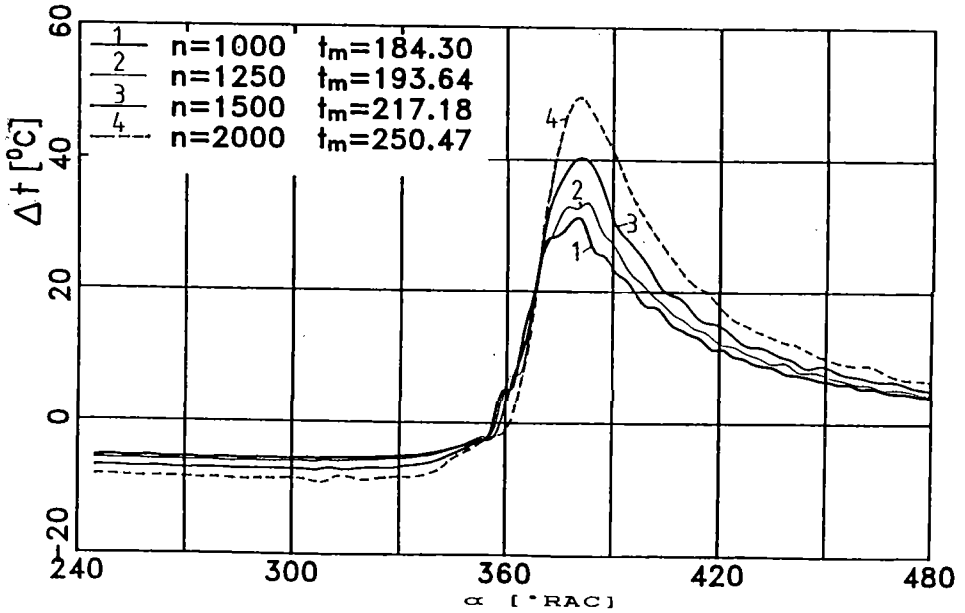


Figura 6.29: Influența turăției asupra temperaturilor superficiale; motor aspirat; $p_e=1,54$ bar; punctul 1

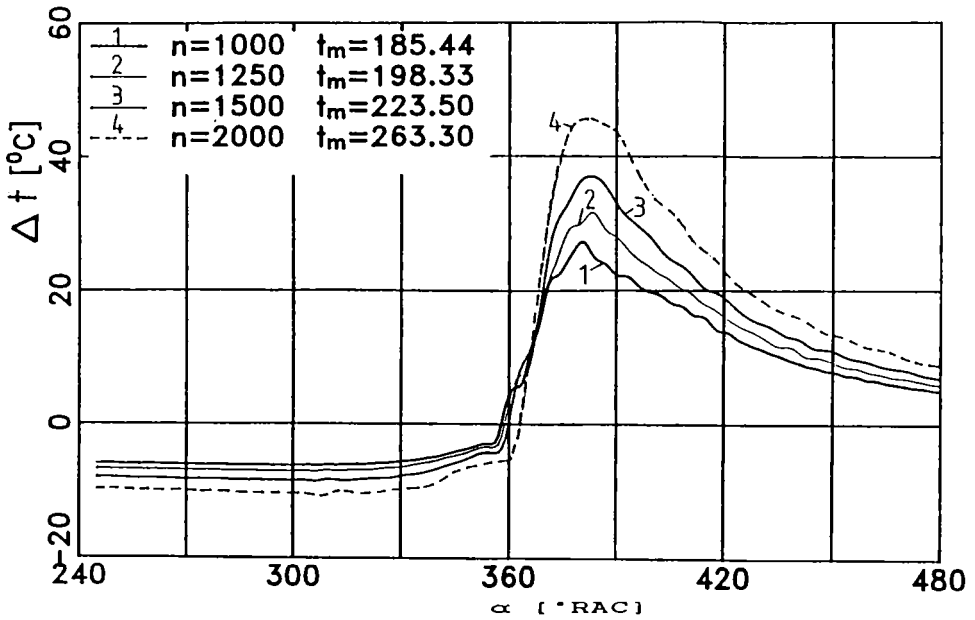


Figura 6.30: Influența turajiei asupra temperaturilor superficiale; motor aspirat; $p_e=1,54$ bar; punctul 2

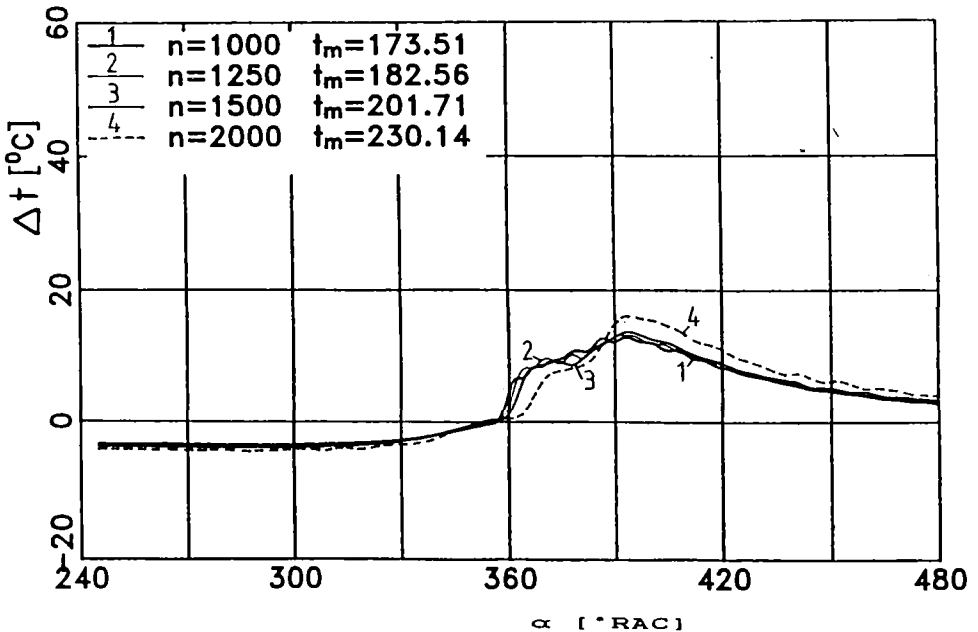


Figura 6.31: Influența turajiei asupra temperaturilor superficiale; motor aspirat; $p_e=1,54$ bar; punctul 3

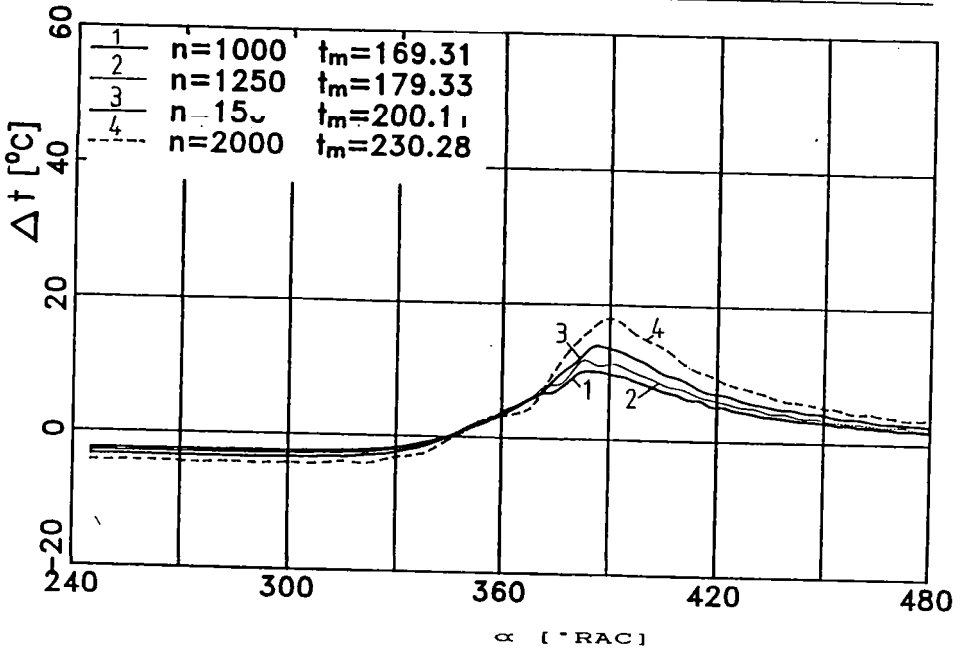


Figura 6.32: Influența turăției asupra temperaturilor superficiale; motor aspirat; p_e=1,54 bar; punctul 4

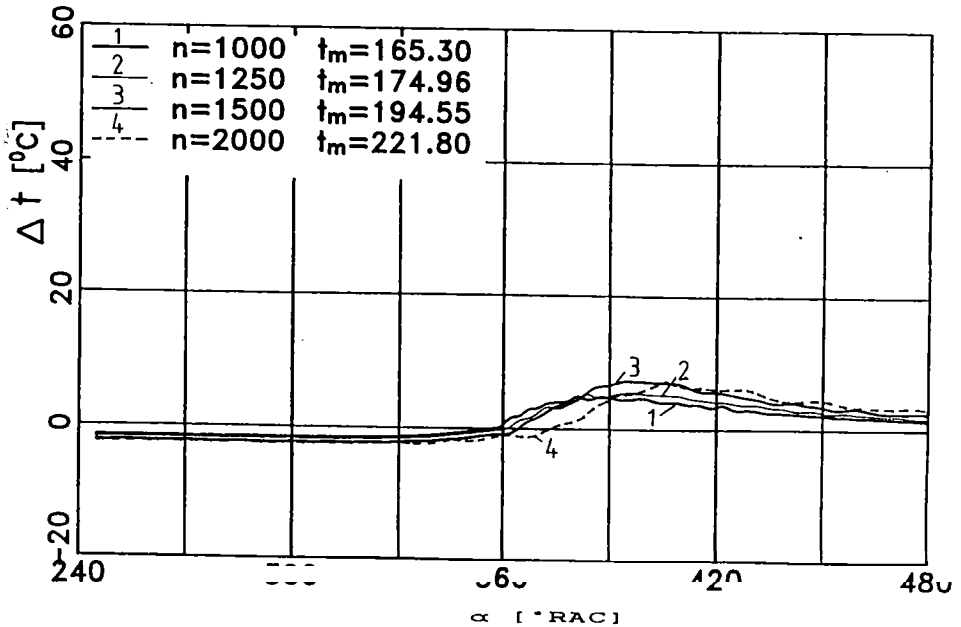


Figura 6.33: Influența turăției asupra temperaturilor superficiale; motor aspirat; p_e=1,54 bar; punctul 5

O parte din rezultatele obținute au fost deja prezentate prin comparație cu temperaturile în diferitele puncte de pe capul pistonului; ca urmare în cele ce urmează nu se va insista decât asupra unor aspecte legate doar de situația din canalul de legătură, urmărindu-se influențele exercitate de parametrii de regim asupra acestor temperaturi.

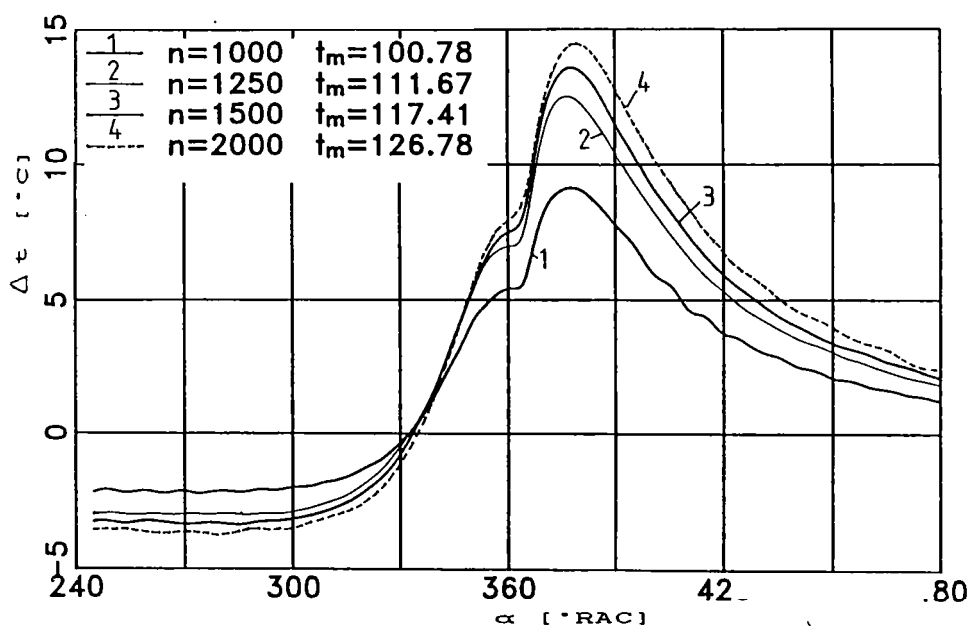


Figura 6.34: Influența turației asupra temperaturii superficiale în canalul de legătură; motor antrenat

Astfel, în figura 6.34 este prezentată evoluția temperaturii pentru un interval de 240°RAC în jurul punctului mort interior, pentru patru regimuri diferite de turație în cazul motorului antrenat. Se observă foarte clar creșterea atât a nivelului mediu de temperatură cât și a amplitudinilor de variație ale acesteia la creșterea turației. Pe de altă parte, urmărind cele patru curbe se observă că ele au o alură asemănătoare. În timpul fazei de comprimare, curgerea gazului are loc dinspre camera principală spre cea separată, ceea ce corespunde unei creșteri a temperaturii. În jurul PMI viteza de curgere scade până la valoarea zero, situație ce se concretizează printr-un maxim al curbelor de temperatură. În continuare are loc schimbarea sensului de curgere a gazelor, ceea ce determină o nouă creștere

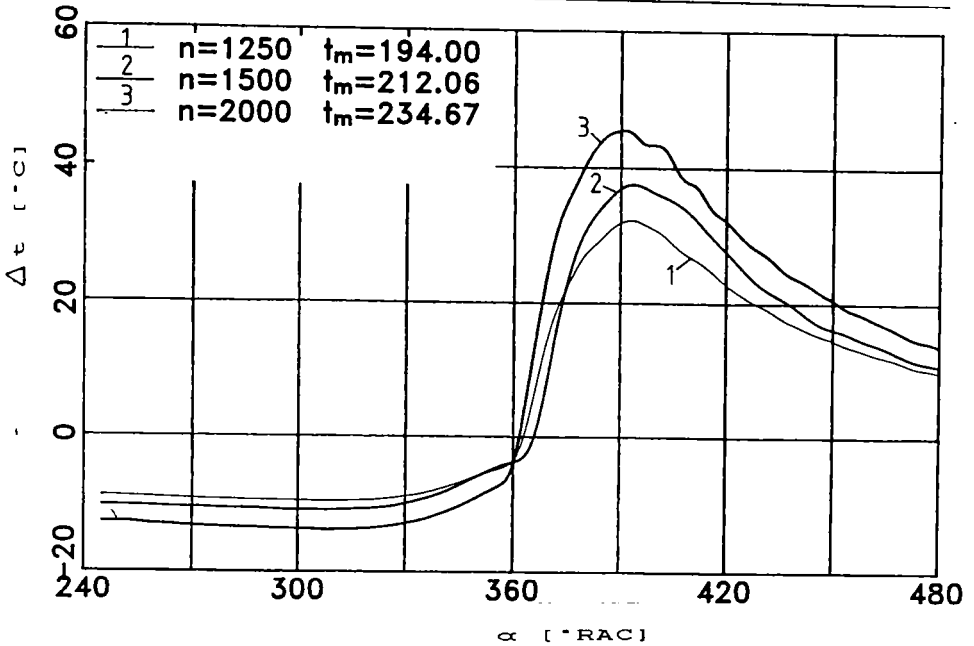


Figura 6.35: Influența turației asupra temperaturii superficiale în canalul de legătură; motor aspirat; sarcină plină

a temperaturii superficiale din canal urmată de o scădere a acestuia în timpul destinderii.

Cel de-al doilea maxim de temperatură, înregistrat pentru toate cele patru regimuri de turație, se poate datora uneia din următoarele cauze: fie temperatura în camera separată este mai mare decât cea din camera principală, lucru explicabil prin condițiile diferite de răcire, fie condițiile de curgere și implicit coeficientul local de convecție în zona punctului de măsură sunt diferite în cele două situații depinzând de sensul curgerii.

În mod similar, în figura 6.35 sunt prezentate curbele de temperatură pentru motorul cald la diferite turații și sarcină plină ($p_e=6,16$ bar). Se observă în primul rând nivelul mai ridicat al temperaturilor medii și mărirea amplitudinilor de oscilație de la 10-15 °C la aproximativ 50 °C. Trebuie remarcat de asemenea momentul de început al creșterii bruște de temperatură care corespunde pentru toate cazurile punctului mort interior. În plus curbele nu mai înregistrează decât un singur maxim la cca. 30°RAC după PMI, maxim datorat de această dată mai ales procesului de ardere și nu atât celui de curgere.

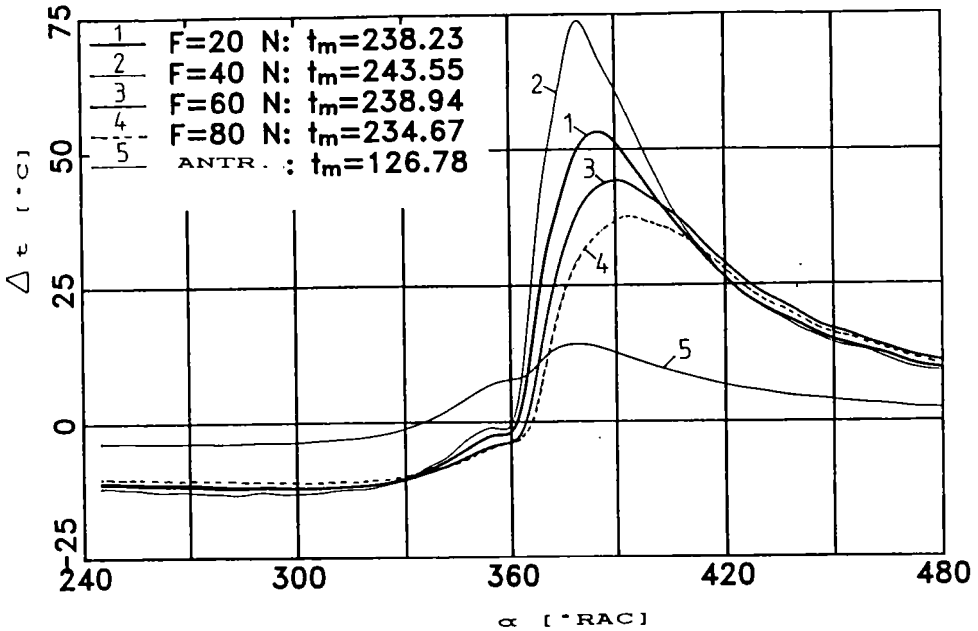


Figura 6.36: Influența sarcinii asupra temperaturilor superficiale în canalul de legătură; motor aspirat; 2000 rot/min

Urmărind acum influența sarcinii asupra evoluției temperaturii superficiale a canalului de legătură, aspect ilustrat în figura 6.36, se pun din nou în evidență amplitudini ale oscilațiilor de temperatură de până la 70 °C pentru o turație de 2000 rot/min. Aceste valori sunt sensibil mai mari decât cele obișnuite în cazul motoarelor diesel cu injecție directă, adică cca 10 °C la sarcini parțiale respectiv 20 °C la sarcină plină [29]. Motivul principal îl constituie viteza foarte ridicată de curgere prin canal care determină valori mari pentru coeficientul de convecție.

De altfel determinările experimentale obținute sunt în concordanță cu cele prezentate de Kamel și Watson în lucrarea [35], care înregistrează amplitudini ale oscilațiilor temperaturii superficiale într-un punct din camera separată de vârtej plasat în imediata apropiere a canalului de legătură de cca 40 °C în cazul unui motor funcționând la sarcină plină cu turația de 1320 rot/min.

Pe de altă parte din figura 6.36 rezultă o influență aparent contradictorie a sarcinii atât asupra nivelului mediu de temperatură cât și asupra amplitudinii sale de oscilație. Astfel

la creșterea sarcinii de la mersul în gol și până la o forță la frână de 40 N ($p_a=3,08$ bar) cele două mărimi cresc, așa cum era și de așteptat. La creșterea în continuare a sarcinii până la o forță la frână de 80 N (sarcină plină), se pune însă în evidență o ușoară scădere a nivelului mediu de temperaturi în canal, dar și a amplitudinilor de oscilație ale acesteia. Acest tip de evoluție se datorează probabil depunerilor de calamină de pe pereți care formează un strat izolator reducând schimbul de căldură la pereți. De altfel asupra acestor aspecte se va insista în paragraful 7.4.

6.2.3 Evoluția temperaturii superficiale în camera separată de vârtej

Măsurarea temperaturii superficiale în camera separată de vârtej s-a realizat în punctele reprezentate schematic în figura 5.10. Urmărind seria de măsurări efectuată pentru cazul motorului antrenat la diferite turații și reprezentată în figurile 6.37, 6.38, 6.39, 6.40 se constată că nivelul cel mai ridicat de temperaturi se înregistrează în punctele 1, 2 și 9, adică în apropierea circumferinței, în zona de comunicare cu canalul de legătură și într-o poziție diametral opusă acesteia, în timp ce temperaturile cele mai scăzute s-au determinat în punctele 5 și 8 adică în apropierea centrului camerei de ardere. De remarcat că valorile maxime de temperatură se înregistrează pentru toate punctele la cca. $1-7^\circ\text{RAC}$ după PMI. Acest aspect al câmpului de temperaturi se datorează probabil regimului de curgere a gazului cu viteze mai ridicate pe circumferința camerei și fenomenului de frecare la pereți.

Pe de altă parte urmărind influența turației asupra nivelului mediu de temperaturi în peretele lateral al camerei separate pentru cazul motorului antrenat, se constată o creștere a acestui nivel de temperaturi pentru toate punctele de măsură.

Situația este însă sensibil diferită pentru cazul ciclurilor cu aprindere, cum este cel prezentat în figura 6.41 pentru sarcină plină la o turație de 2000 rot/min, când valorile cele mai ridicate ale temperaturii medii se obțin în zona centrală a camerei separate (punctele 5 și 8) tocmai datorită procesului de

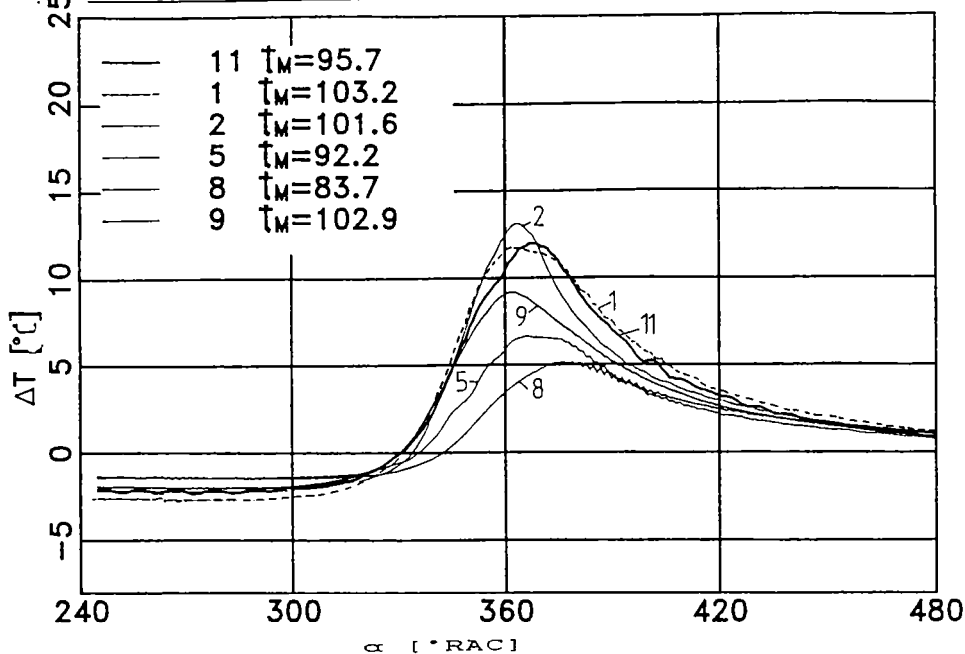


Figura 6.37: Temperaturi superficiale în diferite puncte ale camerei de turbionare; motor antrenat; $n=1000$ rot/min

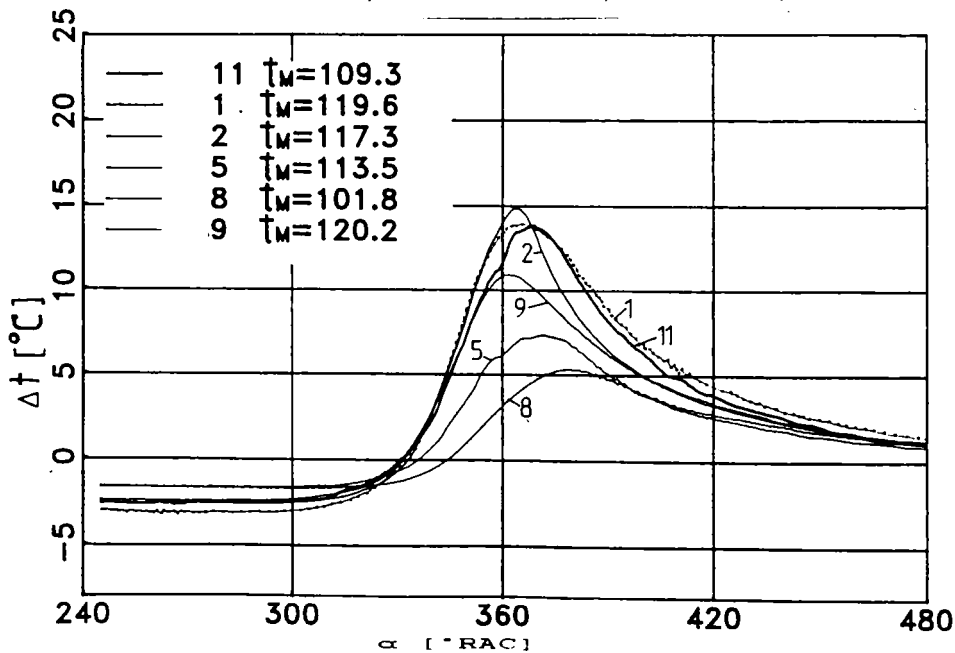


Figura 6.38: Temperaturi superficiale în diferite puncte ale camerei de turbionare; motor antrenat; $n=1250$ rot/min

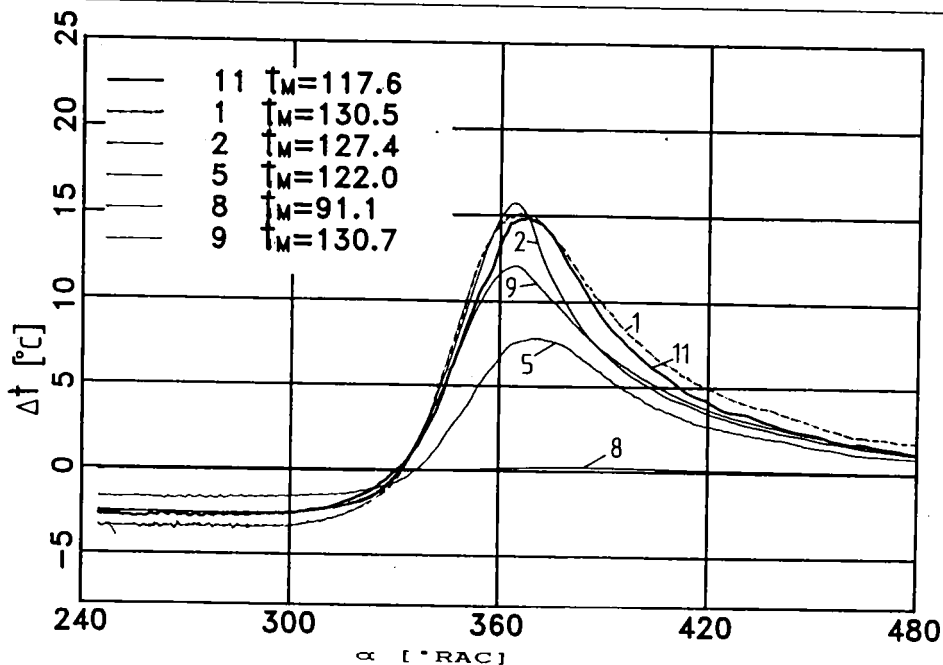


Figura 6.39: Temperaturi superficiale în diferite puncte ale camerei de turbionare; motor antrenat; $n=1500$ rot/min

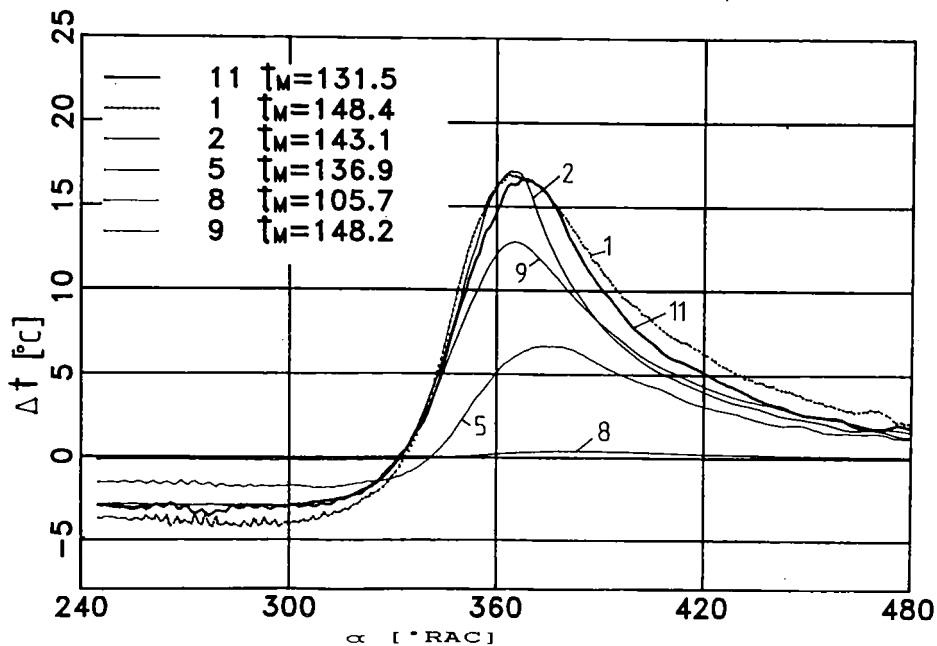


Figura 6.40: Temperaturi superficiale în diferite puncte ale camerei de turbionare; motor antrenat; $n=2000$ rot/min

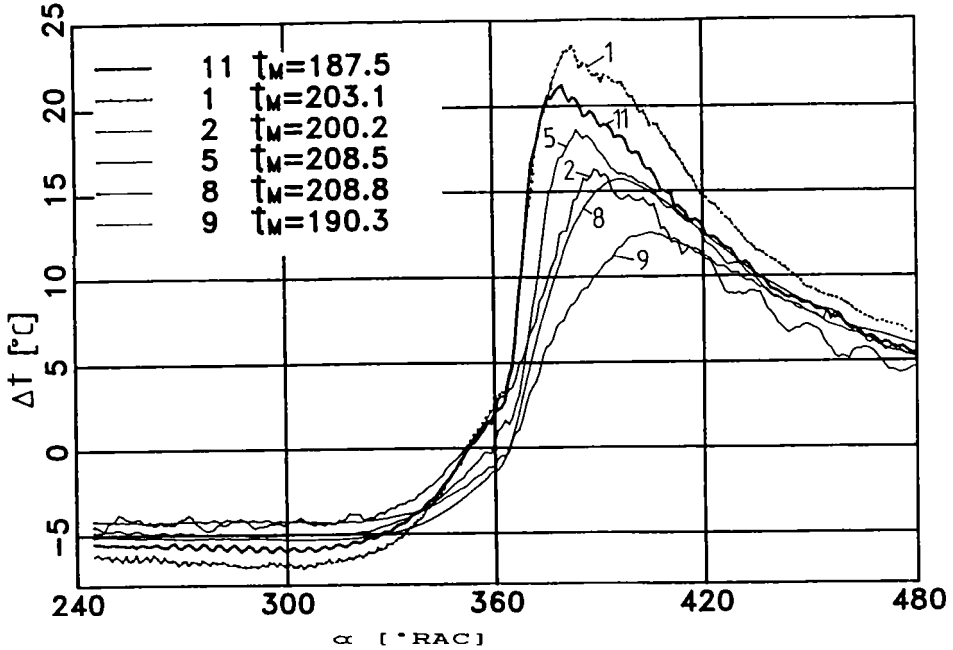


Figura 6.41: Temperatur superficială în camera de turbionare; motor aspirat; $n=2000$ rot/min; sarcină plină

ardere ce are loc în această cameră. În această situație și oscilațiile temperaturii în jurul valorii medii sunt mult mai severe, atingând amplitudini de cca. 20-25 °C, iar punctele de maximum se înregistrează cu o întârziere mai mare, de cca. 15-30°RAC după PMI.

Rezultate similare din punct de vedere calitativ se înregistrează și pentru motorul supraalimentat cu o suprapresiune de 0,4 bar asigurată de o suflantă electrică, așa după cum rezultă din figurile 6.42, 6.43, 6.44, 6.45, 6.46, 6.47, în care s-a reprezentat pentru comparație, pe lângă temperaturile în diferitele puncte ale peretelui camerei separate, și temperatura superficială înregistrată în canalul de legătură, pentru mai multe regimuri de sarcină la aceeași turație de 1500 rot/min. Dacă pentru motorul antrenat în canalul de legătură se înregistrează o temperatură superficială inferioară celei din cameră, situația se inversează pentru cazul ciclurilor cu aprindere când, datorită curgerii gazelor de ardere prin acest canal temperatura sa superficială o depășește pe cea a pereților camerei de ardere. Pe de altă parte se evidențiază foarte clar o

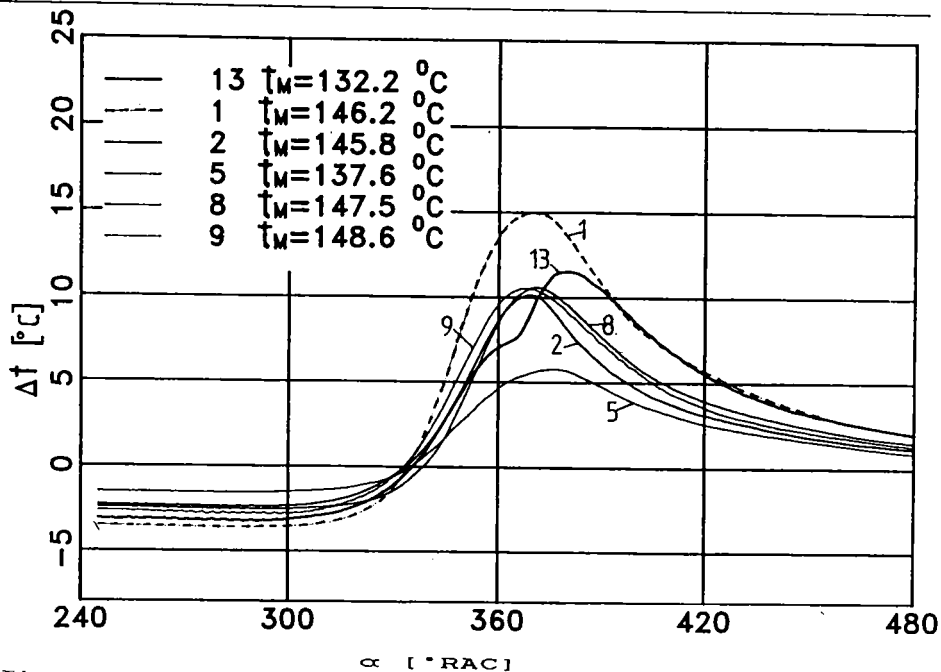


Figura 6.42: Temperaturi superficiale în camera de turbionare; motor antrenat; $n=1500$ rot/min; $p=0,4$ bar

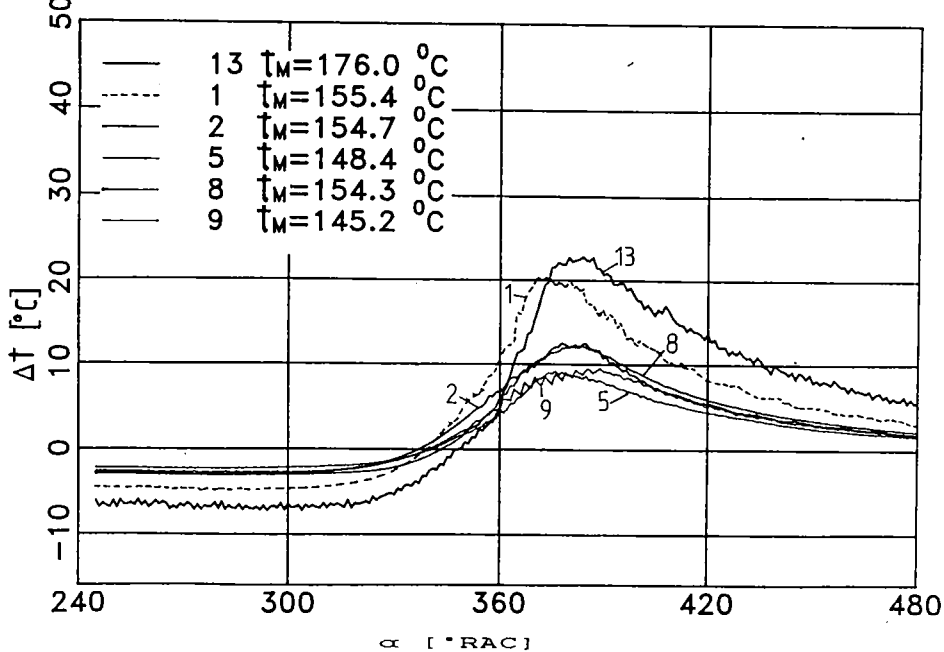


Figura 6.43: Temperaturi superficiale în camera de turbionare; motor supraalimentat; $n=1500$ rot/min; mers în gol

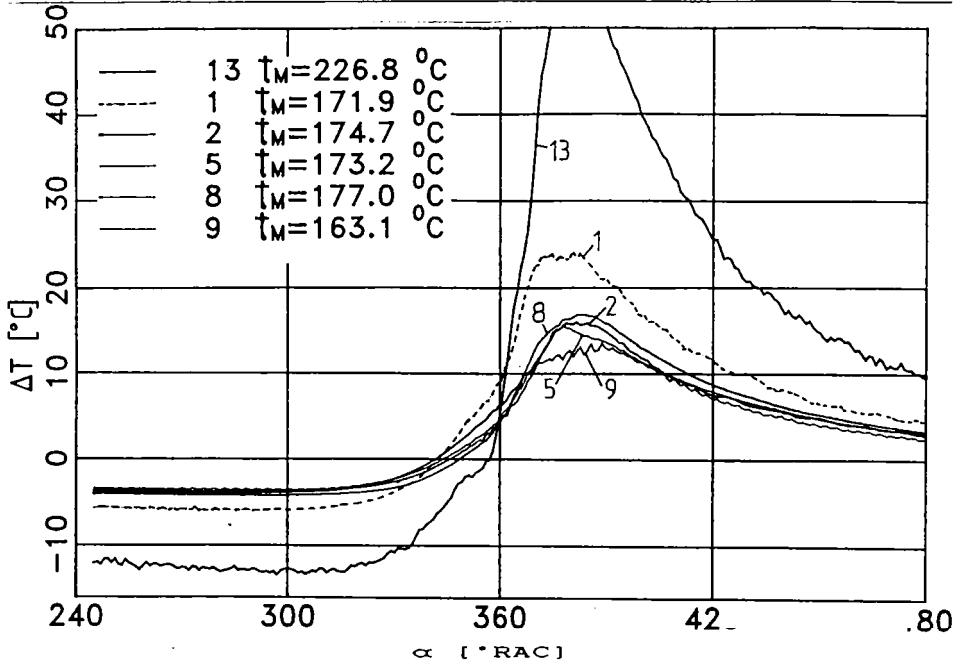


Figura 6.44: Temperaturi superficiale în camera de turbionare; motor supraalimentat; $n=1500$ rot/min; $p_e=2,3$ bar

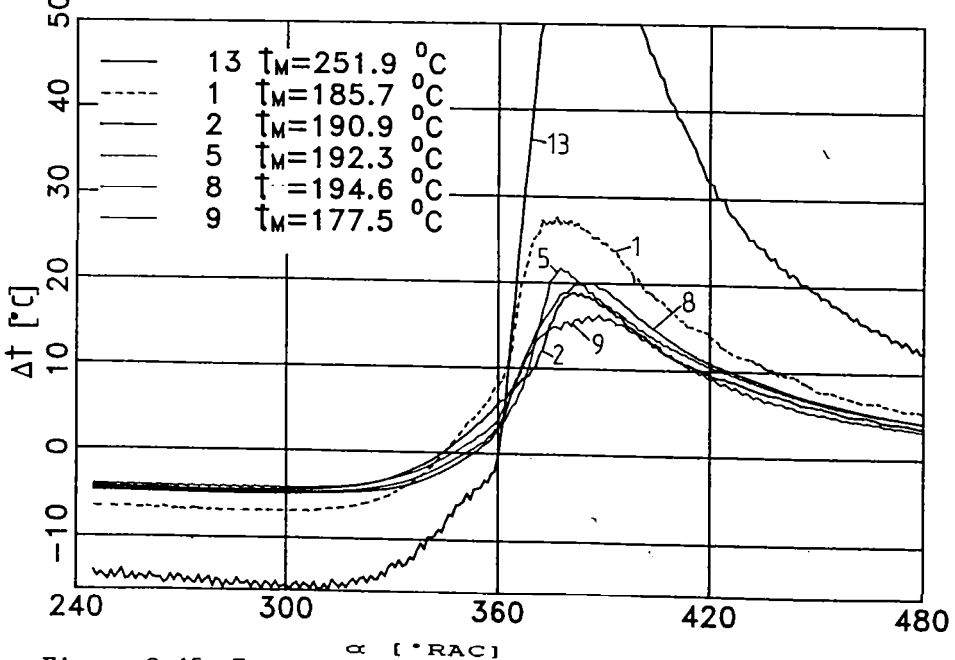


Figura 6.45: Temperaturi superficiale în camera de turbionare; motor supraalimentat; $n=1500$ rot/min; $p_e=4,6$ bar

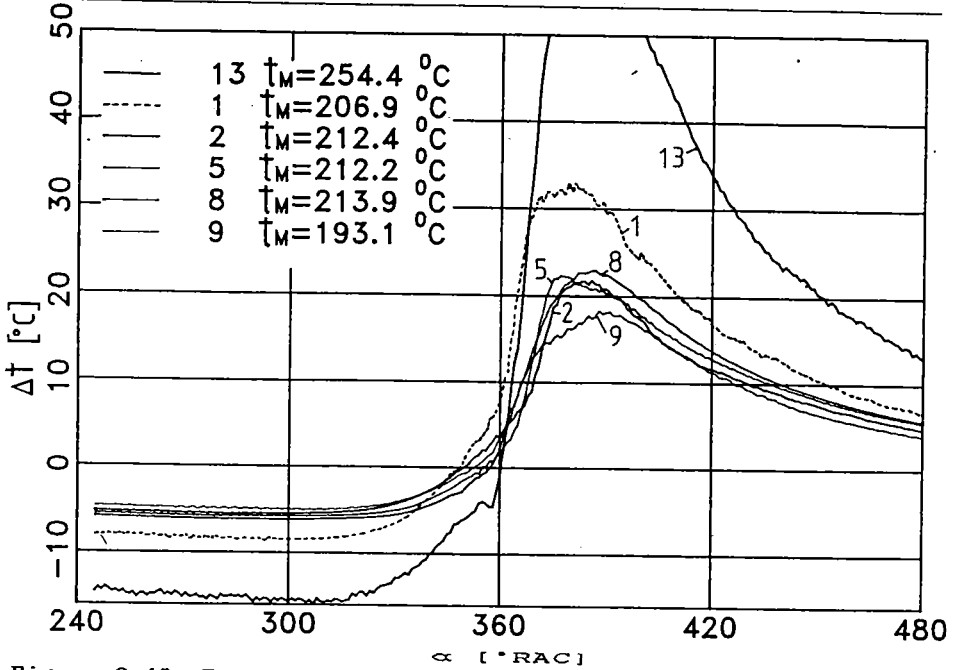


Figura 6.46: Temperaturi superficiale în camera de turbionare; motor supraalimentat; $n=1500$ rot/min; $p_e=6,9$ bar

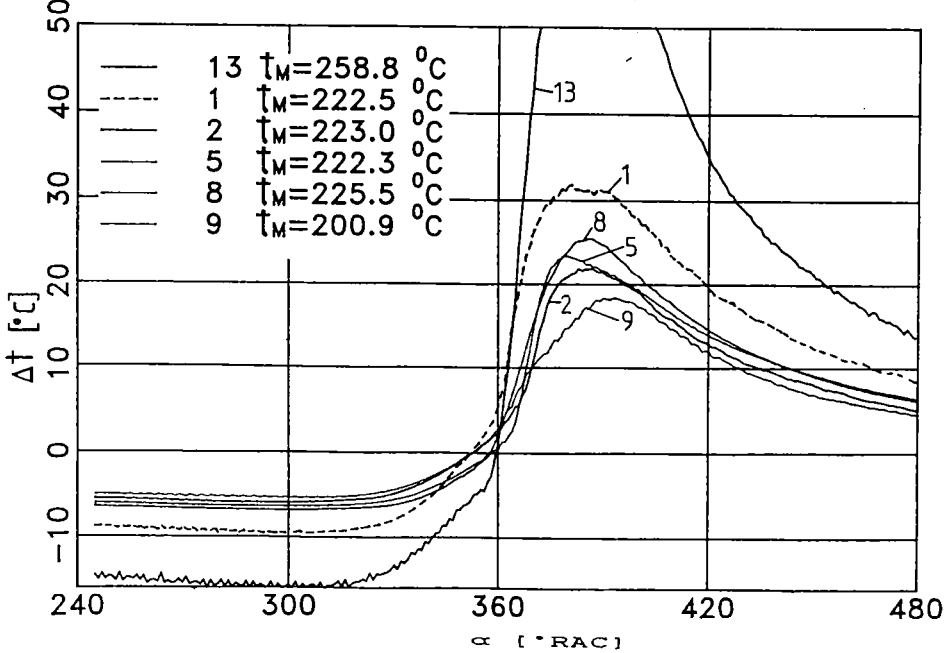


Figura 6.47: Temperaturi superficiale în camera de turbionare; motor supraalimentat; $n=1500$ rot/min; $p_e=9,2$ bar

creștere a regimului termic în camera separată de vârtej în cazul motorului supraalimentat față de cel al motorului aspirat, aspect vizibil chiar și în cazul motorului antrenat când, pentru aceeași turație se înregistrează creșteri de cca 15% .

6.3 Analiza fluxurilor de căldură schimbate la pereți

Având în vedere existența a trei circuite de răcire diferite ale motorului este relativ ușor să se realizeze bilanțul termic al motorului. Ca urmare pe baza măsurării debitului și a diferenței de temperatură în aceste circuite se pot calcula fluxurile de căldură transmise prin părțile componente ale motorului.

Astfel au putut fi determinate separat fluxurile de căldură transmise prin cămașa cilindrului, prin chiulasă, respectiv prin camera separată de vârtej. În figura 6.48 sunt reprezentate fluxurile de căldură transmise prin pereții camerei separate de vârtej în cazul motorului aspirat (a), respectiv supraalimentat (b). Bineînțeles fluxurile de căldură schimbate în cazul motorului supraalimentat sunt mai mari decât cele pentru motorul antrenat datorită presiunilor și temperaturilor mai ridicate pe ciclu. De asemenea se constată o intensificare a schimbului de căldură atât la creșterea sarcinii cât și la creșterea turației.

Aspecte similare prezintă și diagramele trasate pentru cilindru respectiv chiulasă (figurile 6.49 a,b respectiv 6.50 a,b) reprezentate de asemenea pentru ambele variante ale motorului: a - aspirat; b - supraalimentat.

Comparând toate cele trei figuri se observă o modificare cu sarcina a procentului din fluxul total de căldură transmis prin camera separată de vârtej. Astfel, dacă la sarcini mici prin această cameră se transmite un procent de aproximativ 45% din fluxul total de căldură în cazul motorului aspirat, la sarcini mari, acest procent devine cca. 30%. Acest fenomen se explică prin faptul că la sarcini mici în camera separată se arde un procent mai mare din cantitatea totală de combustibil față de cazul sarcinilor mari.

În cazul motorului supraalimentat valorile procentuale sunt diferite dar se păstrează aceeași tendință. Astfel la sarcini mici cca. 30% din fluxul total de căldură preluat de lichidul de răcire este transmis prin pereții camerei separate, această

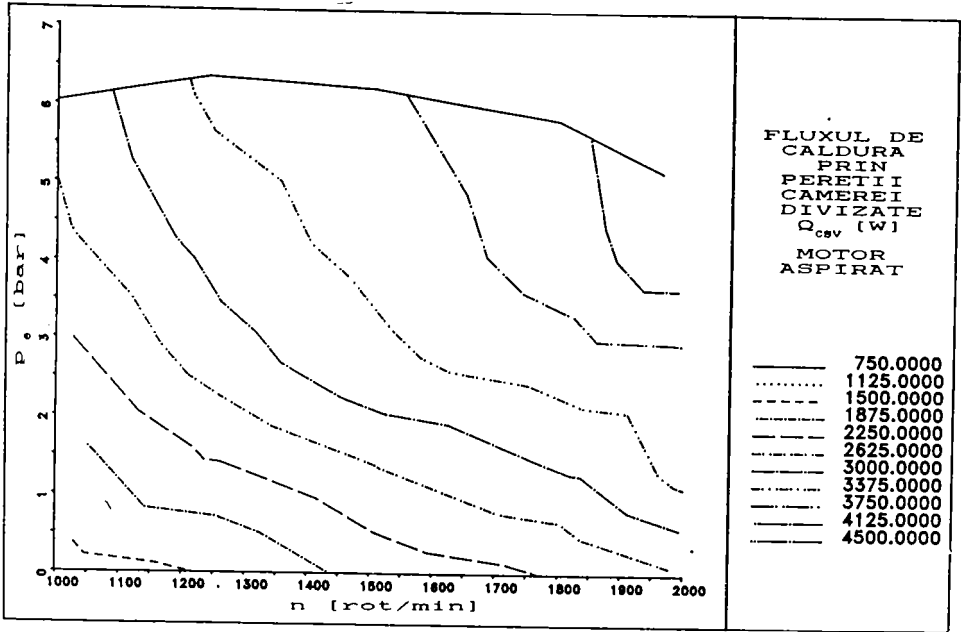


Figura 6.48 a

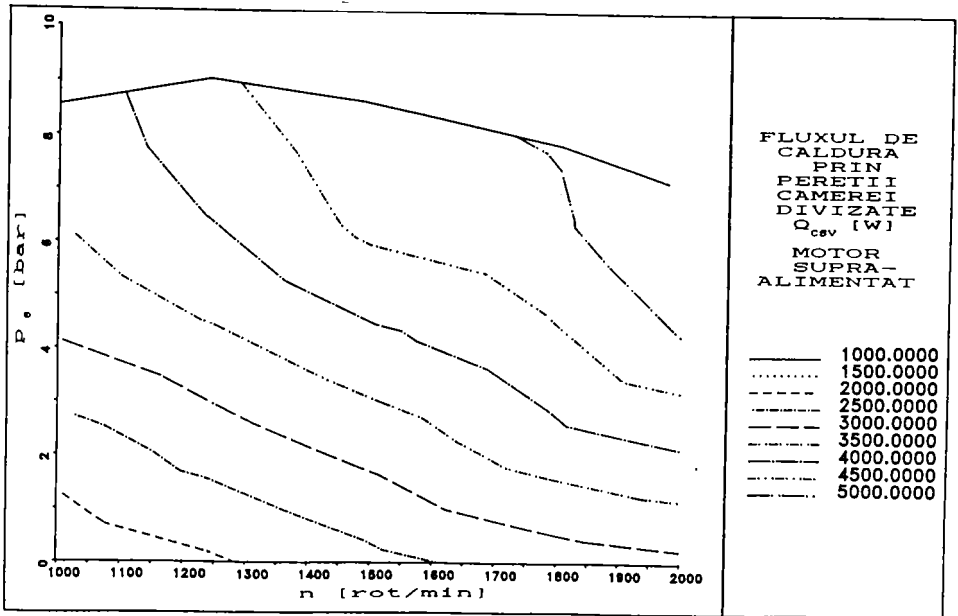


Figura 6.48 b

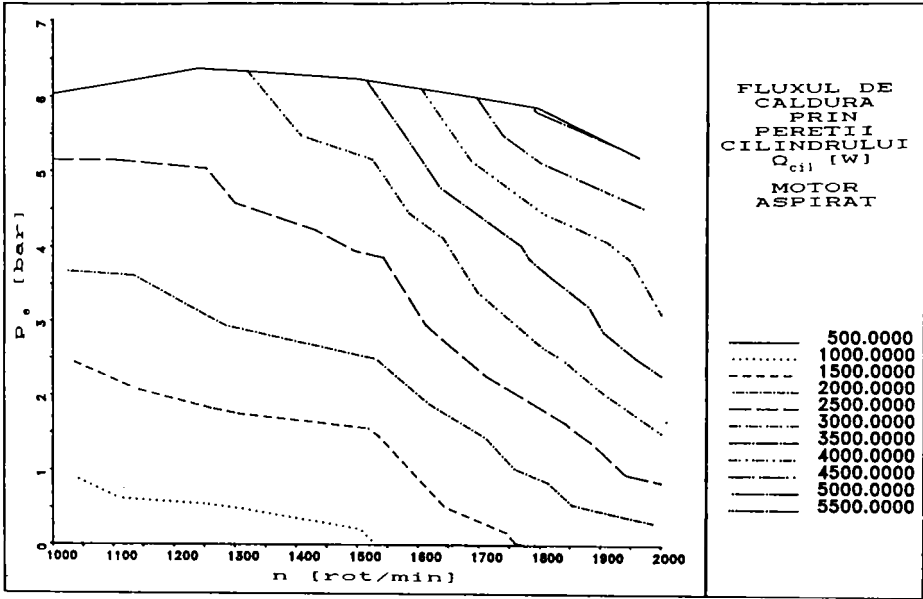


Figura 6.49 a

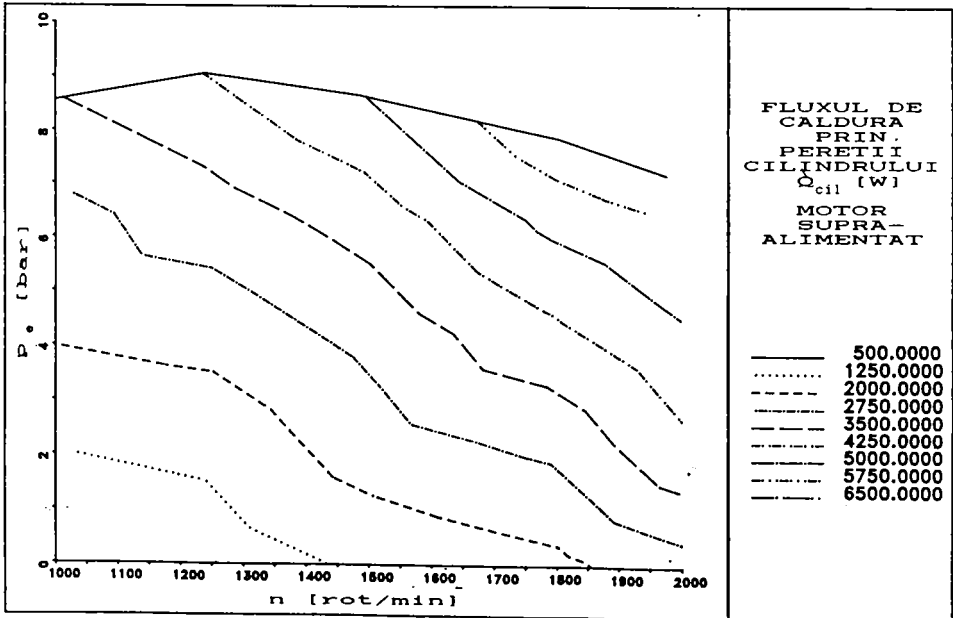


Figura 6.49 b

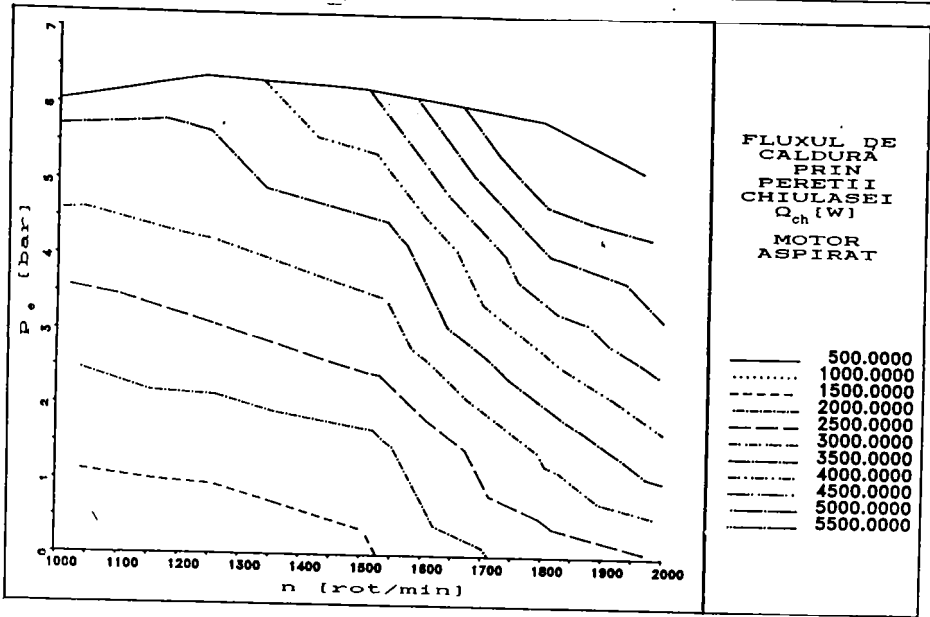


Figura 6.50 a

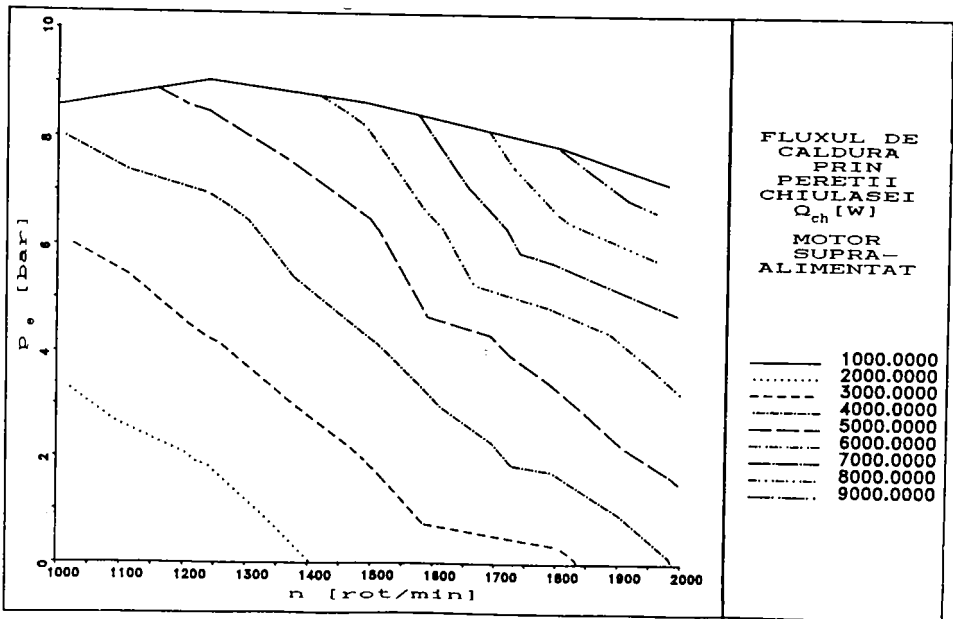


Figura 6.50 b

valoare scăzând la cca. 20-22% pentru sarcinile mari. Se constată de asemenea o reducere procentuală a fluxului de căldură transmis prin camera separată în cazul motorului supraalimentat față de cel al motorului aspirat, ceea ce demonstrează faptul că la motorul supraalimentat centrul de greutate al procesului de ardere se transferă în mai mare măsură dinspre camera separată înspre cilindru.

6.4 Evoluția unor parametri tehnico-funcționali de sinteză

În continuare se vor reprezenta sub forma unor curbe izoparametrice în coordonate (p_e, n) valorile determinate experimental pentru o serie de parametri tehnico-funcționali considerați mai importanți, putându-se astfel urmări influența turației și sarcinii asupra acestora. În plus pentru fiecare din parametri se vor prezenta comparativ câte două diagrame pentru cazul motorului aspirat (figurile notate cu "a"), respectiv supraalimentat cu o presiune relativă de 0,4 bar asigurată de o suflantă antrenată electric (figurile notate cu "b").

1. Consumul orar C_h . În figurile 6.51 a și b sunt prezentate curbele de consum orar de combustibil pentru cele două variante de motor (aspirat, respectiv supraalimentat). Rezultă foarte clar tendința de creștere a consumului orar la creșterea turației, în condițiile păstrării constante a sarcinii. De asemenea este de remarcat că, la același regim de sarcină și turație, în cazul motorului supraalimentat, consumul orar este cu cca. 10-15% mai redus decât în cazul motorului aspirat, fapt datorat supraalimentării exterioare a motorului cu o suflantă acționată electric. Bineînțeles trebuie subliniată aici creșterea evidentă de putere ce se obține prin supraalimentarea motorului care este pusă în evidență în toate figurile din acest paragraf, și care este de cca 30%.

2. Consumul specific efectiv de combustibil c_e . Curbele de izoconsum reprezentate în figurile 6.52 a, b prezintă o alură obișnuită pentru motoarele diesel cu cameră divizată, la care se înregistrează în mod uzual valori mai ridicate ale acestui

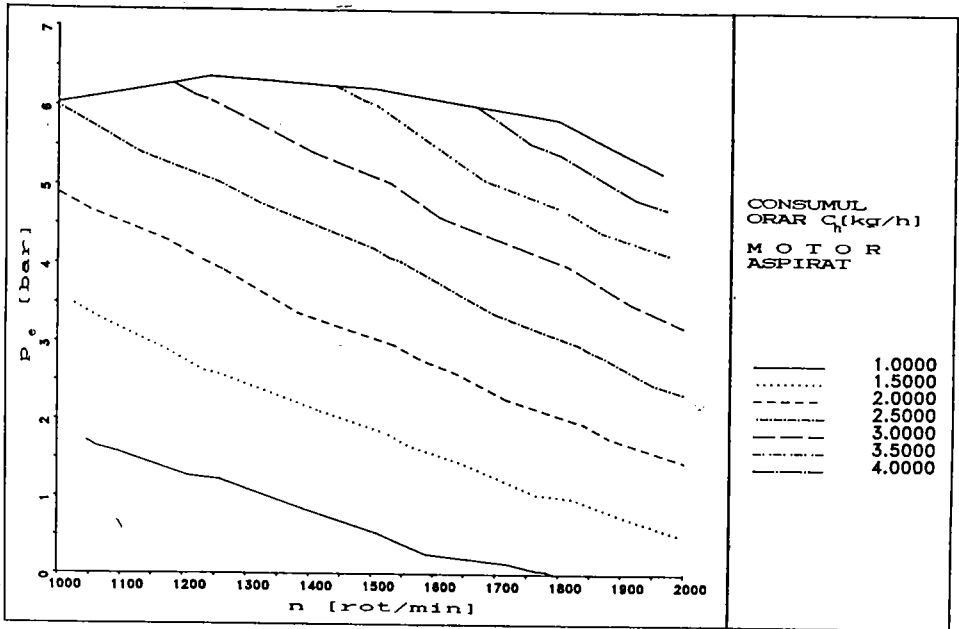


Figura 6.51 a

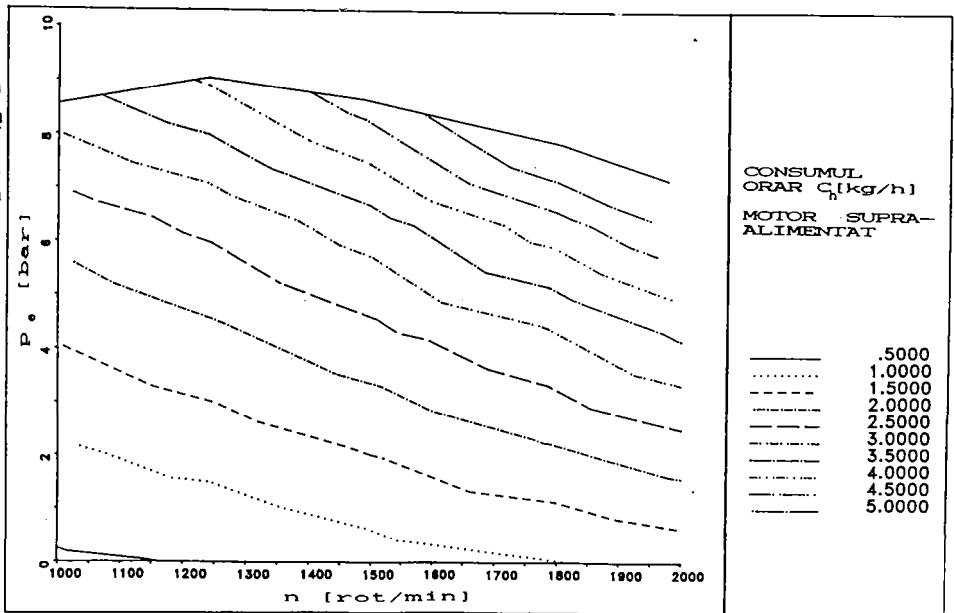


Figura 6.51 b

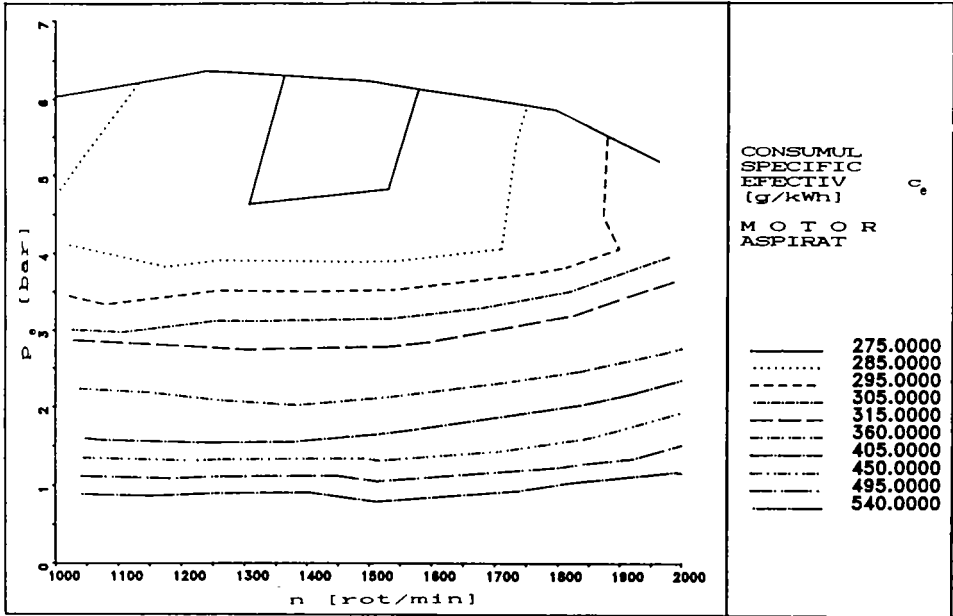


Figura 6.52 a

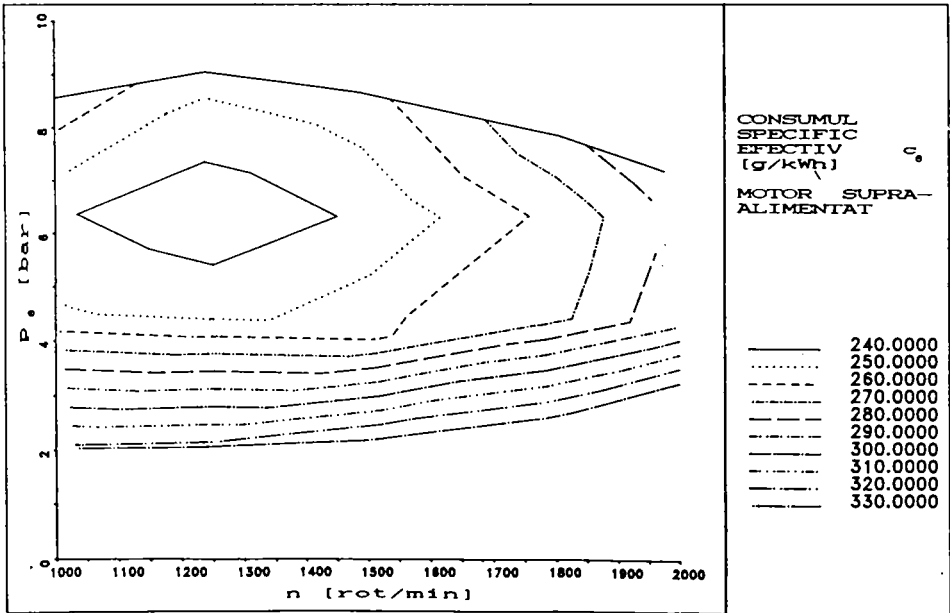


Figura 6.52 b

parametru față de motoarele cu injecție directă datorită în primul rând prelungirii duratei arderii [74]. Ca o consecință a influențelor exercitate prin supraalimentare asupra consumului orar și a puterii efective, se obține o reducere a consumului specific efectiv la motorul supraalimentat față de cel aspirat.

3. Cantitatea respectiv volumul de combustibil introduse în cilindru pe ciclu m_c [g/ciclu], V_c [mm³/ciclu] sunt prezentate în figurile 6.53 a,b respectiv 6.54 a,b. Cele două categorii de curbe prezintă evoluții cvasiconstante în întreg domeniul de turații, cu o ușoară cădere în domeniul turațiilor ridicate unde păstrându-se constant volumul de combustibil injectat apare tendința de micșorare a puterii, respectiv a presiunii medii efective.

4. Coeficientul excesului de aer λ (figurile 6.55 a,b). Din analiza curbelor prezentate rezultă o scădere a coeficientului excesului de aer, respectiv o îmbogățire a amestecului la creșterea sarcinii, fenomen ce se datorează modalității calitative de realizare a reglajului la motoarele diesel.

În schimb influența turației asupra acestui parametru este extrem de redusă, curbele fiind cvasiconstante. Doar în domeniul turațiilor ridicate se constată o scădere ușoară a coeficientului excesului de aer datorită faptului că mișcările din cilindru devin nefavorabile. În plus se remarcă faptul că în cazul amestecurilor bogate (valori mici pentru λ) presiunea medie efectivă maximă se obține la valori scăzute ale turației. Există de asemenea o tendință de translatare a maximumurilor curbelor spre domeniul turațiilor ridicate pe măsură ce amestecurile devin din ce în ce mai sărace (λ crește). Același tip de influențe poate fi înregistrat și pentru motorul supraalimentat.

5. Cantitatea de aer introdusă în motor m_a , este reprezentată în figurile 6.56 a,b pentru un ciclu [g/ciclu], respectiv în figurile 6.57 a,b sub forma unei cantități orare [kg/h]. Bineînțeles prin supraalimentare crește semnificativ (până la 40%) cantitatea de aer introdusă în cilindru ceea ce determină de altfel îmbunătățirea performanțelor motorului. Este de remarcat în acest caz menținerea constantă a cantității de aer introduse orar în motor, lucru de altfel absolut normal pentru motoarele diesel la care avem de-a face cu un reglaj calitativ al

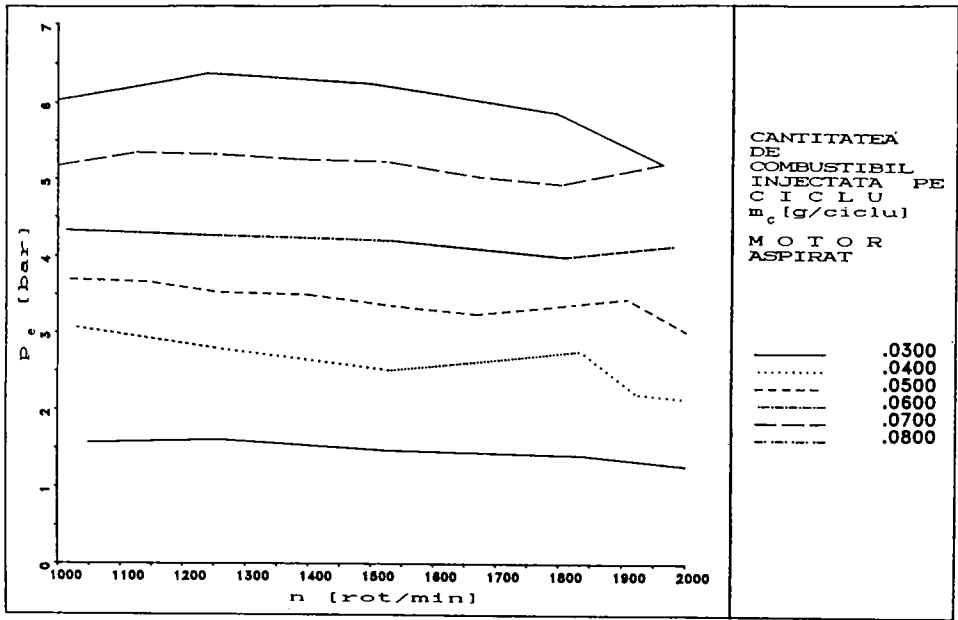


Figura 6.53 a

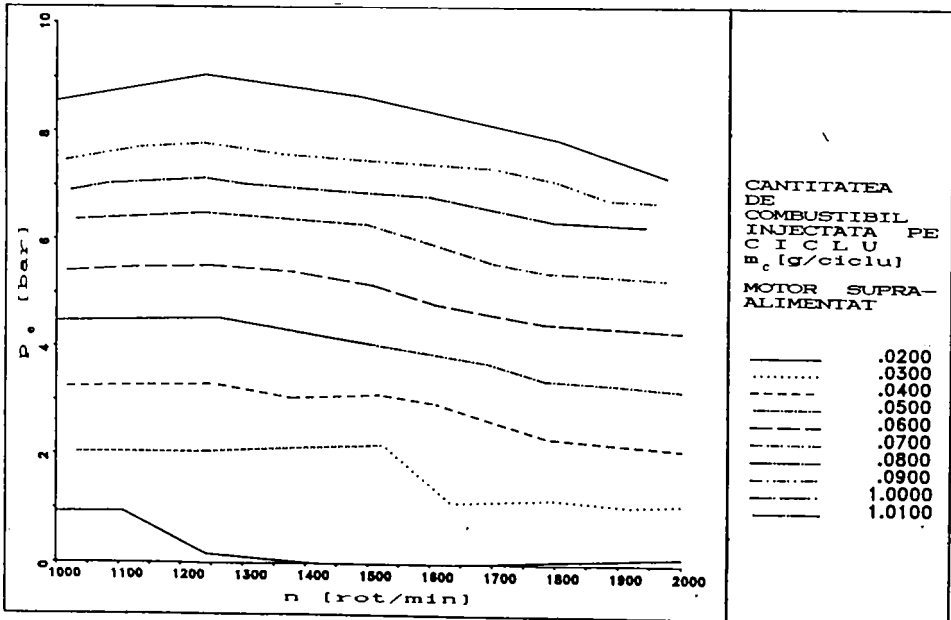


Figura 6.53 b

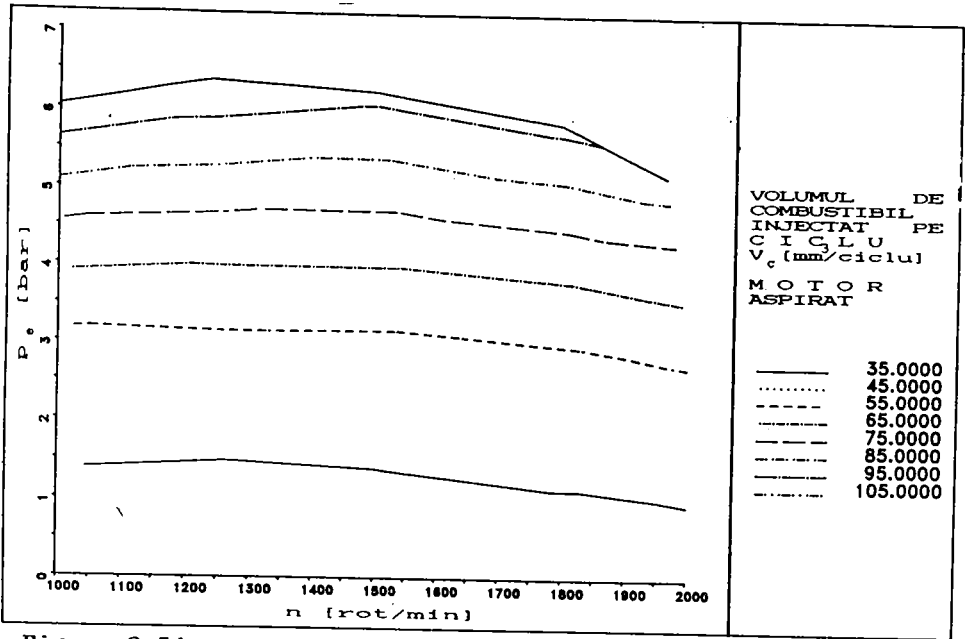


Figura 6.54 a

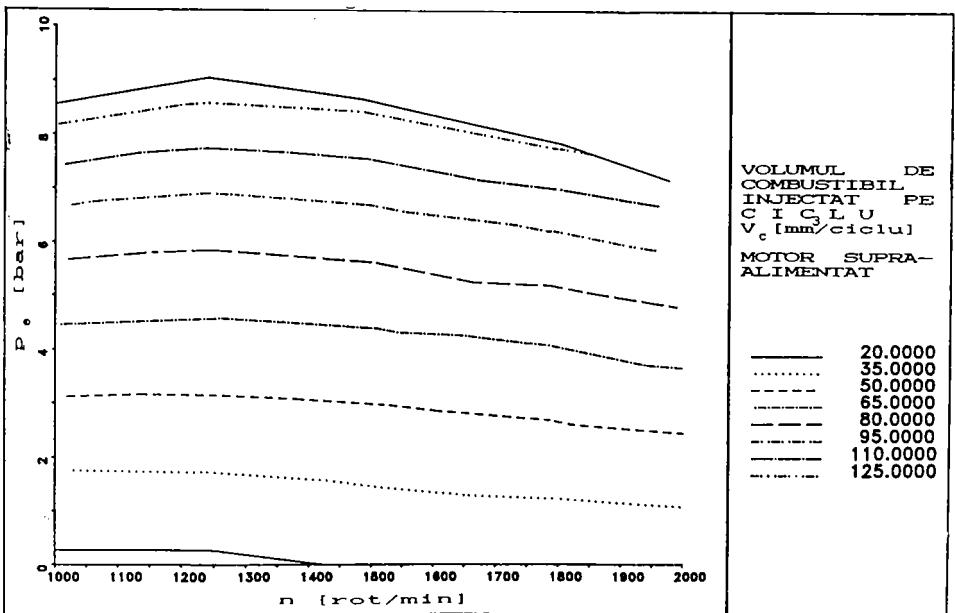


Figura 6.54 b

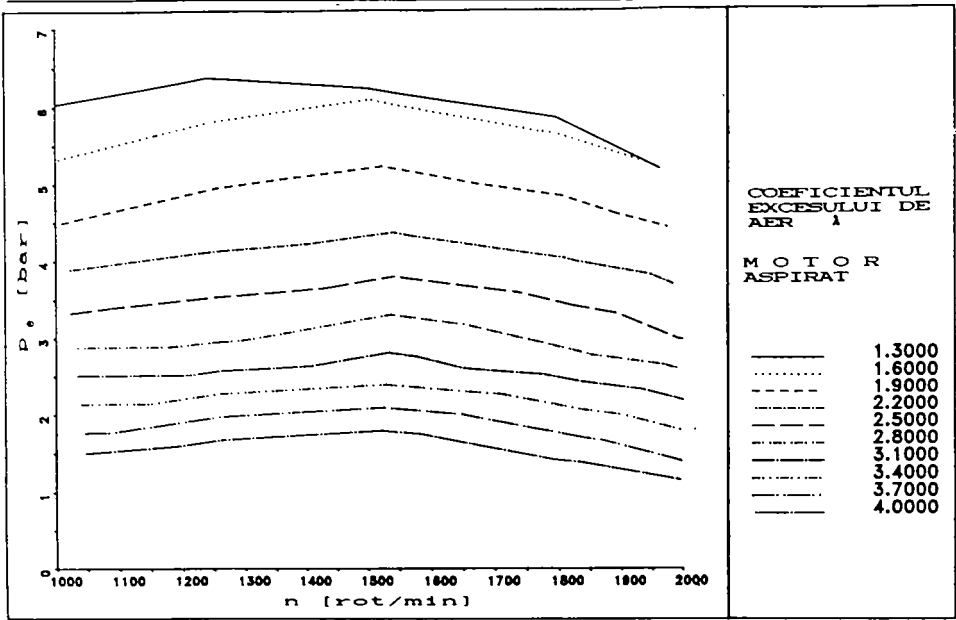


Figura 6.55 a

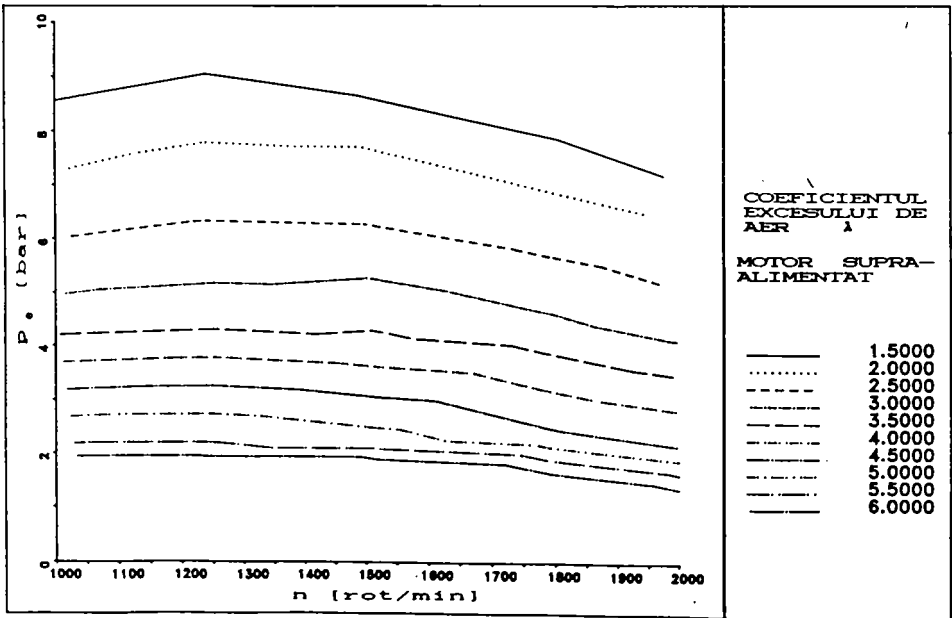


Figura 6.55 b

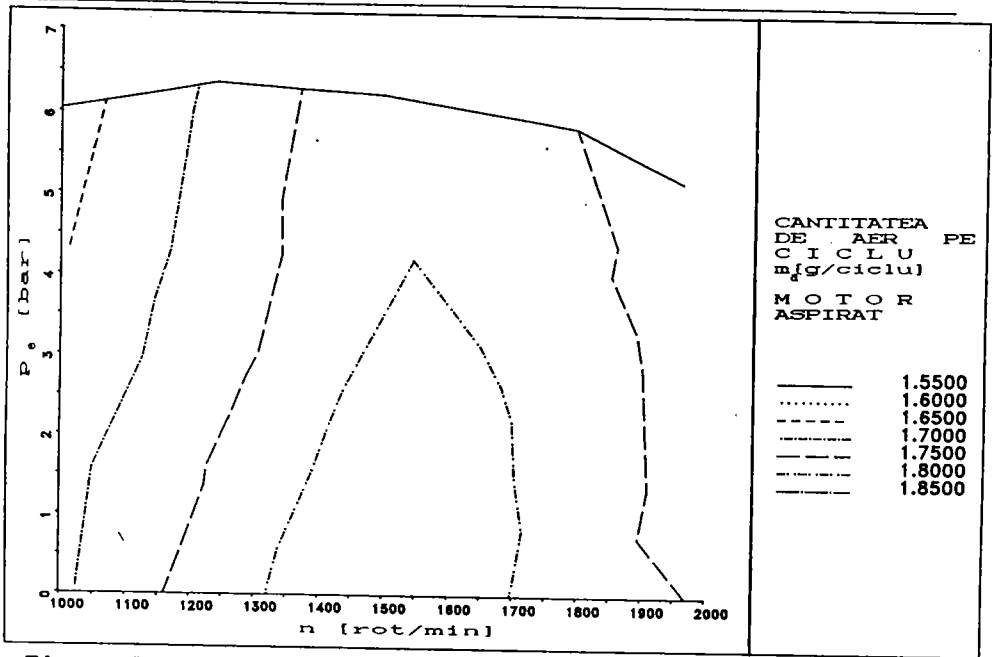


Figura 6.56 a

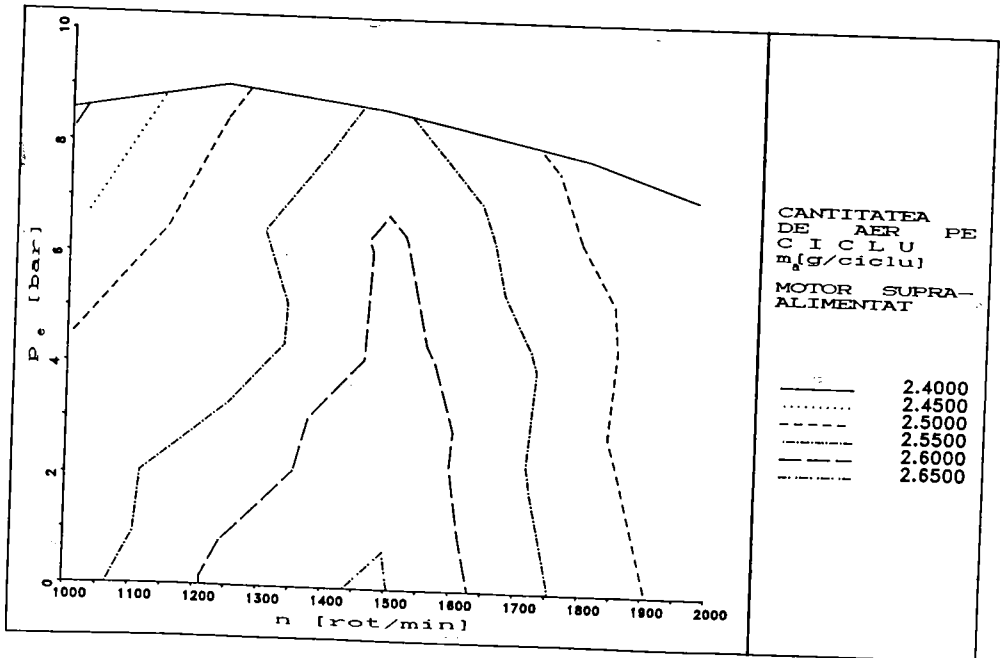


Figura 6.56 b

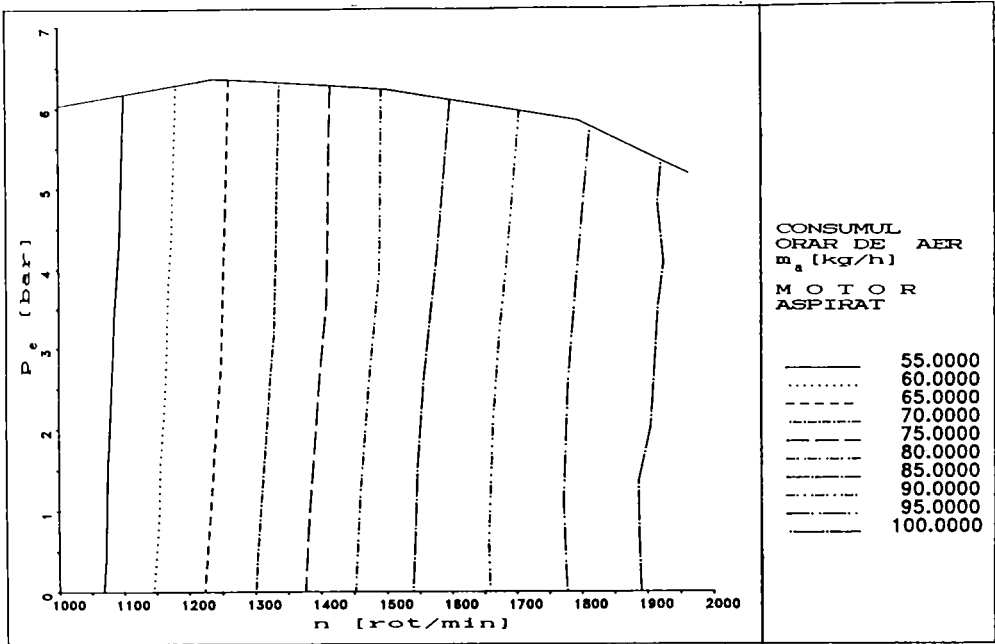


Figura 6.57 a

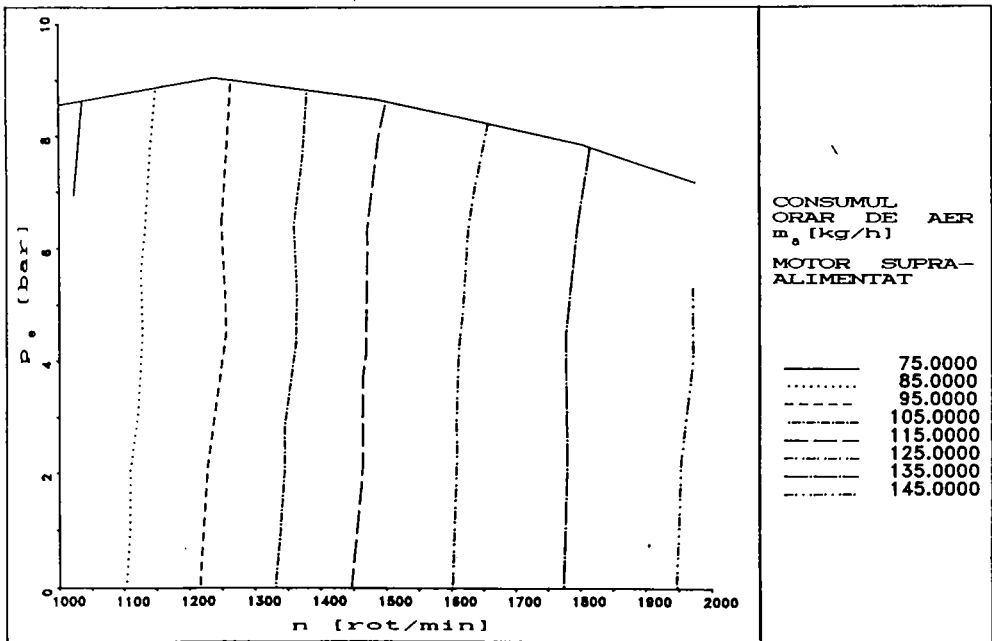


Figura 6.57 b

amestecului, bazat pe modificarea cantității de combustibil introduse în motor la modificarea sarcinii. Acest aspect este evidențiat de altfel și de figurile 6.51 care prezintă evoluția consumului orar de combustibil. Pe de altă parte se constată o creștere semnificativă a cantității de aer introduse orar în motor la creșterea turației.

6. Gradul de umplere η_v este reprezentat în figurile 6.58 a,b. Diagramele prezintă un aspect identic cu cele ale cantității de aer aspirate pe ciclu, lucru de altfel absolut firesc ținând cont că între cele două mărimi există o relație de proporționalitate directă și că nu s-a evidențiat la măsurări cantitatea de fluid proaspăt pierdută în baleiaj.

7. Indicele Bosch IBch, s-a determinat experimental pentru diferite regimuri de funcționare prin prelevarea unui volum de gaz din conducta de evacuare a motorului. Trebuie precizat că unui indice Bosch egal cu 5 îi corespunde un conținut de funingine în gazele eșapate de aproximativ 0,4 mg/l.

În figura 6.59 a,b sunt reprezentate valorile indicelui Bosch pentru motorul studiat, la diferite regimuri de sarcină și turație. Urmărind curbele trasate pentru motorul aspirat, se constată că pentru valori ridicate ale turației se manifestă o ușoară tendință descrescătoare a acestor curbe. Fenomenul s-ar datora penalizării procesului de ardere și prelungirii sale în destindere la creșterea turației, ceea ce impune scăderea presiunii medii efective pentru păstrarea constantă a indicelui Bosch. De remarcat că în domeniul sarcinilor mici ($p_a < 2$ bar) fenomenul este mai pregnant, probabil datorită creșterii severe a coeficientului excesului de aer și a faptului că amestecul devine foarte dispers ceea ce determină o înrăutățire a condițiilor de aprindere și de propagare a frontului de flacără și o scădere mai accentuată a presiunii medii efective.

De asemenea în cazul motorului supraalimentat tendința căzătoare a curbelor se manifestă deja la valori mai mici ale turației (1200-1300 rot/min), ea fiind mai severă decât în cazul motorului aspirat datorită implicațiilor pe care le are mărirea densității volumice a energiei eliberate.

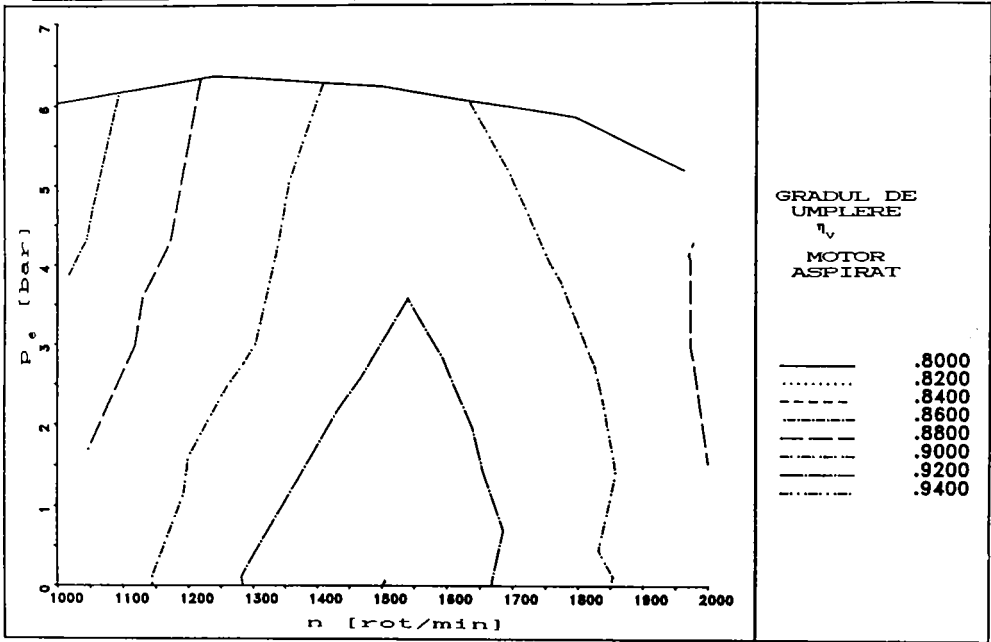


Figura 6.58 a

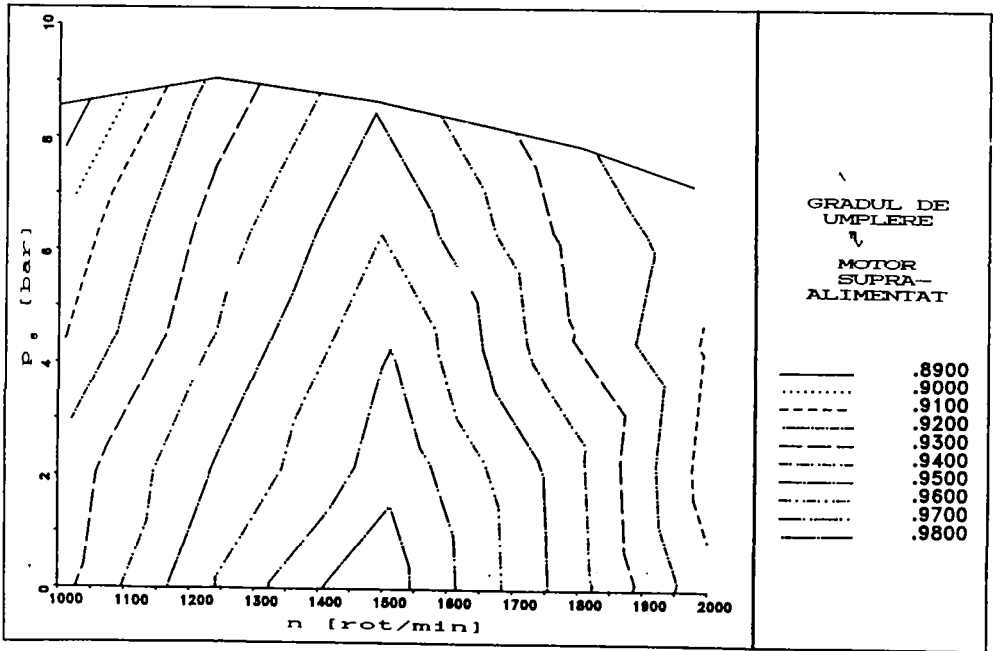


Figura 6.58 b

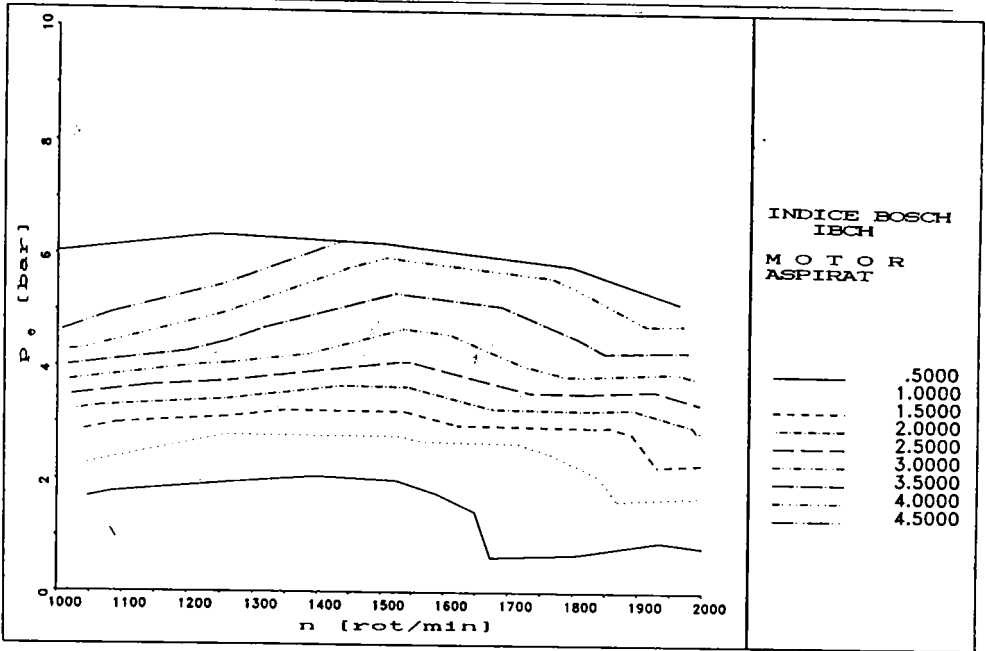


Figura 6.59 a

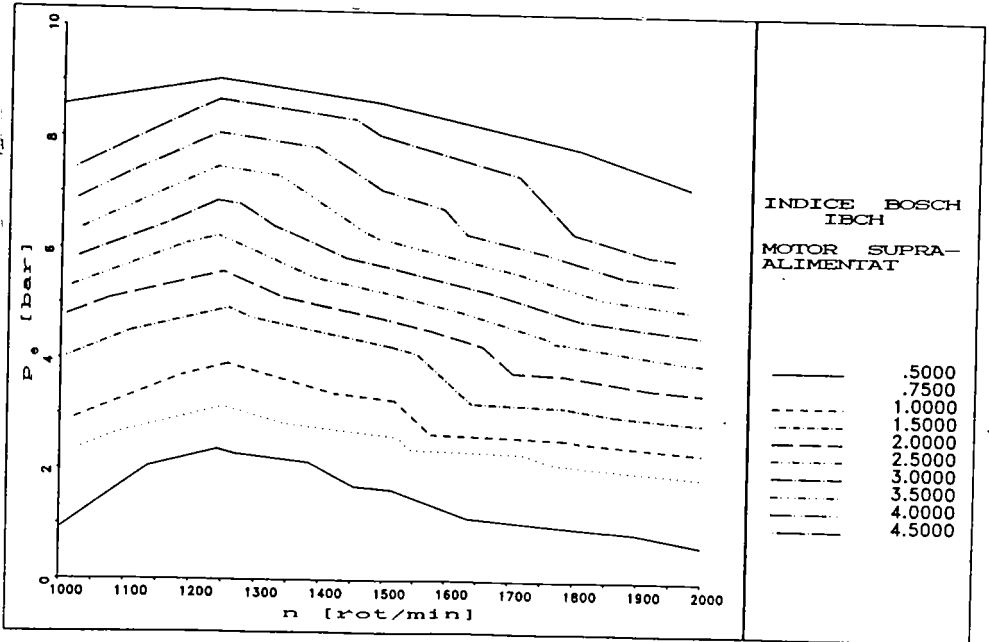


Figura 6.59 b

6.5 Analiza erorilor datorate dispersiei de la ciclu la ciclu

Este cunoscut faptul că determinările experimentale efectuate la standurile de probă ale motoarelor cu ardere internă sunt afectate de abateri ciclice. Tocmai de aceea toate măsurimile nestaționare expuse în prezenta lucrare se bazează pe o mediere a datelor determinate experimental pe un număr de 21 cicluri, valoare limitată superior de posibilitățile instalației de prelucrare a datelor avute la dispoziție.

Pentru a urmări influențele abaterilor ciclice, respectiv a valorilor medii asupra măsurimilor măsurate și, mai ales, asupra valorilor calculate pe baza lor, se vor prezenta în continuare câteva exemple.

Astfel, în cazul măsurărilor de presiune, în figurile 6.60 și 6.61 sunt trasate curbele de presiune din cilindru respectiv din camera divizată pentru cele 21 de cicluri individuale, iar cu linie îngroșată valoarea medie obținută în cazul unui regim de sarcină plină la turația de 1000 rot/min. În figura 6.62 sunt prezentate pentru același regim de sarcină și turație diferențele de presiune dintre cele două camere pentru fiecare din cele 21 de cicluri, respectiv valoarea medie corespunzătoare. Figurile 6.63, 6.64 și 6.65 prezintă aceleași variații însă pentru un regim de turație de 2000 rot/min, tot la sarcină plină.

Urmărind aceste figuri, se poate constata că dispersia de la ciclu la ciclu cea mai pronunțată apare în perioada arderii. De aceea reprezentările din figură se limitează la un interval unghiular de cca. 40° RAC în jurul PMI. Practic în timpul comprimării și al destinderii valorile individuale ale ciclurilor tind spre valoarea medie. Pe de altă parte, dacă influența sarcinii asupra dispersiei de la ciclu la ciclu, pe care pentru simplificare o vom numi generic dispersie ciclică, este relativ mică, se poate constata că aceasta dispersie devine tot mai mare cu creșterea turației. Astfel dacă la turația de 1000 rot/min abaterile ciclice nu depășesc 7%, în cazul turației de 2000 rot/min se ajunge la abateri de până la 20%. Aceasta s-ar putea datora tendinței de deplasare în destindere a fazei de ardere principală cu creșterea turației, dacă nu se majorează avansul la injecție. Evident calea cea mai bună de eliminare a abaterilor de dispersie este medierea valorilor determinate experimental pe un

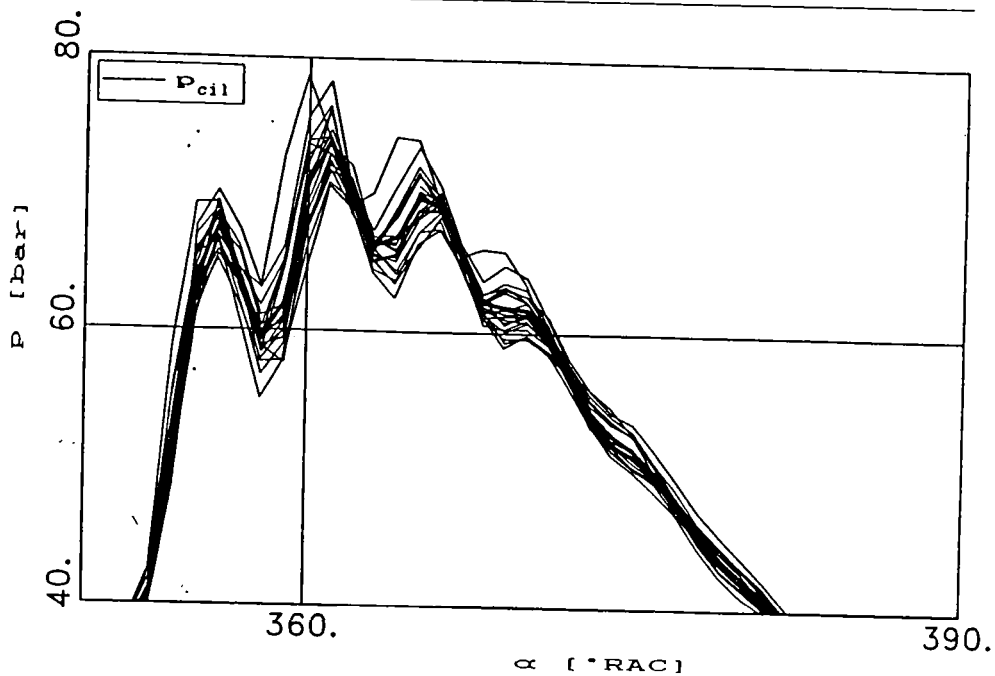


Figura 6.60: Presiunea din cilindru; $n=1000$ rot/min

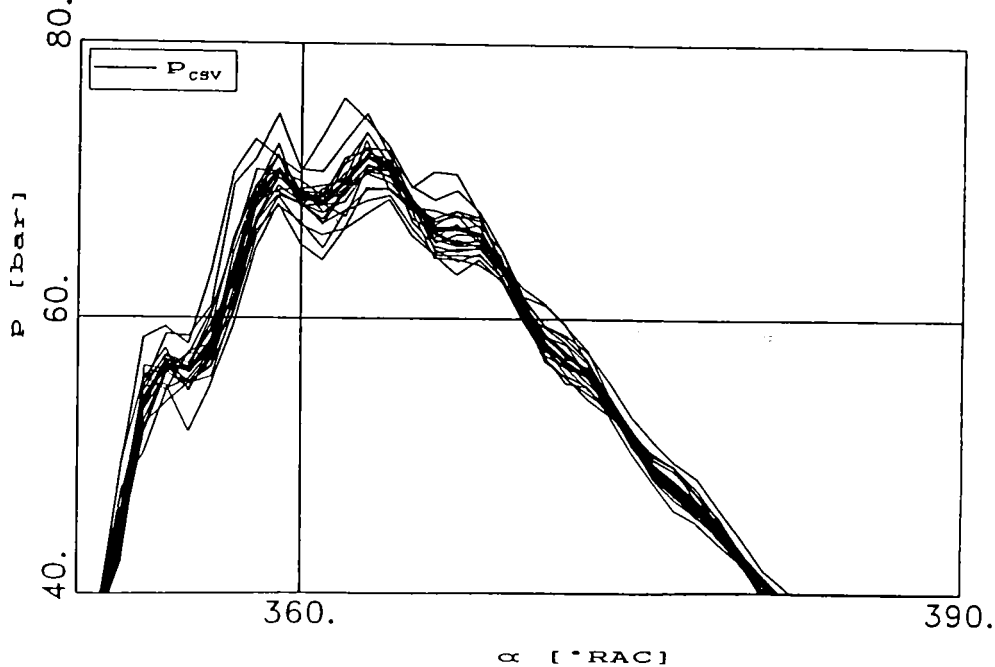


Figura 6.61: Presiunea din camera de turbionare; $n=1000$ rot/min

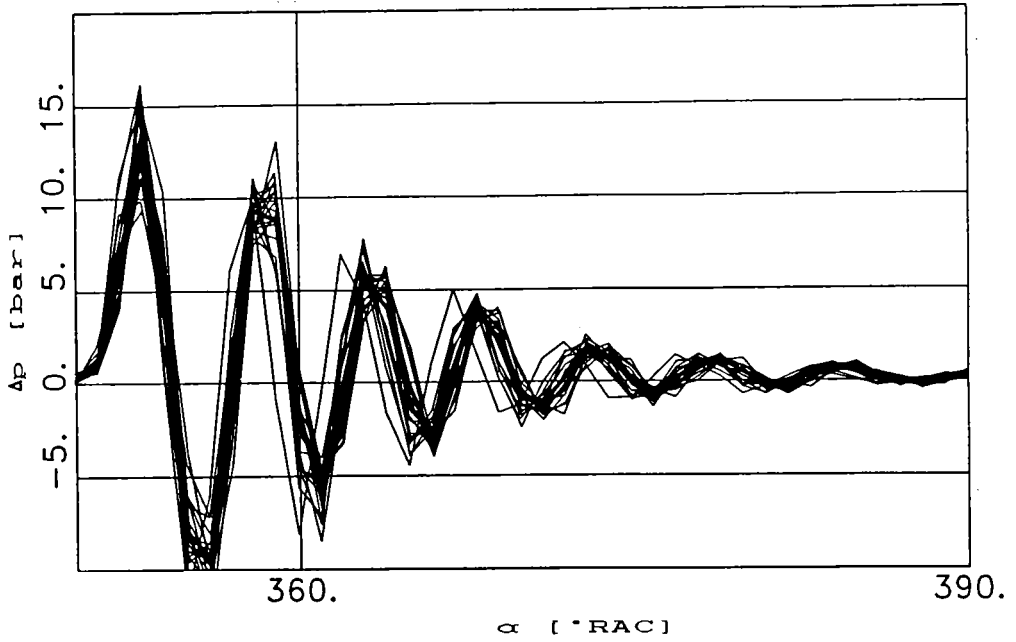


Figura 6.62: Diferența de presiune dintre camere; $n=1000$ rot/min

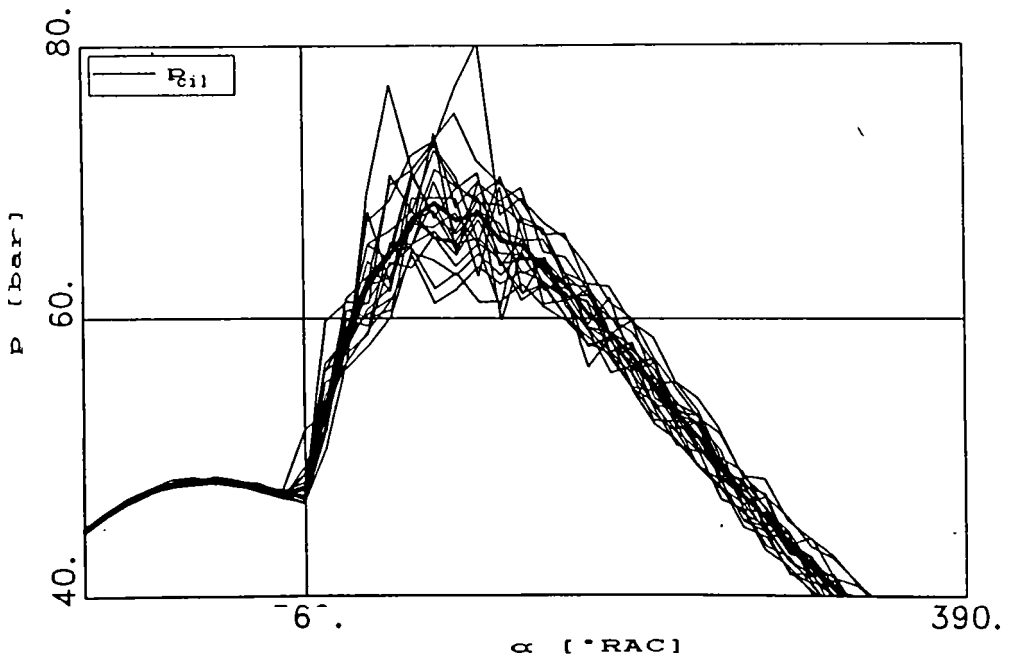


Figura 6.63: Presiunea din cilindru; $n=2000$ rot/min

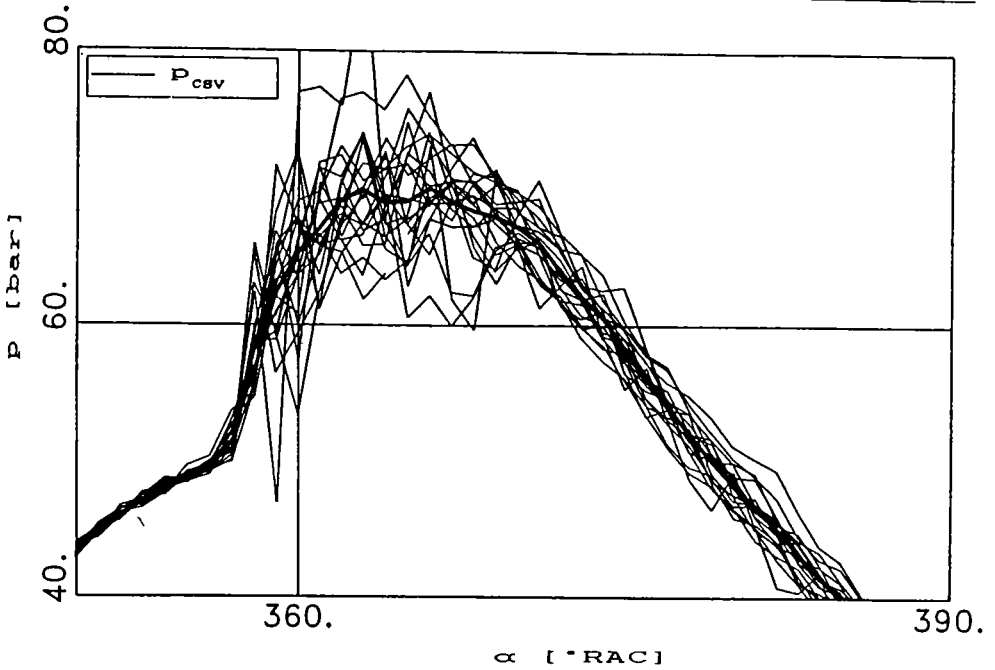


Figura 6.64: Presiunea din camera de turbionare; $n=2000$ rot/min

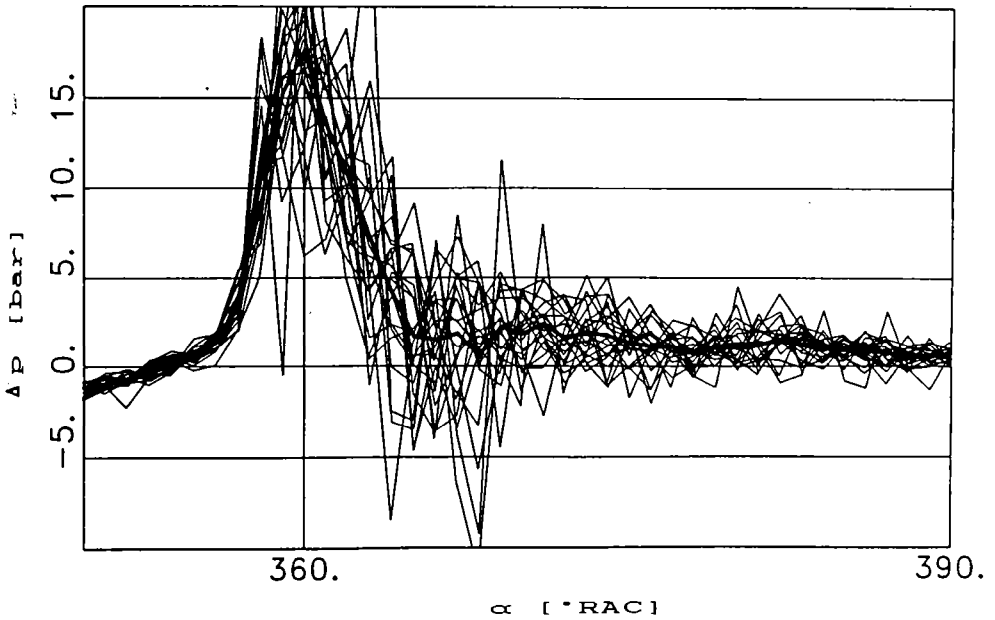


Figura 6.65: Diferența de presiune dintre camere; $n=2000$ rot/min

număr cât mai mare de cicluri.

Situația se prezintă oarecum similar pentru cazul temperaturilor superficiale. Pentru exemplificare s-a selectat un fișier de date referitoare la temperatura superficială a capului pistonului pentru un regim al motorului caracterizat de turația $n=1500$ rot/min și forța la frână $F=20N$ (presiunea medie efectivă $p_e=1,54$ bar). Pentru acest regim s-au reprezentat în figura 6.66 trei variații de temperatură corespunzătoare punctului 1 (figura 5.7). Curbele 1 și 3 corespund unor abateri ciclice maxime, într-un sens, respectiv în celălalt sens ale temperaturii superficiale nestaționare în acest punct, iar curba 2 reprezintă legea de variație a temperaturii mediate pe 21 de cicluri în același punct. Pe figură sunt indicate și valorile temperaturilor medii pe fiecare curbă, care nu prezintă decât erori relative foarte mici (sub 0,5%). Abaterile maxime se înregistrează, ca și în cazul presiunilor, în perioada arderii respectiv în zona maximumului curbelor și ele sunt de cca ± 10 K. Raportând aceste abateri la valorile momentane de temperatură, se obține o eroare relativă de 4%, mult mai mică decât în cazul măsurărilor de presiune, și care poate fi considerată acceptabilă, mai ales că punctul 1 se găsește în zona de contact cu gazele de ardere ce circulă prin canalul de legătură.

O problemă mai delicată apare însă la calculul legii de variație a densității fluxului de căldură pe baza curbelor de temperatură prezentate. Trebuie precizat că acest calcul se face cu ajutorul programului de calcul amintit în paragraful 4.10., iar rezultatele sunt prezentate pe larg în capitolul 7. Totuși pentru a evidenția abaterile care apar de la ciclu la ciclu în figura 6.67 s-au prezentat variațiile densităților fluxului de căldură calculate pentru curbele de temperatură din figura 6.66. De această dată între valorile medii ale densităților fluxului termic corespunzătoare curbei 2 (variația temperaturii mediată pe 21 de cicluri) și cele ale curbelor 1 și 3, apar erori relative de 53% respectiv 9%, care nu mai pot fi acceptate.

Explicația acestor erori mari, înregistrate mai ales pe curba 1, este aceea că, la calculul densității fluxului de căldură nu se ia în considerare variația temperaturii ci variația gradientului de temperatură, care diferă semnificativ în cazul curbei 1 față de curbele 2 și 3 din figura 6.68. Se poate observa că în intervalul marent. ($365...375^\circ RAC$), gradientul curbei 1 este în mod evident mai mare decât cel al curbelor 2 și 3.

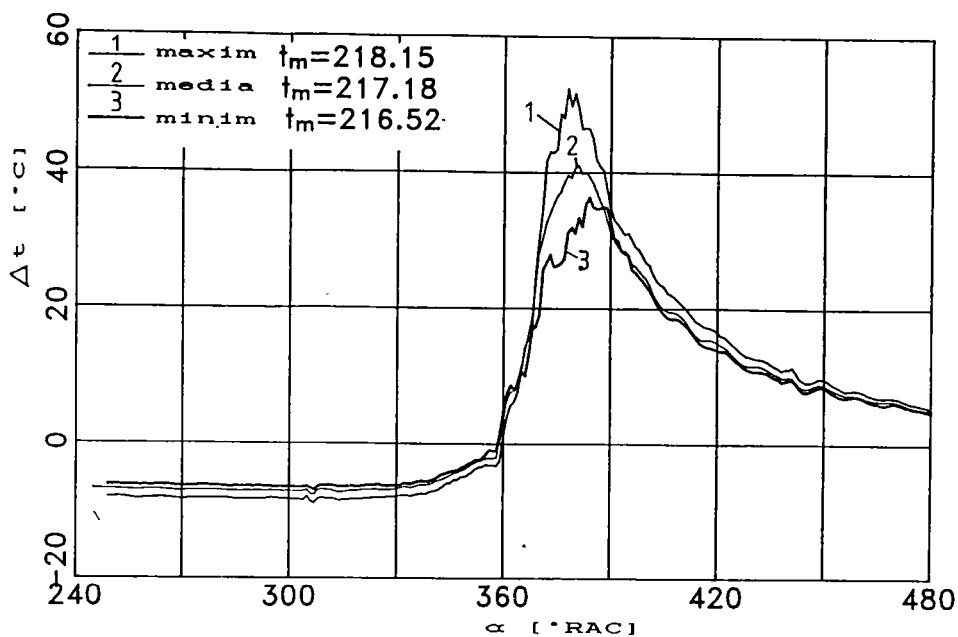


Figura 6.66: Dispersia ciclică în cazul temperaturii superficiale

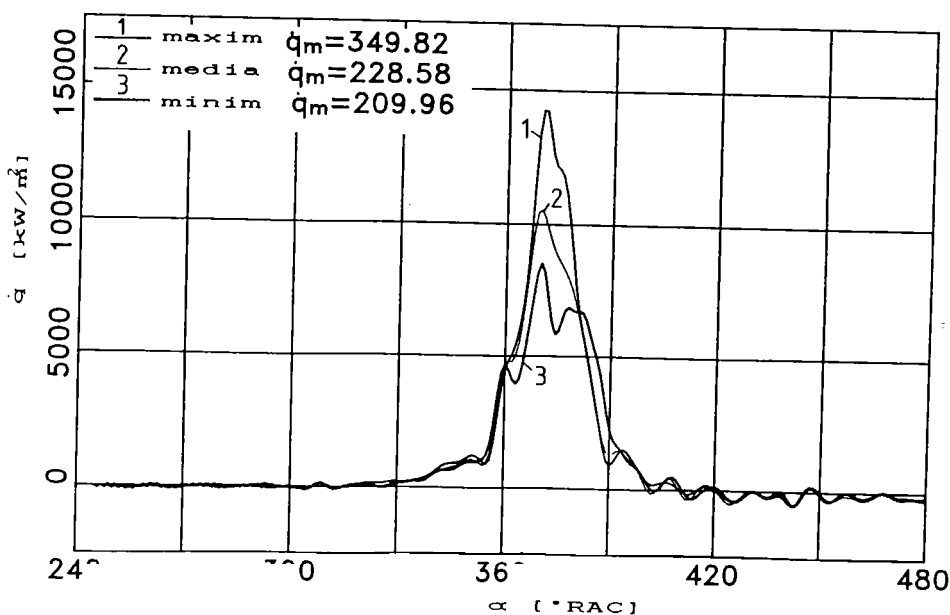


Figura 6.67: Dispersia ciclică în cazul densității fluxului termic

Rezultă deci necesitatea efectuării unei medieri a valorilor măsurate în regim nestaționar pe un număr cât mai mare de cicluri, chiar și atunci când în mod aparent abaterile ciclice nu sunt semnificative. Aceasta deoarece există riscul ca, și dacă erorile relative sunt mici, abaterile "primare" mici să conducă la apariția unor abateri "secundare" sau indirecte, obținute la determinarea unor parametri prin calcul, inacceptabile, mai ales când se folosesc în calcule dependențe de tip diferență.

Având în vedere severitatea abaterilor de la ciclu la ciclu și faptul că s-au utilizat instalații de măsurare de laborator, cu erori totale de sub 1%, nu ne-am mai propus să analizăm și influența calității mijloacelor de măsurare asupra erorilor înregistrate.

Sigur în acest fel nu se elimină complet riscul apariției erorilor în procesul de măsurare dar, cel puțin se obține diminuarea lor dacă se lucrează cu valori mediate pe mai multe cicluri.

6.6 Concluzii privind rezultatele experimentale obținute

Rezultatele experimentale obținute, și în mod special cele privind evoluția presiunii în cele două camere și a temperaturilor superficiale ale pereților camerei de ardere, oferă informații de detaliu în legătură cu procesele termogazodinamice din cilindrii unui motor cu cameră separată de vârtej.

Un element interesant în acest sens îl constituie variația presiunii pe rază în interiorul camerei de turbionare datorată forțelor centrifuge ce acționează asupra particulelor de gaz. De asemenea s-au pus în evidență oscilațiile presiunilor din cele două camere aflate în opoziție de fază în timpul procesului de ardere.

În ceea ce privește variația temperaturii pe suprafața capului pistonului s-a putut observa că zona cea mai solicitată din punct de vedere termic se găsește în zona cupei din piston aflată în contact direct cu gazele de ardere ce sosesc dinspre camera de turbionare. În ceea ce privește temperatura superficială în canalul de legătură, aceasta este influențată în mare măsură de fenomenul de curgere a gazelor între cele două camere.

În sfârșit trebuie remarcat faptul că ambele categorii de măsurări sunt influențate destul de semnificativ de erorile datorate dispersiei de la ciclu la ciclu. Dacă în cazul presiunii aceste erori se manifestă în mod direct, acțiunea lor asupra temperaturii se face indirect prin erorile care apar la calculul densităților de flux termic și respectiv ale coeficienților de convecție gaz-perete. Aceste erori pot fi reduse prin medierea valorilor măsurate pe un număr cât mai mare de cicluri, dar nu pot fi eliminate complet.

7. Rezultate obținute prin simulare numerică pe calculator

7.1 Elemente privind validarea rezultatelor de ansamblu obținute cu ordinatorul în raport cu date experimentale proprii

Cu ajutorul programelor de calcul PROGO 2 prezentate succint în paragraful 4.10 s-a efectuat un mare număr de rulări prin care s-au determinat o serie de parametri funcționali ai motorului. Pentru a putea vorbi de un program performant de calcul este necesar ca "acordarea" acestuia cu motorul real să fie cât mai bună, respectiv ca rezultatele obținute prin calcul să fie cât mai apropiate de cele determinate experimental. În cele ce urmează se vor prezenta și interpreta principalele rezultate obținute prin calcul care vor fi de asemenea comparate cu cele determinate pe cale experimentală. După cum s-a menționat anterior, programul de calcul a ciclului real a fost realizat în două variante care folosesc metode diferite de evaluare a transferului de masă dintre cele două camere, și anume ecuația curgerii și respectiv metoda caracteristicilor.

În figura 7.1 sunt prezentate rezultatele calculului efectuat cu programul PROGO 2.1, bazat pe ecuația curgerii, pentru cazul motorului antrenat cu turația de 1250 rot/min. Figura cuprinde legile de evoluție ale presiunii în cele două camere și respectiv ale diferenței de presiune dintre ele. Se constată că, la fel ca și în cazul rezultatelor experimentale prezentate în capitolul 6, pe perioada comprimării presiunea în cilindru, trasată cu linie continuă, este mai mare decât cea din camera de turbionare, în timp ce pe perioada destinderii situația se inversează. Acest aspect este legat, așa cum s-a arătat anterior de pierderile gazodinamice din canalul de legătură. Singura diferență semnificativă constatată față de datele determinate experimental este legată de poziționarea chiar în PMI a momentului egalității celor două presiuni, în timp ce rezultatele experimentale plasau acest moment cu cca. 8° RAC înaintea PMI. Așa cum s-a arătat însă în paragraful 6, această tranșă cu 8° RAC se datorește diferențelor de presiune înregistrate în direcție radială în camera de turbionare, fiind deci de presupus că rezultatele de calcul prezentate în figura 7.1 sunt corecte în măsura în care ele iau în considerare o valoare medie a presiunii în această cameră.

Ca urmare se poate constata că utilizarea ecuației curgerii pentru cazul motorului antrenat conduce la obținerea unor rezultate plauzibile, ceea ce face să nu mai fie neapărat necesară aplicarea metodei caracteristicilor care conduce cel

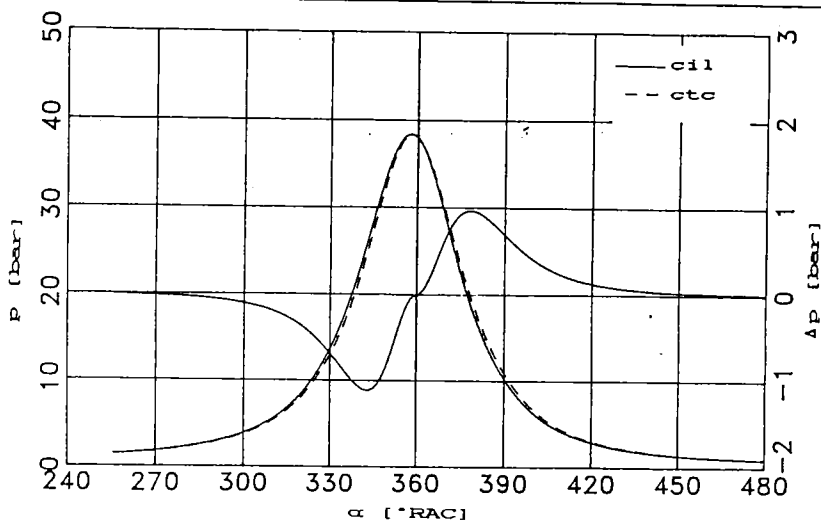


Figura 7.1: Presiunea în cele două camere și diferența de presiune dintre ele calculate cu programul PROGO 2.1; motor antrenat; $n=1250$ rot/min

puțin la o dublare a timpului de calcul, la care se adaugă complicațiile inerente elaborării programului.

Nu același lucru se poate afirma însă în cazul ciclurilor cu aprindere când diferența dintre rezultatele obținute cu cele două programe de calcul începe să devină semnificativă. Astfel în figurile 7.2 și 7.3 sunt prezentate rezultatele obținute prin calcul cu programul PROGO 2.2, care utilizează metoda caracteristicilor, pentru două regimuri de turație, 1000 rot/min respectiv 2000 rot/min, la sarcină plină. Au fost alese tocmai aceste regimuri "extreme" întrucât, așa cum s-a putut constata din figura 6.13, variația diferenței de presiune dintre cele două camere prezintă pentru cazurile amintite aspecte sensibil diferite. În ambele figuri amintite, în partea de jos sunt reprezentate presiunile calculate în cele două camere, iar în partea de sus sunt trasate comparativ curbele ce redau diferențele dintre presiunile obținute prin calcul (cu linie continuă), respectiv dintre cele determinate experimental (cu linie întreruptă). Se observă în ambele situații o corespondență foarte bună a celor două curbe, atât din punctul de vedere al amplitudinilor de oscilație cât și al perioadelor acestora. Pentru comparație în figura 7.4 sunt reprezentate aceleași mărimi pentru un regim de sarcini parțiale ($p_a=1,4$ bar) la o turație de 1500 rot/min, dar calculate cu programul PROGO 2.1. Se poate

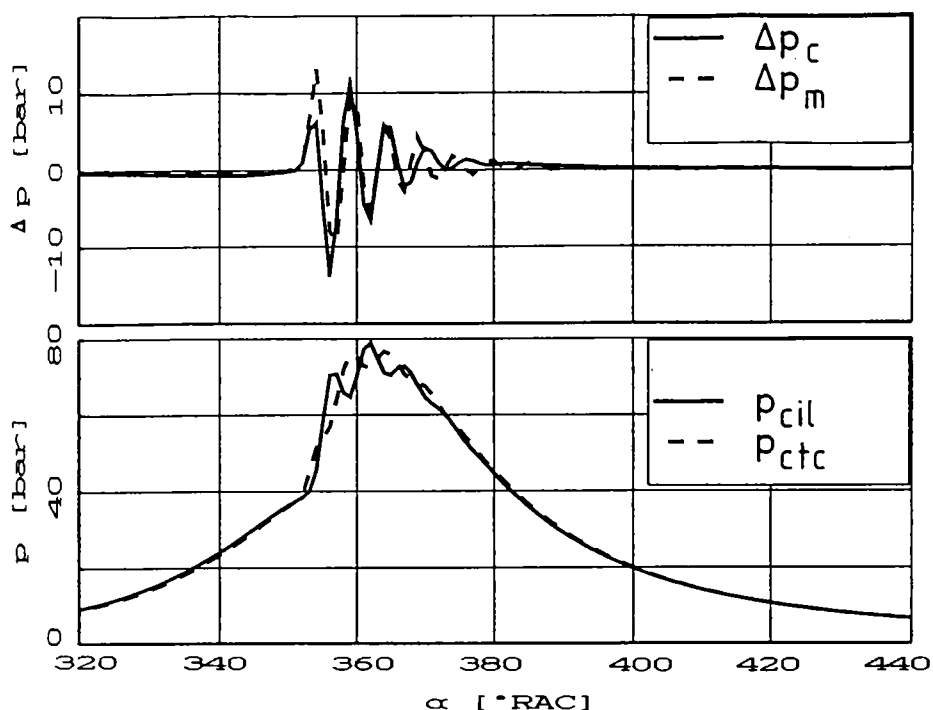


Figura 7.2: Presiunile din cele două camere calculate cu programul PROGO 2.2 și comparație între diferențele de presiune dintre camere calculate și respectiv măsurate; $n=1000$ rot/min

observa că de data aceasta diferențele care apar între valorile calculate și cele determinate experimental sunt semnificative, fiind de remarcat faptul că utilizarea ecuației curgerii nu permite evidențierea oscilațiilor diferenței de presiune dintre cele două camere. Cu alte cuvinte variația de presiune ca urmare a arderii din camera de turbionare se transmite practic sub o formă identică și în camera principală. Este de presupus că aceste erori de calcul se datorează în mare măsură valorilor coeficientului de debit pentru canalul de legătură introduse în ecuația curgerii. Acești coeficienți au fost determinați în condiții staționare pe un stand de probe, fără însă a se lua în considerare efectele arderii și turbionării asupra lor. Pentru a putea obține rezultate mai bune cu această metodă ar fi necesară utilizarea unor coeficienți de debit determinați în mod

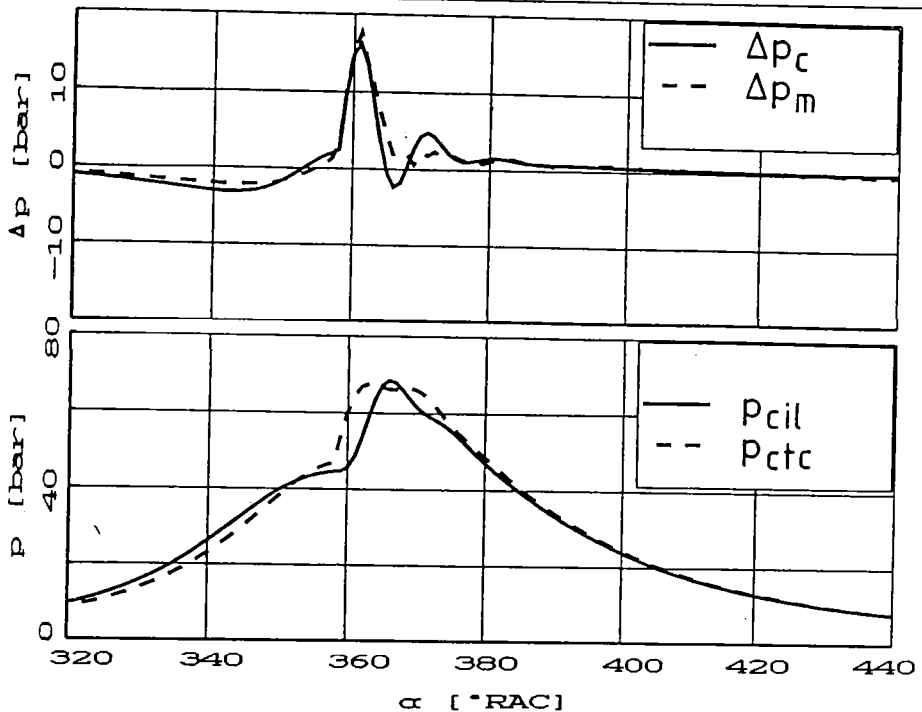


Figura 7.3: Presiunile din cele două camere calculate cu programul PROGO 2.2 și comparație între diferențele de presiune dintre camere calculate și respectiv măsurate; $n=2000$ rot/min

nestaționar sau cel puțin a unora variabili în funcție de turație și unghiul manivelei motoare. O metodă de corecție a acestor coeficienți este propusă în lucrarea [61]. Ea presupune însă cunoașterea prealabilă a coeficientului de convecție din camera de turbionare și nu poate fi aplicată în cazul de față în care programul de calcul este exploatat tocmai cu scopul determinării coeficientului de schimb de căldură.

În concluzie se poate afirma că, în vederea modelării proceselor termogazodinamice din cilindrii motorului, pentru cazul ciclurilor cu aprindere se impune utilizarea metodei caracteristicilor care oferă rezultate mult mai apropiate de cele determinate pe cale experimentală decât metoda de calcul bazată pe ecuația curgerii. Cele de mai sus au fost necesare pentru a valida de ansamblu rezultatele de calcul în juxtapunere cu datele experimentale obținute de autor, ceea ce permite în continuare

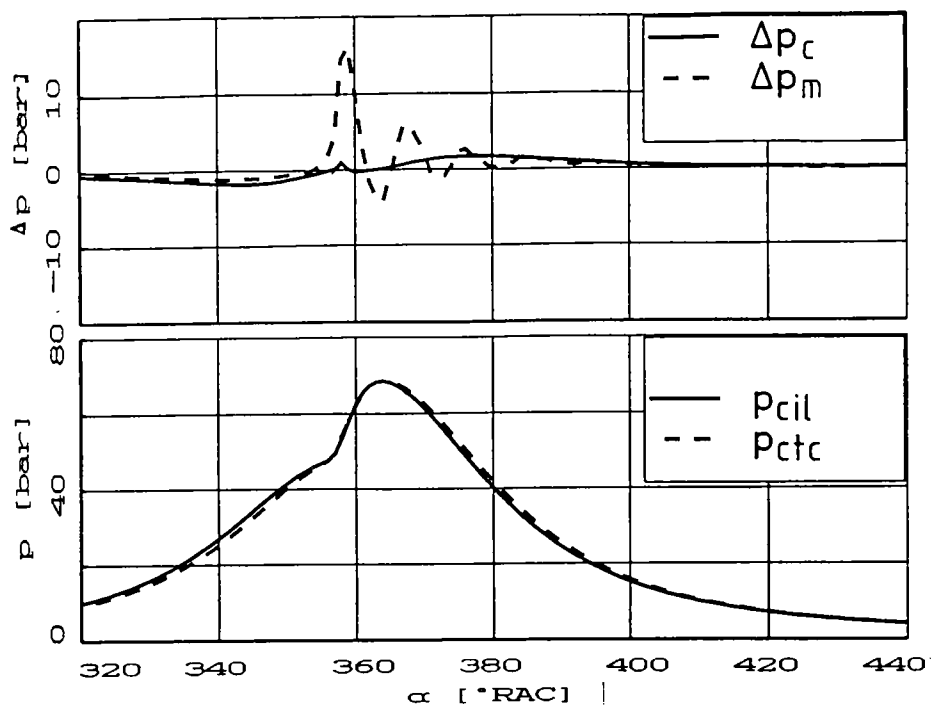


Figura 7.4: Presiunile din cele două camere calculate cu programul PROGO 2.1 și comparație între diferențele de presiune dintre camere calculate și respectiv măsurate; $n=1500$ rot/min

experimente numerice de detaliu relativ la desfășurarea proceselor termogazodinamice din cilindru în intimitatea lor.

7.2 Studiul fenomenelor termogazodinamice ce au loc în cilindru

Conform celor prezentate în paragraful precedent rezultă că programele PROGO 2.1 și PROGO 2.2 permit evaluarea cu bune rezultate a proceselor ce au loc în cilindrii unui motor diesel cu cameră divizată, atât în cazul motorului antrenat cât și în cazul ciclurilor cu aprindere.

În figura 7.5 sunt reprezentate variațiile maselor de gaz

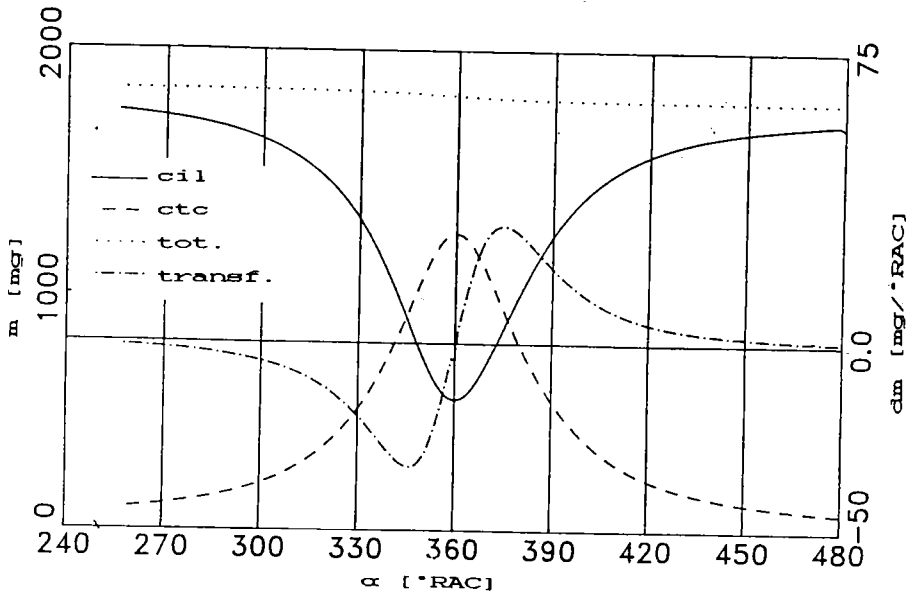


Figura 7.5: Variațiile maselor de gaz din cele două camere și masa de gaz transferată între ele, calculate cu programul PROGO 2.1; motor antrenat; $n=1250$ rot/min

din cilindru și camera de turbionare, respectiv masa de gaz transferată între ele prin canalul de legătură, calculate pe baza ecuației curgerii pentru motorul antrenat cu o turație de 1250 rot/min. Se pot remarca momentele în care cantitatea de încărcătură transferată este maximă și care sunt situate aproximativ simetric față de PMI, la cca. 345°RAC respectiv 375°RAC fiind evidențiate de punctele de extrem ale curbei dm_{tr} trasată cu linie întreruptă. Se observă de asemenea că în cea mai mare parte a ciclului masa de aer din cilindru o depășește pe cea din camera de turbionare, excepție în acest sens făcând tocmai intervalul unghiular cuprins între momentele amintite anterior și anume 345-375°RAC, când cantitatea de aer din camera de turbionare este mai mare decât cea din cilindru. Acest rezultat este de altfel absolut normal deoarece în acest domeniu unghiular volumul camerei principale este minim.

În figura 7.6 se prezintă valorile calculate ale temperaturilor medii în cele două camere pentru același regim de antrenare al motorului. Se remarcă faptul că până în ultima treime a cursei de comprimare temperatura din camera de

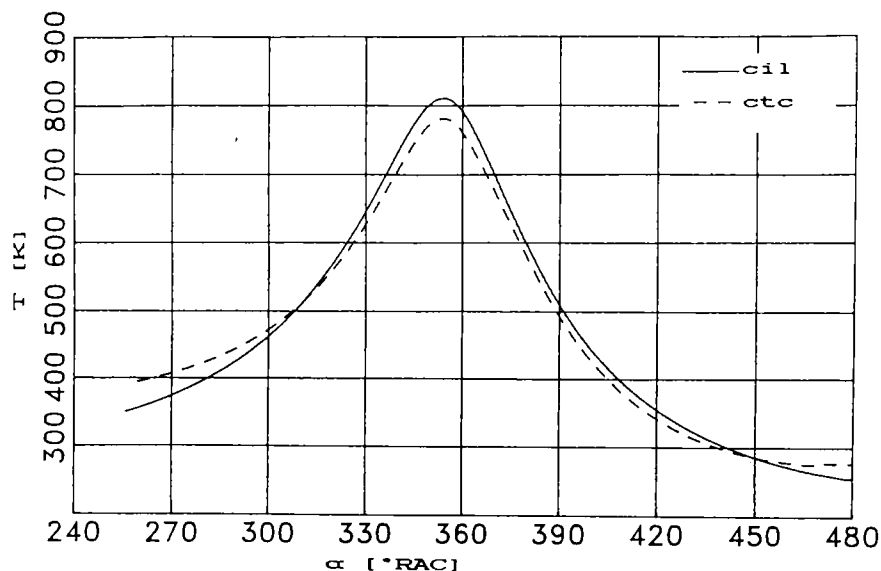


Figura 7.6: Variațiile temperaturii medii a gazelor din cele două camere, calculate cu programul PROGO 2.1; motor antrenat; $n=1250$ rot/min

turbionare, trasată cu linie întreruptă, este mai mare decât cea din cilindru, aspect confirmat de altfel de toate sursele bibliografice și datorat unei răcirii deficitare a camerei separate în timpul procesului de schimb de gaze. Este probabil că în timpul umplerii încărcătura proaspătă nu pătrunde în camera de turbionare, aceasta conținând în momentul închiderii supapei de admisiune doar gaze rămase de la ciclul anterior. Introducerea încărcăturii proaspete și în această cameră se realizează de-abia în timpul fazei de comprimare, fenomen care determină în același timp o scădere a temperaturii.

Modelarea proceselor termogazodinamice din cilindru devine mult mai complicată în cazul ciclurilor cu aprindere când este necesară aplicarea metodei caracteristicilor. Astfel în figura 7.7 este prezentată evoluția temperaturilor medii calculate în cele două camere pentru cazul unei turății de 1500 rot/min la sarcină plină, temperaturi care stau de altfel la baza calculului coeficienților medii de schimb de căldură în cele două camere. De data aceasta se poate observa foarte clar momentul declanșării arderii în camera de turbionare, moment ce coincide cu o creștere

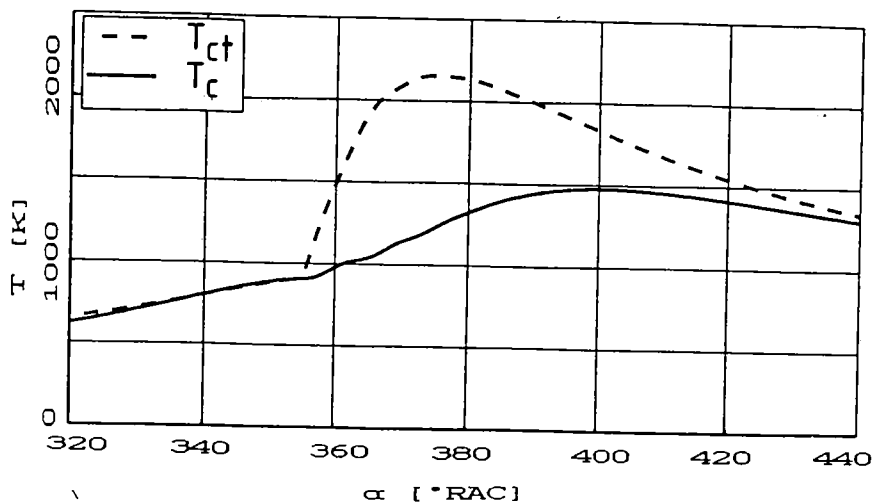


Figura 7.7: Variațiile temperaturilor medii ale gazelor din cele două camere calculate cu programul PROGO 2.2, $n=1500$ rot/min; sarcină plină

semnificativă a temperaturii care ajunge să o depășească cu cca. 600-700 K pe cea din cilindru. În figura 7.8 sunt reprezentate variațiile coeficientului excesului de aer λ în cele două camere pentru un interval unghiular de 270°RAC în jurul PMI. Și de această dată este pus în evidență faptul că, la sfârșitul admisiunii în camera de turbionare se găsește o cantitate foarte mică de aer proaspăt. Această cantitate crește însă în timpul comprimării, lucru evidențiat prin creșterea valorilor coeficientului excesului de aer din această cameră, reprezentat cu linie punctată. În schimb valoarea lui λ pentru camera principală tinde spre infinit în timpul comprimării ceea ce dovedește un conținut redus de gaze reziduale. Bineînțeles în timpul arderii ambele curbe au o tendință scăzătoare datorată tocmai acestui proces.

În ceea ce privește fenomenul propriu-zis de curgere ce are loc între camere prin canalul de legătură, în figura 7.9 se prezintă valorile calculate pentru diferența de presiune (cu linie continuă) și respectiv masa de gaz transferată între cele două camere (cu linie întreruptă) pentru același regim de sarcină și turație. În primul rând, spre deosebire de cazul motorului antrenat, se poate observa aspectul pulsatoriu al masei de gaz

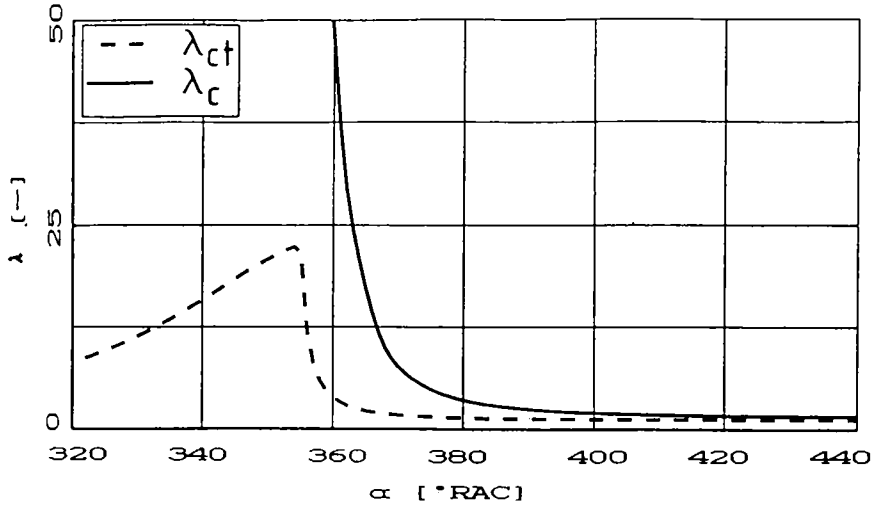


Figura 7.8: Variațiile coeficientului excesului de aer în cele două camere calculate cu programul PROGO 2.2, $n=1500$ rot/min; sarcină plină

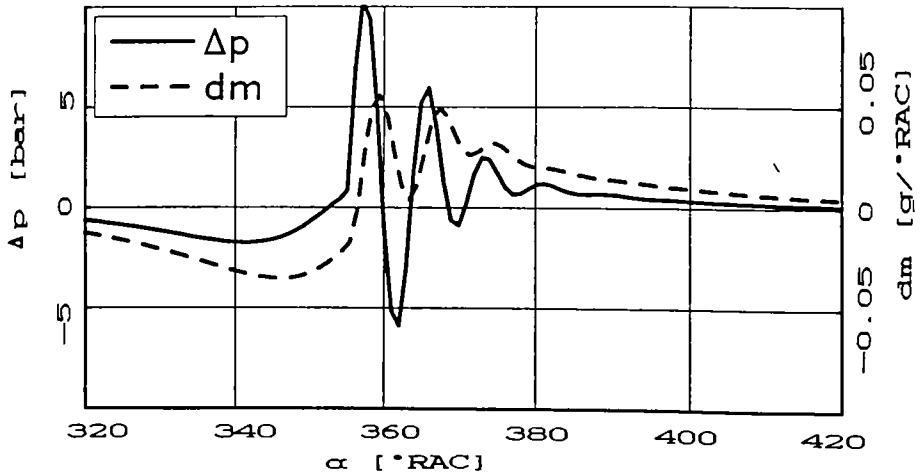


Figura 7.9: Diferența de presiune dintre cele două camere și masa de gaz transferată între ele calculate cu programul PROGO 2.2, $n=1500$ rot/min; sarcină plină

transferate între cele două camere. Pe de altă parte se remarcă diferența de fază existentă între variațiile de presiune și de masă.

În figura 7.10 s-a reprezentat din nou variația masei de gaz transferate între cele două camere de data aceasta împreună cu viteza medie de curgere prin canalul de legătură ambele calculate pentru același regim de funcționare. Și viteza de curgere are tot o evoluție pulsatorie însă în aceeași fază cu masa de gaz transferată. Pe baza figurilor 7.9 și 7.10 se poate trage deci

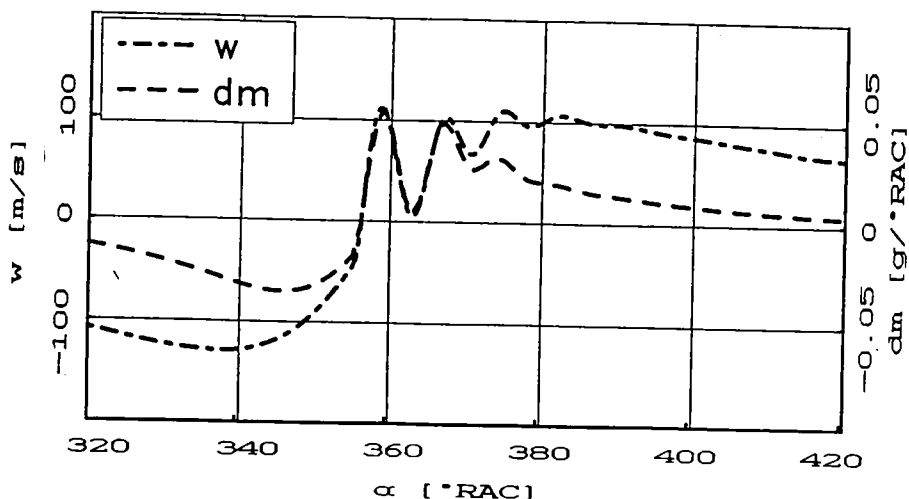


Figura 7.10: Masa de gaz transferată între cele două camere și viteza medie de curgere prin canalul de legătură calculate cu programul PROGO 2.2, $n=1500$ rot/min; sarcină plină

concluzia că între undele de presiune și cele de viteză care sunt generate prin canalul de legătură apare o diferență de fază.

Un aspect asemănător este evidențiat în figura 7.11 în care sunt reprezentate comparativ diferența de presiune dintre camere (cu linie continuă) și viteza medie de curgere prin canal (cu linie întreruptă) pentru aceeași turație de 1500 rot/min dar la un regim de sarcini parțiale ($p_e=1,4$ bar). De data aceasta însă viteza medie este reprezentată în valoare absolută. Se poate observa și aici diferența de fază existentă între cele două mărimi. Astfel prima creștere de presiune din camera de turbionare este marcată printr-o creștere abruptă a diferenței de presiune dintre cele două camere, ceea ce are drept consecință mai întâi frânarea curgerii gazului dinspre cilindru spre camera separată și apoi inversarea sensului acesteia și accelerarea curgerii. În continuarea procesului are loc o reflectare a

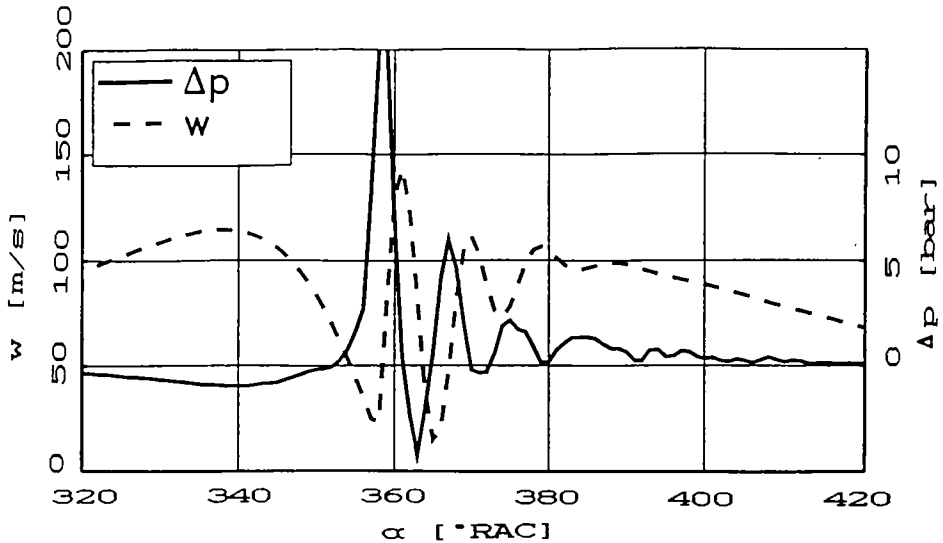


Figura 7.11: Diferența de presiune dintre cele două camere și viteza de curgere prin canalul de legătură calculate cu programul PROGO 2.2, $n=1500$ rot/min; $p_e=1,4$ bar

undelor de presiune la capătul dinspre cilindru al canalului de legătură ceea ce determină din nou încetinirea curgerii, fără a mai conduce însă la schimbarea sensului curgerii, care se desfășoară acum dinspre camera de turbionare spre cilindru. Reflectarea undelor de presiune continuă la cele două capete ceea ce se concretizează prin frânări și accelerări ale procesului de curgere care însă își păstrează același sens.

Față de cele arătate mai sus, prin comparație și cu datele oferite de alți autori, se poate trage concluzia că programul de calcul realizat oferă informații detaliate asupra fenomenelor gazodinamice ce au loc în cele două camere ale motorului și în canalul de legătură dintre ele. Stă astfel la dispoziție un instrument de calcul ce permite evaluarea acestor fenomene încă din faza de proiectare și care dă în același timp posibilitatea optimizării constructiv-funcționale a motoarelor diesel cu cameră separată de vârtej doar pe baza unui număr relativ mic de încercări de stand. În plus programul prezentat poate fi extins și la motoarele cu cameră separată de preardere, pentru care diametrul canalului de legătură se va calcula considerând că secțiunea acestuia este egală cu suma ariilor orificiilor de trecere.

7.3 Analiza procesului de schimb de căldură ce are loc în motoarele diesel cu cameră de turbionare cilindrică

7.3.1 Densitatea fluxului de căldură

Calculul densității fluxului de căldură transmis la pereți în diferite puncte ale camerei de ardere, care dă informații indirecte despre nivelul solicitărilor termice, pornește de la determinările experimentale ale temperaturilor superficiale în punctele respective și se bazează pe metoda temperaturilor superficiale prezentată pe larg în paragraful 2.3.3.1. și prelucrată cu programul PROGO 2.2

Încercând o sintetizare a rezultatelor obținute pentru capul pistonului, canalul de legătură, respectiv camera cilindrică de turbionare, se poate spune că, cel puțin principial, diagramele de variație ale densității fluxului de căldură sunt similare celor pentru temperaturile superficiale. Apar însă și diferențe semnificative între cele două tipuri de diagrame, datorate faptului că la calculul densității fluxului de căldură nu se ia în considerare evoluția temperaturii superficiale ci evoluția gradientului de temperatură.

Toate diagramele ce vor fi prezentate pentru densitățile fluxului de căldură au fost realizate similar cu cele utilizate în cadrul capitolului anterior pentru temperaturile superficiale. Ele descriu de fapt oscilațiile acestei mărimi în jurul valorilor medii, valori care sunt de asemenea indicate pe diagrame.

7.3.1.1 Schimbul de căldură prin capul pistonului

În figurile 7.12, 7.13 sunt reprezentate variațiile calculate ale densității fluxului de căldură transmis prin cele 5 puncte de măsură din capul pistonului reprezentate în figura 5.8, pentru cazul motorului antrenat cu două turații diferite ($n=800$ rot/min respectiv $n=1500$ rot/min). Se observă că evoluțiile celor cinci curbe sunt în general similare, iar în cea mai mare parte a

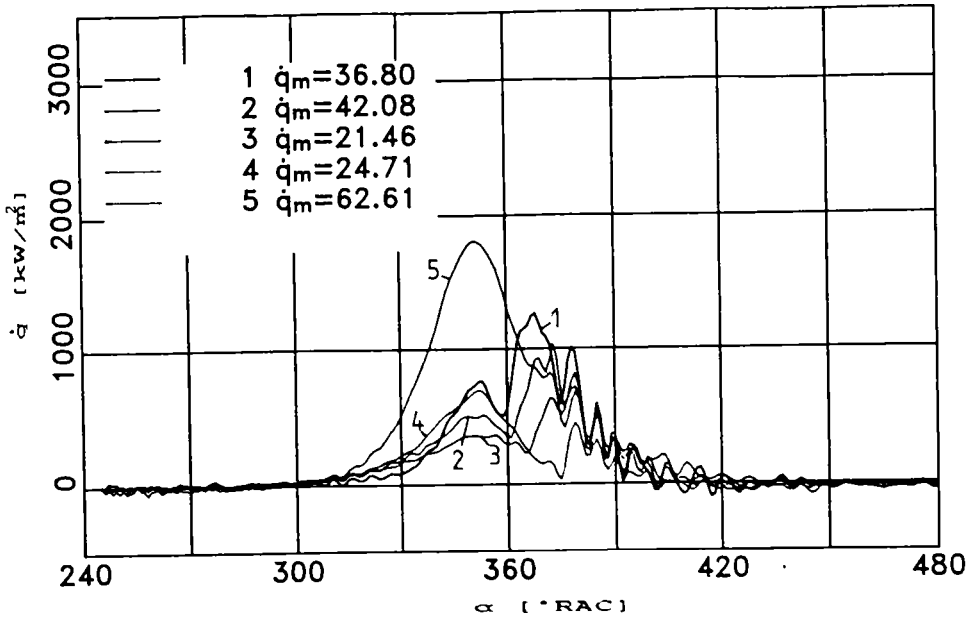


Figura 7.12: Densitatea fluxului de căldură; capul pistonului; motor antrenat; $n=800$ rot/min

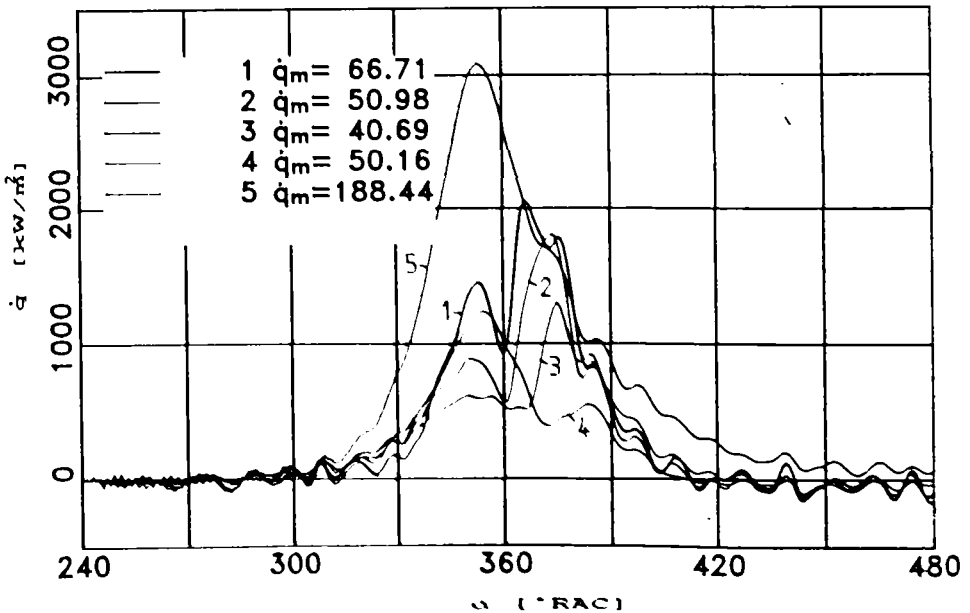


Figura 7.13: Densitatea fluxului de căldură; capul pistonului; motor antrenat; $n=1500$ rot/min

fazelor de comprimare și destindere densitatea fluxului de căldură înregistrează doar oscilații foarte mici în jurul valorilor medii care sunt de asemenea indicate pe figuri. În schimb în jurul punctului mort interior (PMI) într-un interval unghiular de cca. 90° RAC, sunt puse în evidență creșteri însemnate ale densității de flux termic, cu amplitudini cuprinse între 700-3000 kW/m².

Pe de altă parte, la curbele corespunzătoare punctelor 1, 2 și 3 din capul pistonului sunt evidențiate câte două maximumuri dispuse aproximativ simetric față de PMI, punct în care se înregistrează un minimum. Acest aspect scoate și mai pregnant în evidență influența fenomenului de curgere prin canalul de legătură care intensifică schimbul de căldură. Primul maxim corespunde curgerii cu viteză foarte ridicată a gazului dinspre cilindru spre camera de turbionare, după care în jurul PMI are loc o încetare a curgerii datorată atingerii volumului minim al cilindrului și egalizării presiunilor în cele două camere. Acest moment corespunde minimumului curbelor. Urmează apoi o inversare a sensului de curgere, dinspre camera de turbionare spre cilindru, ceea ce determină o nouă intensificare, de data aceasta mai accentuată, a schimbului de căldură, aspect datorat vârtejului creat în cupa din piston. Se constată de asemenea că schimbul de căldură este mai intens în punctul 1 aflat chiar în prelungirea canalului de legătură în momentul în care pistonul se găsește în PMI și scade continuu în punctele 2 și 3 situate spre exteriorul cupei.

În schimb curbele corespunzătoare punctului 5, plasat în afara cupei din piston prezintă un aspect diferit, cu câte un singur maxim mult mai accentuat plasat cu aproximativ 10° RAC înainte de PMI. Se poate spune că schimbul de căldură în acest punct nu este practic influențat de procesul de curgere a gazelor prin canal. Rămâne de explicat valoarea ridicată a densității fluxului de căldură în punctul 5 care depășește cu 100-200% valorile înregistrate în punctul 1 aflat în cupa din piston. În lipsa unor rezultate în domeniu cu care să se poată realiza o comparație, putem presupune că acest fenomen se datorează unei răcirii mai intense a pistonului în această zonă, respectiv transmiterii căldurii prin intermediul segmentilor spre cămașa cilindrului.

De asemenea este de remarcat aspectul curbei corespunzătoare punctului 4 plasat chiar la marginea cupei din piston, care

prezintă o evoluție "intermediară" între cele două categorii de curbe analizate anterior (1, 2 și 3 respectiv 5). Se remarcă în acest punct înregistrarea a două maximumuri plasate de o parte și de alta a PMI, la fel ca la curbele 1, 2 și 3, dar în timp ce la acestea valoarea de maxim maximorum se înregistrează după PMI, în cazul curbei 4 această valoare se înregistrează înainte de PMI. Acest lucru îi dă curbei 4 un aspect asemănător cu cel al curbei 5. Se poate concluziona deci că, deși punctul 4 este situat tot în interiorul cupei, schimbul de căldură în acest punct este foarte puțin influențat de fenomenul de curgere a gazelor prin canalul de legătură, cel puțin în cazul motorului antrenat.

Pentru ciclurile cu aprindere au fost reprezentate în figurile 7.14, 7.15, 7.16 variațiile densităților fluxului de căldură transmise prin aceleași cinci puncte ale capului pistonului față de valoarea medie pentru diferite regimuri de sarcină și turație ($n=1250$ rot/min și $p_e=3,08$ bar; $n=1500$ rot/min și $p_e=4,62$ bar; $n=2000$ rot/min și $p_e=6,16$ bar - sarcină plină). Acestor curbe li s-a adăugat pentru comparație o a șasea care prezintă situația în canalul de legătură și care este simbolizată cu CL.

Tocmai în acest canal se înregistrează valoarea maximă a densității fluxului de căldură datorită bineînțeles fenomenului de curgere a gazelor de ardere între cele două camere. În ceea ce privește capul pistonului schimbul cel mai intens de căldură se înregistrează în zona punctelor 1 și 2 care vin primele în contact cu aceleași gaze de ardere provenite din canalul de legătură. De altfel în toate aceste trei puncte curbele de variație ale densității fluxului termic prezintă evoluții asemănătoare. De asemenea se constată o similaritate în acest sens pentru punctele 4 și 5, dar la un nivel mult mai scăzut al valorilor schimbului de căldură. În schimb curba 3 prezintă o evoluție "atipică" ce este caracterizată de două maximumuri de valori sensibil egale.

Prin comparație cu cazul motorului antrenat se constată o scădere importantă a ponderii transferului termic efectuat prin zona din capul pistonului exterioară cupei, respectiv prin punctul 5. De asemenea este de remarcat o intensificare globală a acestui fenomen datorită procesului de ardere ce are loc în motor. Astfel de la valori maxime ale densității fluxului de căldură de cca. $2000-3000$ kW/m² înregistrate în cazul motorului

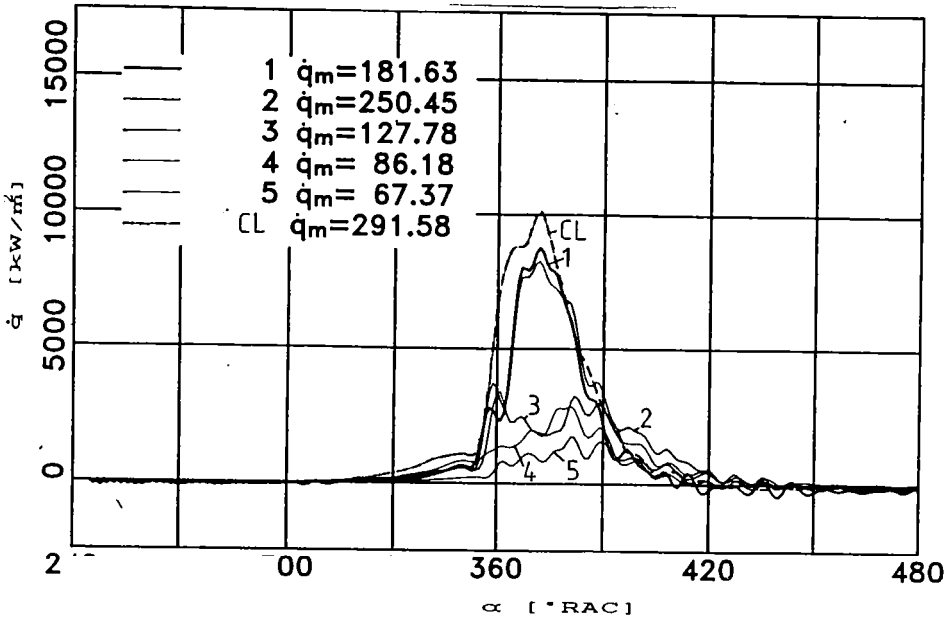


Figura 7.14: Densitatea fluxului de căldură; capul pistonului și canalul de legătură; $n=1250$ rot/min; $p_e=3,08$ bar

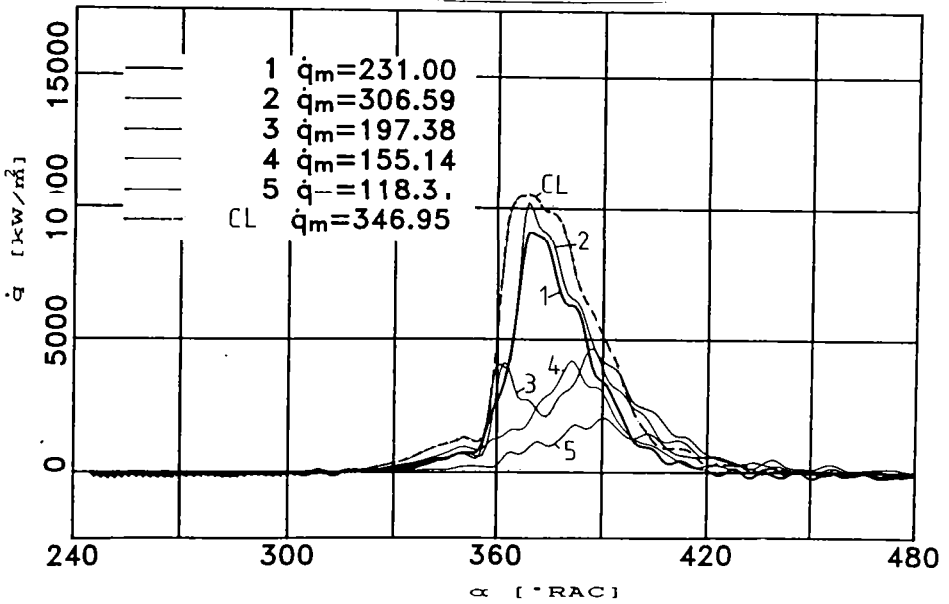


Figura 7.15: Densitatea fluxului de căldură; capul pistonului și canalul de legătură; $n=1500$ rot/min; $p_e=4,62$ bar

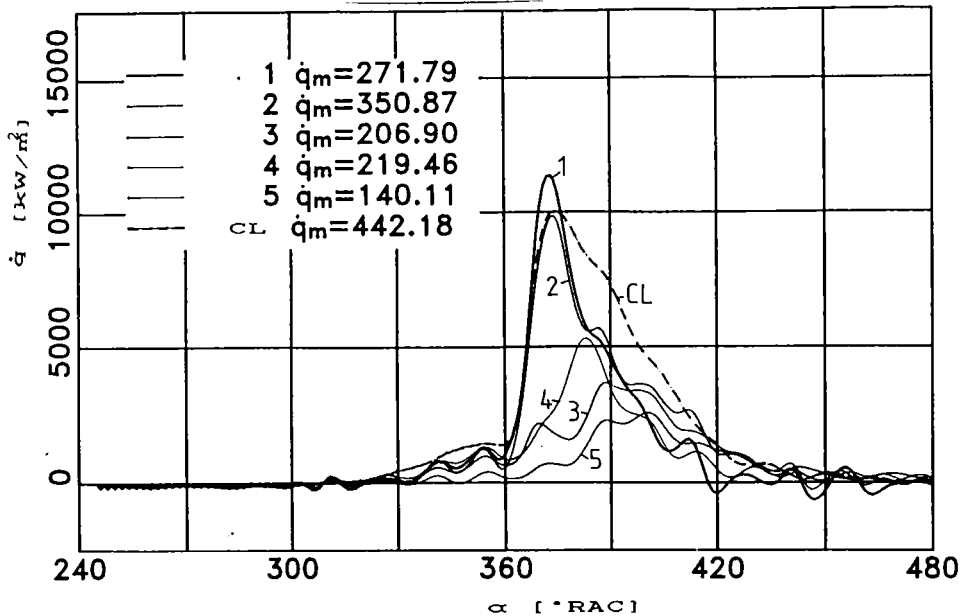


Figura 7.16: Densitatea fluxului de căldură: capul pistonului și canalul de legătură; motor aspirat; $n=2000$ rot/min; sarcină plină

antrenat, la ciclul cu aprindere se obțin valori de până la 10000-12000 kW/m².

Dacă se urmărește efectul sarcinii asupra schimbului de căldură în cele cinci puncte din capul pistonului, efect ilustrat în figurile 7.17-7.21 pentru o turație de 2000 rot/min, este pus în evidență același fenomen ca și în cazul variației de temperatură în punctele respective. Astfel la creșterea inițială a sarcinii ($\kappa=0..0,5$) apare o intensificare a schimbului de căldură urmată de o scădere a densității fluxului de căldură transmis în cazul creșterii în continuare a sarcinii ($\kappa=0,5..1$). Fenomenul se datorează probabil efectului izolator pe care îl are stratul de calamină depus pe pereții camerei de ardere, strat a cărui grosime crește la creșterea sarcinii. De asemenea trebuie avut în vedere că la efectuarea determinărilor experimentale s-a realizat o încărcare în trepte a motorului începând cu regimurile de sarcini mici, iar grosimea stratului de calamină crește de asemenea în timp.

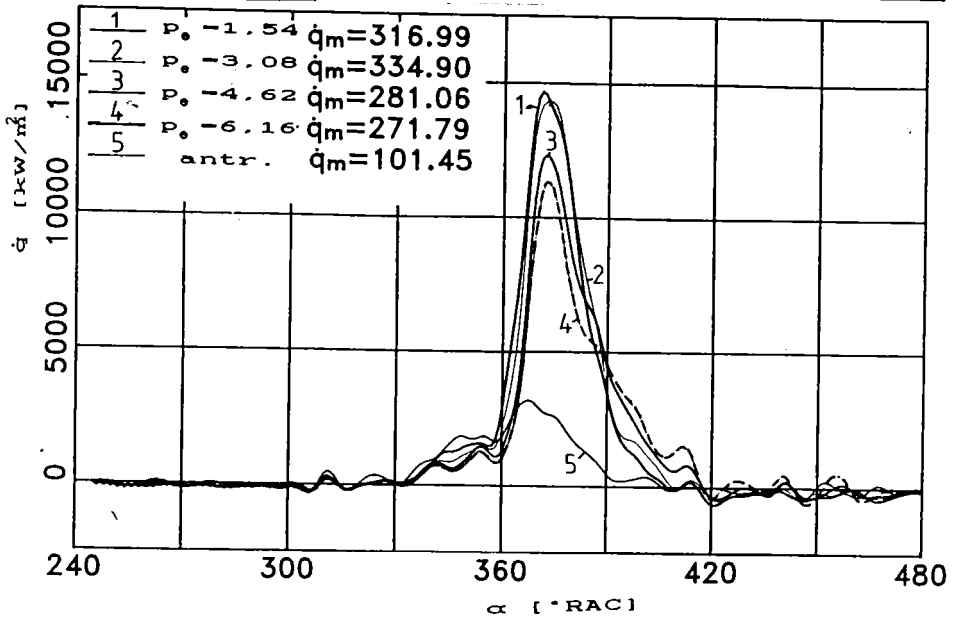


Figura 7.17: Influența sarcinii asupra densității fluxului de căldură; capul pistonului; motor aspirat; $n=2000$ rot/min; poz.1

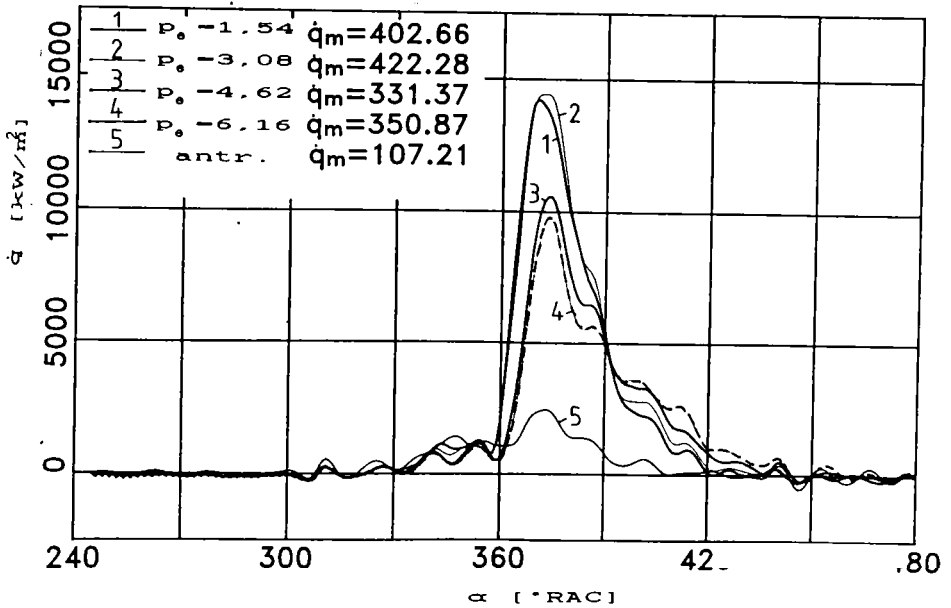


Figura 7.18: Influența sarcinii asupra densității fluxului de căldură; capul pistonului; motor aspirat; $n=2000$ rot/min; poz.2

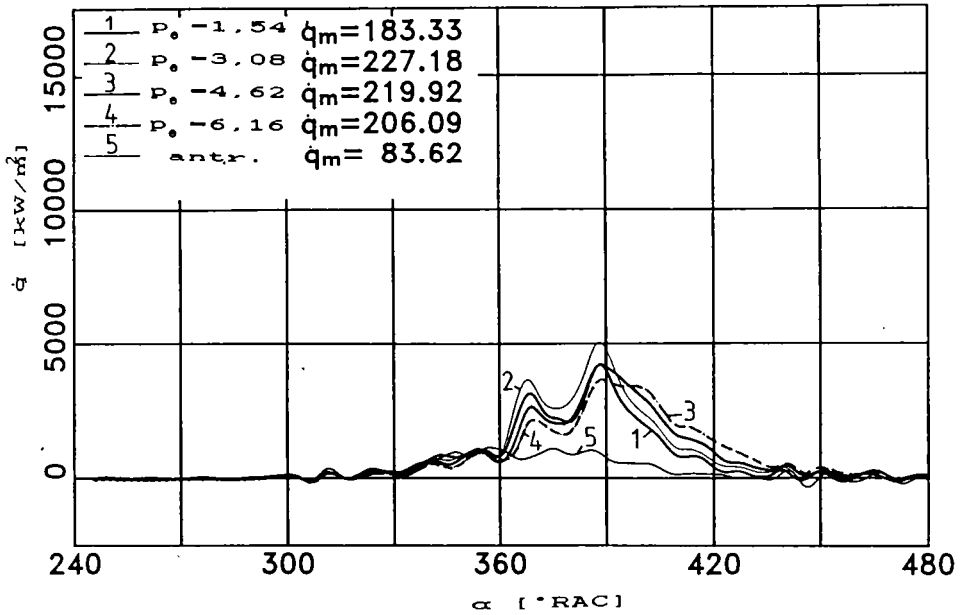


Figura 7.19: Influența sarcinii asupra densității fluxului de căldură; capul pistonului; motor aspirat; $n=2000$ rot/min; poz.3

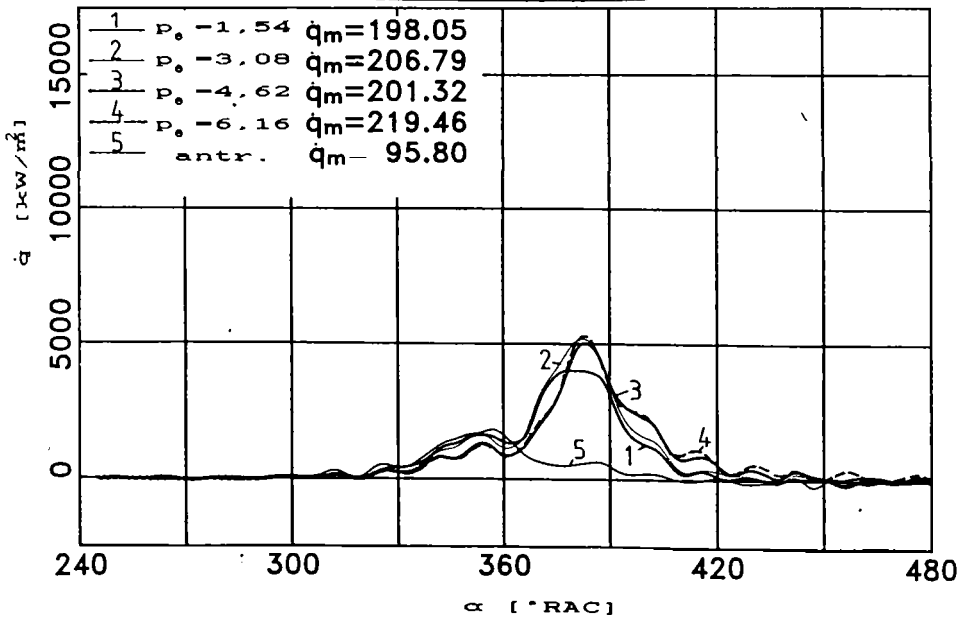


Figura 7.20: Influența sarcinii asupra densității fluxului de căldură; capul pistonului; motor aspirat; $n=2000$ rot/min; poz.4

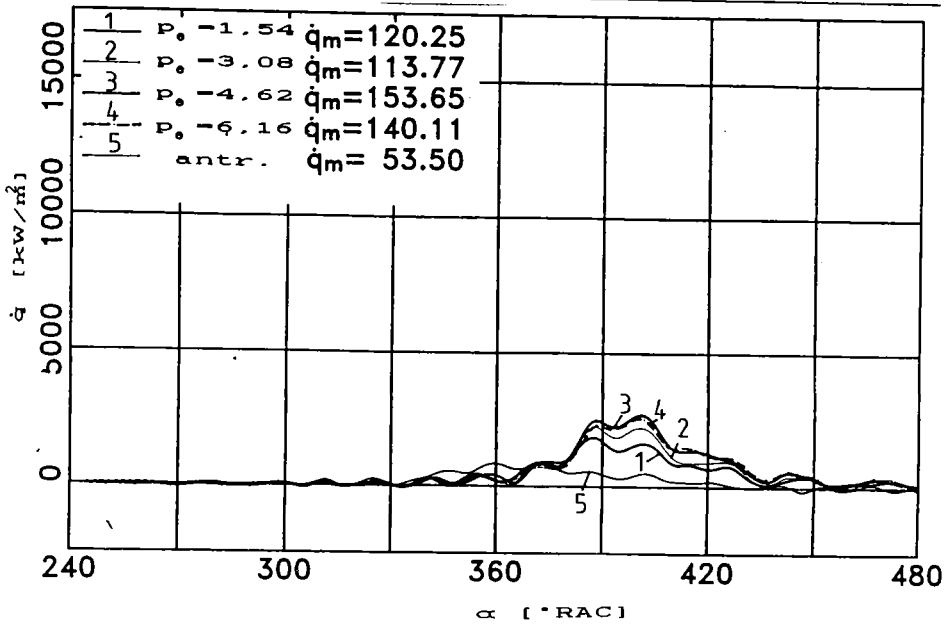


Figura 7.21: Influența sarcinii asupra densității fluxului de căldură; capul pistonului; motor aspirat; $n=2000$ rot/min; poz.5

În schimb efectele turației asupra transferului termic prin capul pistonului, efecte ilustrate în figurile 7.22-7.26 pentru un regim de sarcini mijlocii al motorului ($p_e=3,08$ bar) sunt mult mai clare, în sensul că, în majoritatea cazurilor, la creșterea turației are loc o intensificare a schimbului de căldură. De remarcat că acest fenomen este mai puțin intens în punctele 3 și 5 unde, de altfel și oscilațiile densității fluxului de căldură sunt minime. În același timp se constată o îndepărtare a maximumurilor curbelor față de PMI, fenomen datorat prelungirii procesului de ardere în destindere odată cu creșterea turației.

În concluzie, se poate remarca pe de-o parte o intensificare a procesului de schimb de căldură în zona cupei din piston, zonă care vine în contact direct cu gazele de ardere ce provin din canalul de legătură. Pe măsură ce ne îndepărtăm de această zonă, densitatea fluxului de căldură transmis prin capul pistonului scade semnificativ.

Pe de altă parte, în timp ce influența sarcinii asupra schimbului de căldură este contradictorie datorită depunerilor de calamină de pe pereții camerei de ardere, creșterea turației determină intensificări semnificative ale acestui proces,

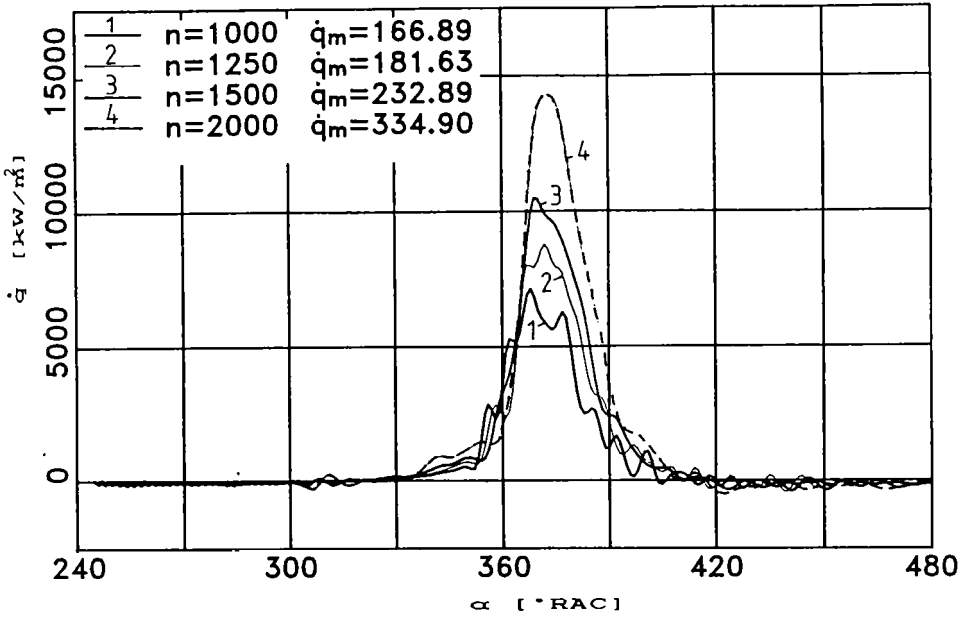


Figura 7.22: Influența turației asupra densității fluxului de căldură; capul pistonului; motor aspirat; $p_e=3,08$ bar; poz.1

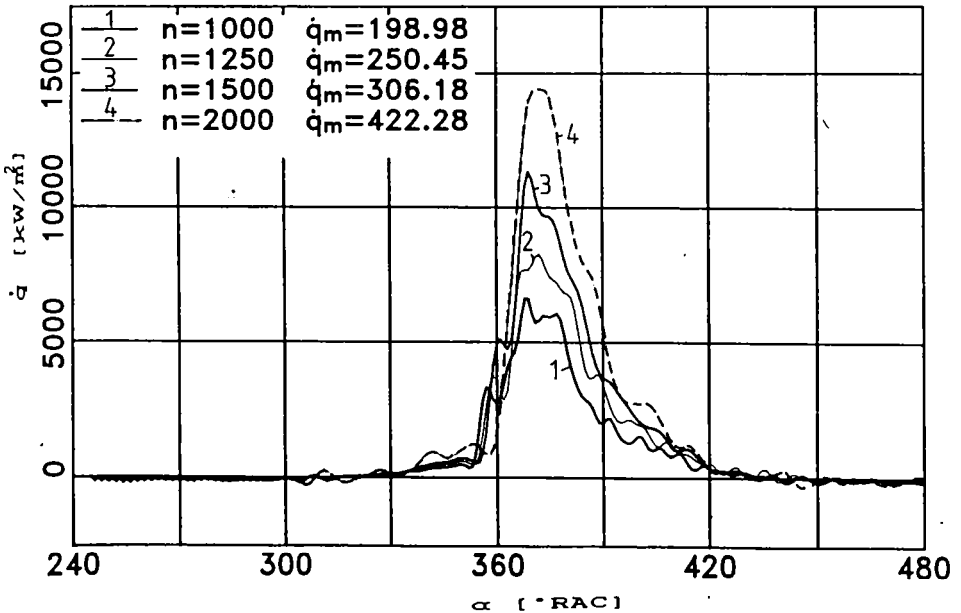


Figura 7.23: Influența turației asupra densității fluxului de căldură; capul pistonului; motor aspirat; $p_e=3,08$ bar; poz.2

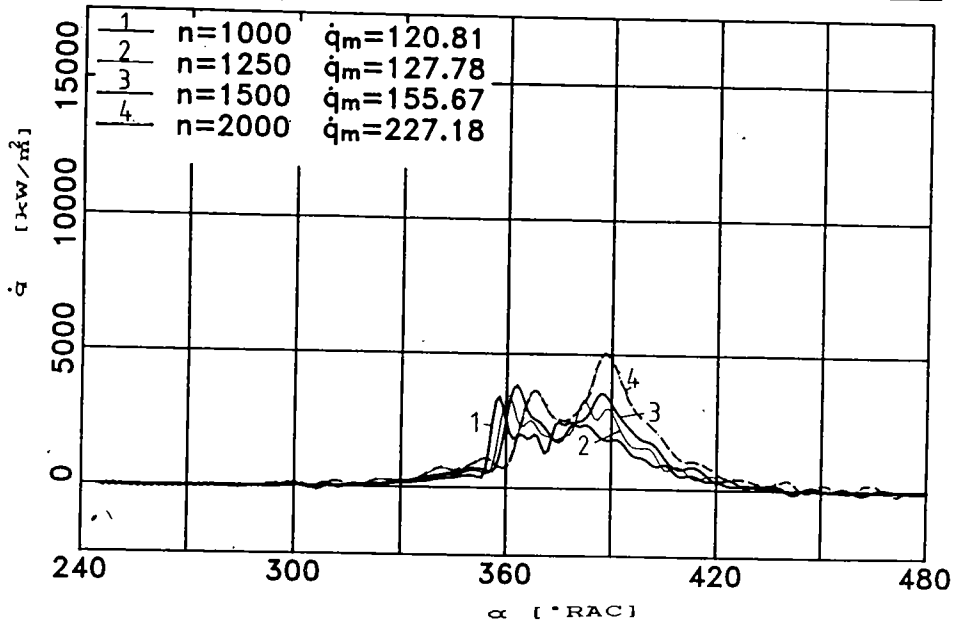


Figura 7.24: Influența turației asupra densității fluxului de căldură; capul pistonului; motor aspirat; $p_e=3,08$ bar; poz.3

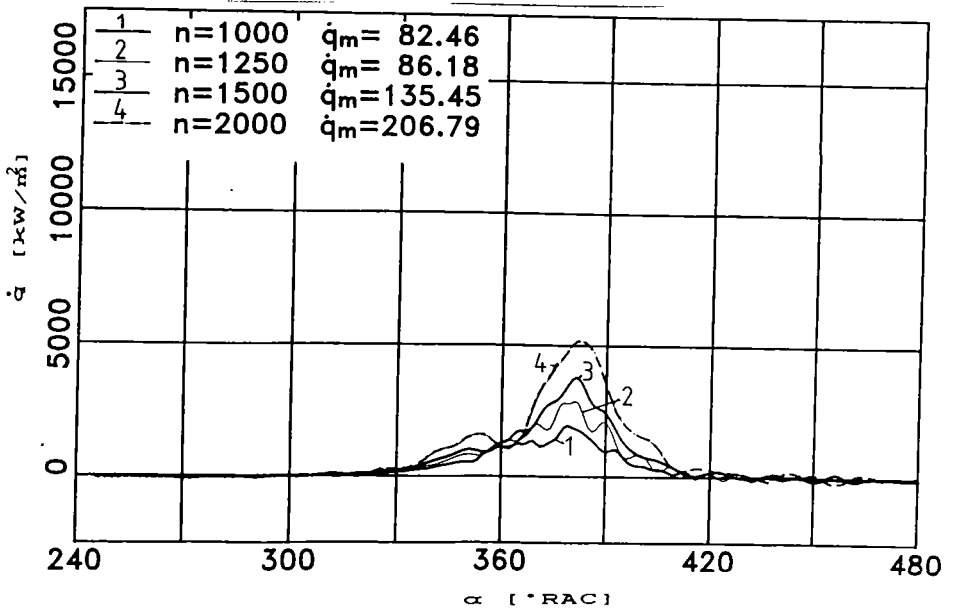


Figura 7.25: Influența turației asupra densității fluxului de căldură; capul pistonului; motor aspirat; $p_e=3,08$ bar; poz.4

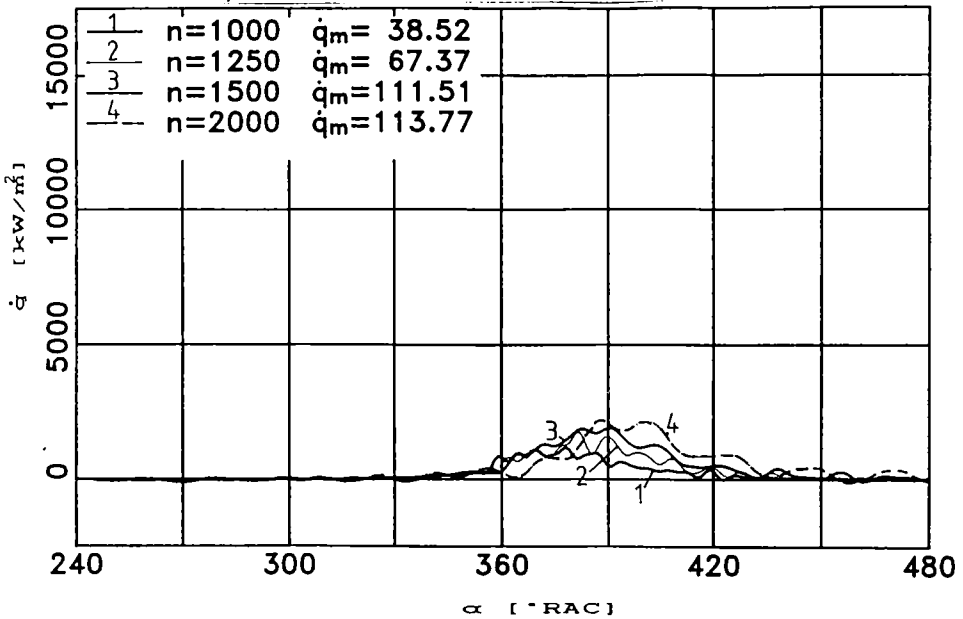


Figura 7.26: Influența turației asupra densității fluxului de căldură; capul pistonului; motor aspirat; $p_e=3,08$ bar; poz.5

datorită în primul rând creșterii temperaturii medii a gazului din cele două camere.

7.3.1.2 Schimbul de căldură prin canalul de legătură

Schimbul de căldură din canalul de legătură dintre cele două camere a fost prezentat în paragraful anterior prin comparație cu situația înregistrată în capul pistonului. Astfel, din figurile 7.14, 7.15, 7.16 s-a putut remarca faptul că densitatea fluxului de căldură transmis prin pereții acestui canal este mai mare, în cazul ciclurilor cu aprindere, decât cea corespunzătoare punctelor de măsură din capul pistonului. Explicația acestui fapt este legată atât de procesul de ardere ce are loc în cele două camere, cât și de fenomenul de curgere a gazelor în stare arzândă prin canalul de legătură.

În figura 7.27 este prezentată influența sarcinii asupra densității fluxului de căldură transmis prin pereții acestui canal

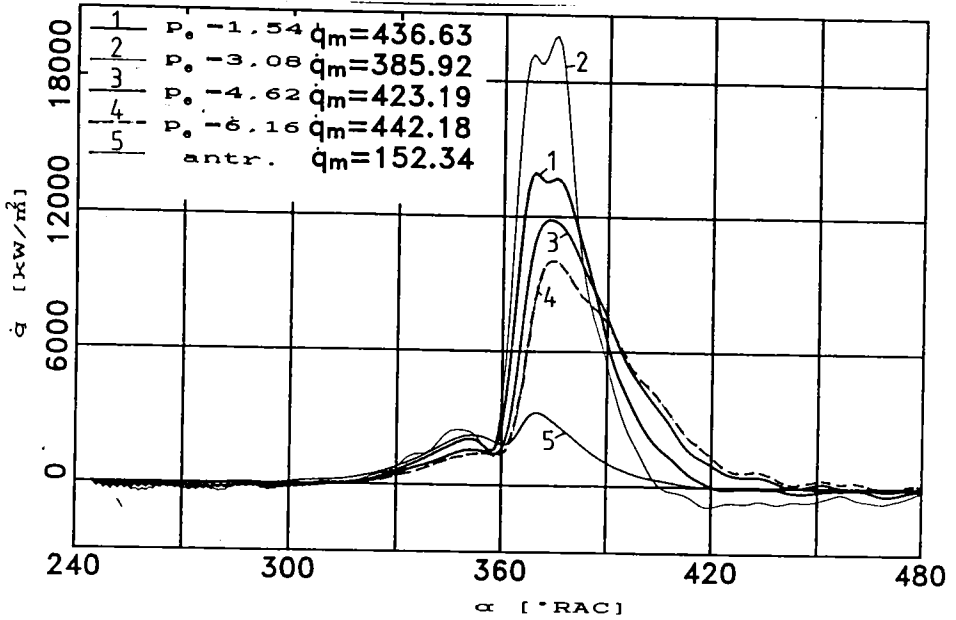


Figura 7.27: Influența sarcinii asupra densității fluxului de căldură; canalul de legătură; motor aspirat; $n=2000$ rot/min

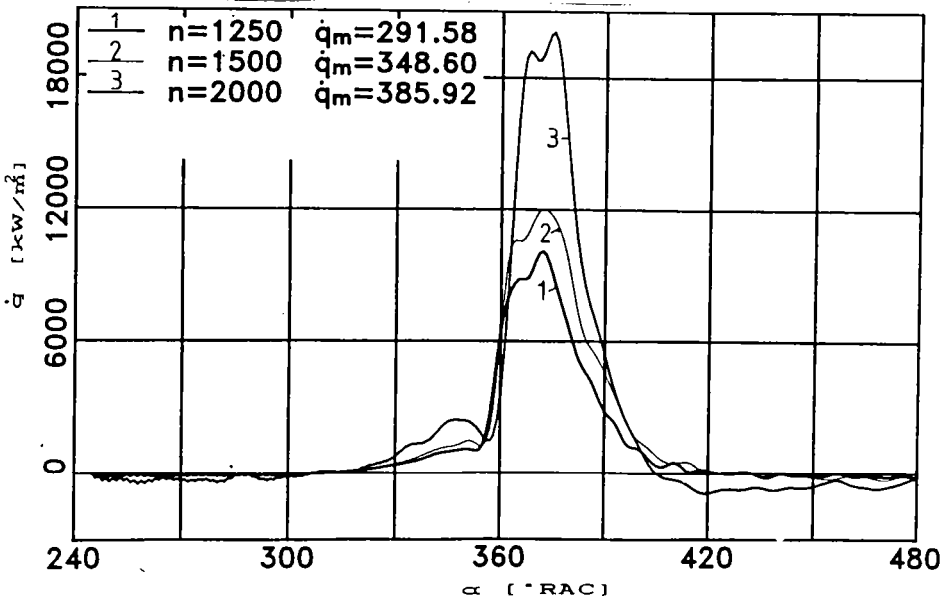


Figura 7.28: Influența turației asupra densității fluxului de căldură; canalul de legătură; motor aspirat; $p_e=3,08$ bar

la turația nominală de 2000 rot/min, pentru patru încărcări diferite ale motorului, respectiv pentru cazul motorului antrenat. Se constată același gen de influențe ca și în cazul capului pistonului, în sensul unei intensificări a procesului de schimb de căldură până la o anumită sarcină după care urmează o reducere a acestuia. De remarcat valorile maxime de cca. 20000 kW/m² înregistrate în domeniul sarcinilor parțiale.

Urmărind influența turației asupra schimbului de căldură prin pereții canalului de legătură, aspect prezentat în figura 7.28 pentru trei regimuri de turație la aceeași sarcină ($p_a=3,08$ bar), se constată din nou similitudini cu procesele ce au loc prin capul pistonului, respectiv o intensificare a schimbului de căldură la creșterea turației.

7.3.1.3 Schimbul de căldură prin pereții camerei cilindrice de turbionare

Urmărind procesul de schimb de căldură ce are loc prin pereții camerei de turbionare, se constată influențe similare din punct de vedere calitativ ale sarcinii și turației cu cele înregistrate pentru capul pistonului respectiv pentru canalul de legătură.

Mult mai interesant de urmărit este însă modul de desfășurare a procesului în diferitele puncte ale acestei camere. Calculele s-au efectuat bineînțeles în aceleași puncte în care a fost determinată experimental temperatura și care sunt prezentate în figura 5.10. Rezultatele obținute sunt prezentate în figurile 7.29, 7.30 și 7.31 pentru diferite încărcări ale motorului la turația de 1800 rot/min.

Este de remarcat aspectul curbelor, diferit față de cel înregistrat în cazul capului pistonului respectiv al canalului de legătură. Dacă în aceste situații am avut de-a face cu niște curbe continue caracterizate prin variații line ale densității fluxului de căldură, de data aceasta se înregistrează o mulțime de oscilații ale acestui parametru de o parte și de alta a unei curbe imaginare.

În orice caz schimbul de căldură cel mai intens se înregistrează în zona aflată în imediata apropiere a

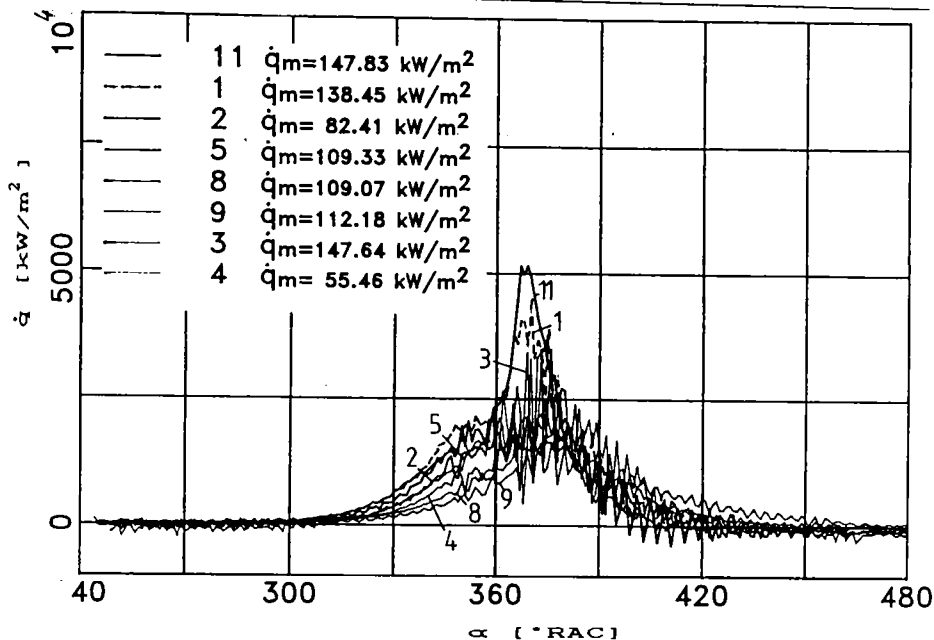


Figura 7.29: Densitatea fluxului de căldură; camera de turbionare; motor aspirat; $n=1800 \text{ rot/min}$; mers în gol

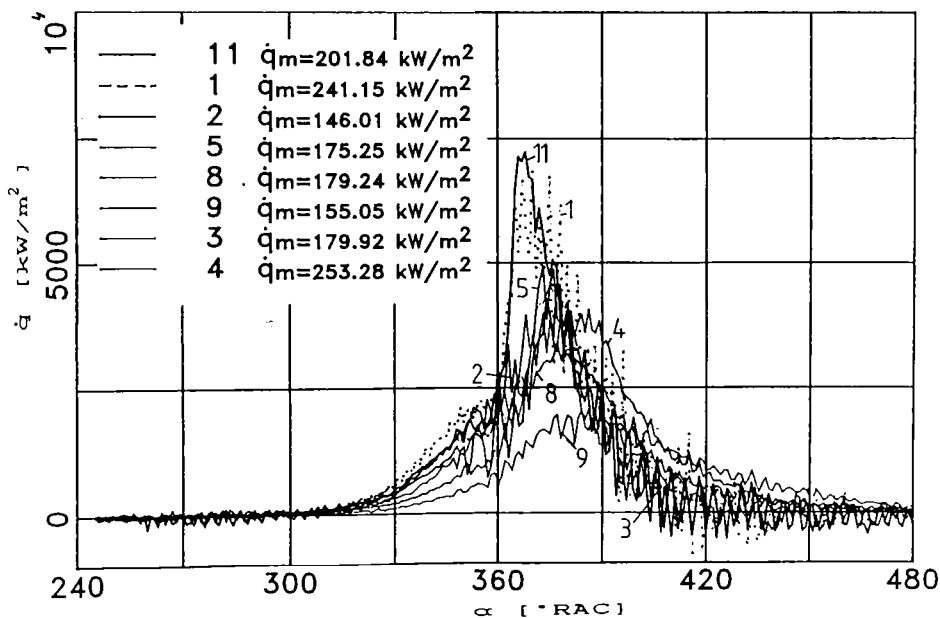


Figura 7.30: Densitatea fluxului de căldură; camera de turbionare; motor aspirat; $n=1800 \text{ rot/min}$; $p_e=3,08 \text{ bar}$

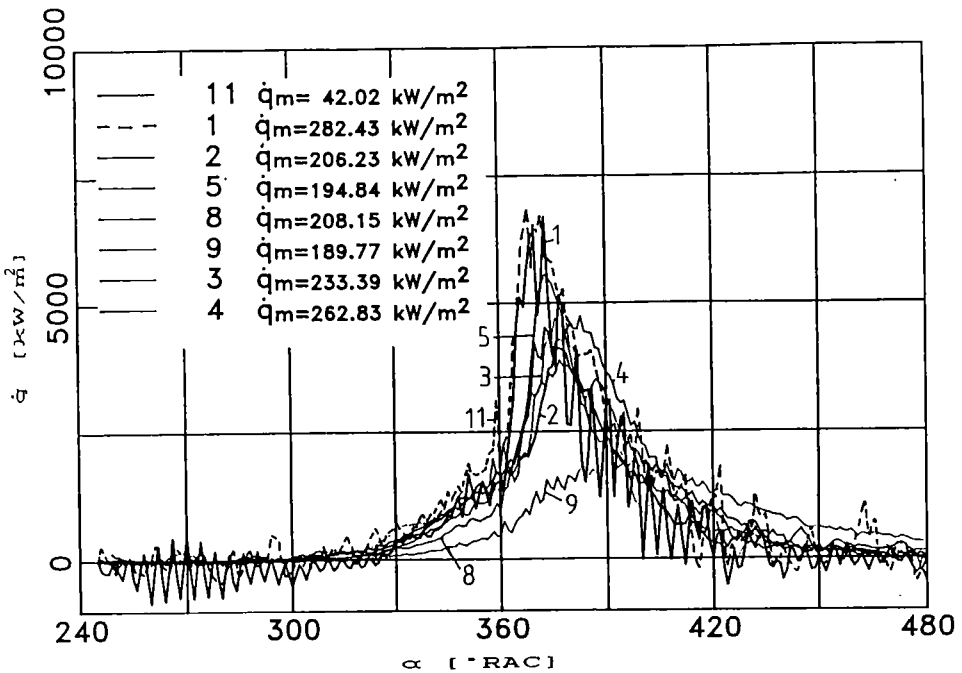


Figura 7.31: Densitatea fluxului de căldură: camera de turbionare; motor aspirat; $n=1800$ rot/min; sarcină plină

injectorului, respectiv în punctele 1, 3 și 11. Tot în aceste puncte se înregistrează, așa cum este normal, și cele mai mari amplitudini de

oscilație față de valoarea medie. În schimb pe măsură ce ne îndepărtăm de zona injectorului, respectiv în zona punctelor 5, 8 și 9, fenomenul de schimb de căldură tinde să piardă din intensitate.

Se poate astfel pune în evidență procesul de inițializare a arderii ce are loc în vecinătatea injectorului. Cu toată existența vârtejului în camera de turbionare și cu toate că, în continuare arderea se va extinde în întregul volum al acesteia, schimbul de căldură cel mai intens continuă să se producă în această zonă. Trebuie remarcat de asemenea că, pe măsură ce ne îndepărtăm de acesta, maximumul curbelor de variație a densității fluxului de căldură se deplasează tot mai mult în destindere, element ce subliniază o dată în plus faptul că în zonele respective arderea se inițializează cu întârziere.

Pe de altă parte trebuie constatat că valorile maxime ale

densității fluxului termic ce se înregistrează în camera de turbionare, 5000-7000 kW/m², sunt mult mai mici decât cele rezultate în zona capului pistonului respectiv a canalului de legătură.

7.3.2 Coeficienții de schimb de căldură

Calculul coeficienților locali de schimb de căldură poate fi efectuat pe baza unui algoritm foarte complex în acele puncte ale camerei de ardere în care s-a realizat măsurarea temperaturii superficiale în regim nestaționar cu ajutorul termocuplelor minaturizate de suprafață. Pentru calcul se utilizează relația lui Newton referitoare la convecția termică:

$$\alpha = \frac{q}{T_g - T_p} \quad (7.1)$$

pentru a cărei aplicabilitate este necesară cunoașterea în prealabil a următoarelor mărimi:

- densitatea locală a fluxului de căldură în regim nestaționar, care se determină cu ajutorul metodei temperaturilor superficiale prin utilizarea analizei armonice și a ecuației unidimensionale Fourier pentru conducția termică. Rezultatele obținute au fost prezentate în paragraful 7.3.1.

- temperatura locală în regim nestaționar a suprafeței superficiale a peretelui. Această mărime s-a determinat experimental după metodele și cu aparatura prezentate în capitolul 5, rezultatele obținute fiind sintetizate în paragraful 6.2.

- temperatura medie a gazului în camera respectivă de ardere, care se determină prin calcul, fie direct cu programul de simulare a ciclului real, caz în care legea de ardere se aproximează prin metoda Vibe, fie utilizând o lege reală de ardere de tipul celei prezentate în paragraful 2.2.4 obținută, pe baza măsurărilor de presiune efectuate în cele două camere, cu ajutorul metodei iterative puse la punct de autor.

De remarcat că în cadrul prezentului paragraf se va folosi pentru simplificare noțiunea de "coeficient de convecție" chiar dacă în fapt este vorba de un coeficient echivalent de schimb de căldură ce ia în considerare simultan și efectele radiației.

De altfel în figura 7.32 este reprezentat schematic acest

procedeu complex de calcul. Verificarea rezultatelor obținute se poate face prin stabilirea unui coeficient de convecție mediu pentru fiecare din cele două camere și prin calcularea fluxurilor de căldură transmise în fiecare dintre acestea, care ulterior se pot compara cu mărimile determinate experimental prin bilanț termic și prezentate în paragraful 6.3.

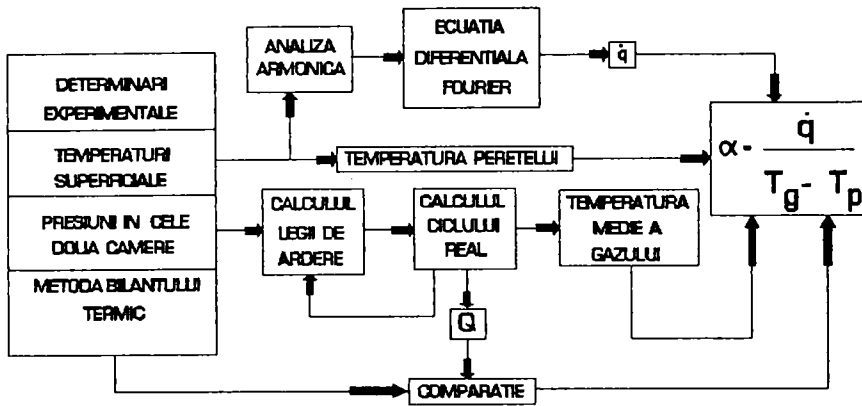


Figura 7.32:

Pentru exemplificare se vor urmări etapele de aplicare ale metodei de calcul în punctul 1 din capul pistonului (figura 5.8), pentru o turație de 1500 rot/min și sarcină plină. Astfel în figura 7.33a este reprezentată componenta nestaționară a temperaturii în acest punct și respectiv densitatea fluxului de căldură calculată pe baza determinărilor experimentale de temperatură. În figura 7.33b sunt reprezentate legile de evoluție ale presiunii din camera principală de ardere p_{c11} determinate experimental și respectiv ale temperaturii medii a gazului din aceeași cameră, temperatură calculată cu programul de calcul pus la punct de autor.

Aplicând relația lui Newton (7.1) se obțin valorile coeficientului de convecție în punctul 1 din capul pistonului, valori care au fost reprezentate cu linie întreruptă în figura 7.34. Pentru comparație în aceeași figură este reprezentată legea de variație a coeficientului de convecție calculat după relația

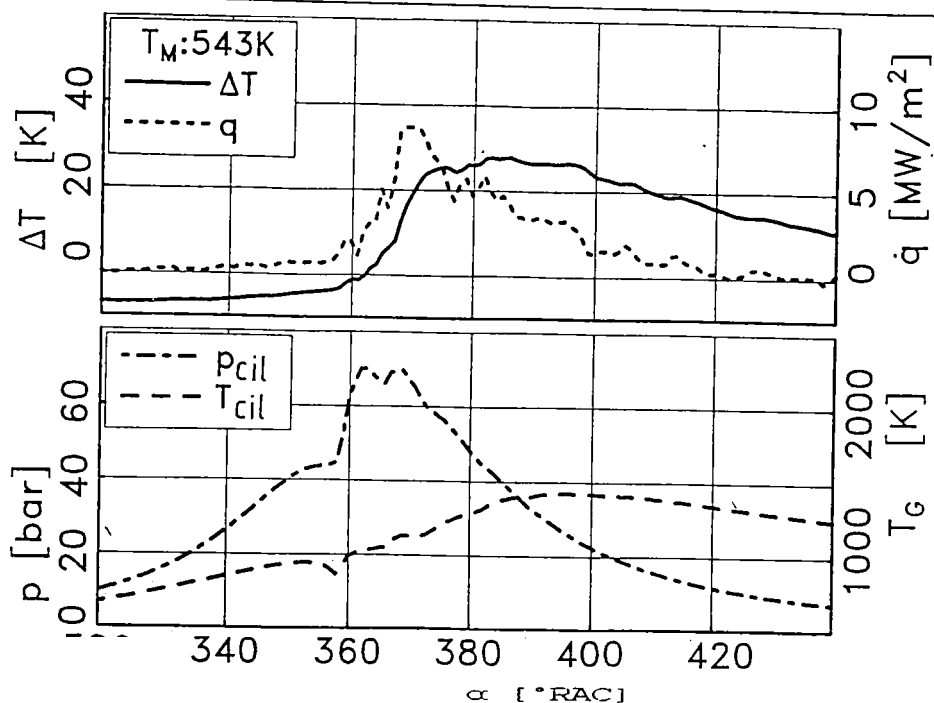


Figura 7.33: a) Temperatura superficială și densitatea fluxului de căldură în punctul 1 de pe capul pistonului; b) Temperatura medie a gazelor și presiunea din camera principală

lui Woschni, cu modificările sale ulterioare. Bineînțeles datorită poziției particulare a punctului 1, în zona de contact a capului pistonului cu gazele de ardere ce provin din canalul de legătură, diferențele dintre cele două curbe sunt apreciable. Aceasta deoarece în timp ce curba trasată cu linie continuă în figura 7.34 și bazată pe relația lui Woschni, oferă o valoare medie pentru întreaga cameră de ardere, curba trasată cu linie întreruptă se referă la un anumit punct din această cameră situat într-o zonă cu solicitări termice foarte mari. Trebuie avut în vedere că în zona acestui punct temperatura gazului este sensibil mai mare decât temperatura medie din camera principală. Este chiar foarte probabil că această temperatură a gazului este mai apropiată de temperatura medie din camera cilindrică de turbionare care este mai mare decât cea din cilindru. Dacă introducem în relația lui Newton această valoare a temperaturii, diferența de temperaturi de la numitor ar crește determinând obținerea unor valori mai mici pentru coeficientul de convecție α .

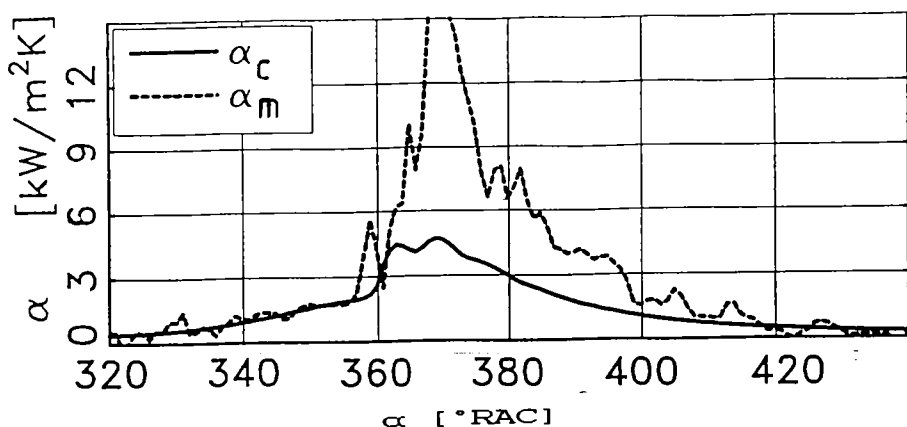


Figura 7.34: Comparație între valorile coeficientului de convecție determinate prin metoda temperaturilor superficiale respectiv cu relația lui Woschni pentru punctul 1

În figurile 7.35-7.38 sunt reprezentați coeficienții de convecție α calculați pentru toate cele cinci puncte din capul pistonului și respectiv pentru canalul de legătură, la aceeași turație și diferite sarcini. Comparând aceste figuri se constată imediat că la creșterea sarcinii are loc o scădere a coeficientului de convecție α . Acest gen de influențe este absolut logic dacă avem în vedere modul de variație cu sarcina a celor trei termeni din relația (7.1). Astfel la creșterea sarcinii, ca urmare a creșterii cantității de combustibil injectate în cilindru, are loc o creștere a temperaturii medii a gazului în cele două camere T_g , ceea ce implică o scădere a lui α . La acest fapt se adaugă și o scădere a densității fluxului de căldură transmis la perete respectiv a temperaturii peretelui odată cu creșterea sarcinii, ca urmare a efectului izolator pe care îl are stratul de calamină depus pe pereții camerei de ardere, strat a cărui grosime crește în timp. Toate cele trei tipuri de influențe contribuie deci la scăderea lui α cu creșterea sarcinii.

Pentru a urmări influența turației asupra coeficienților de convecție în zona capului pistonului și a canalului de legătură, s-au reprezentat variațiile acestora pentru două turații diferite la sarcină plină. Astfel figura 7.39 corespunde unei turații de 1000 rot/min, iar figura 7.40 s-a realizat pentru 2000 rot/min. Comparând cele două figuri și cu figura 7.38 care prezintă aceiași coeficienți înregistrați la sarcină plină la o turație de

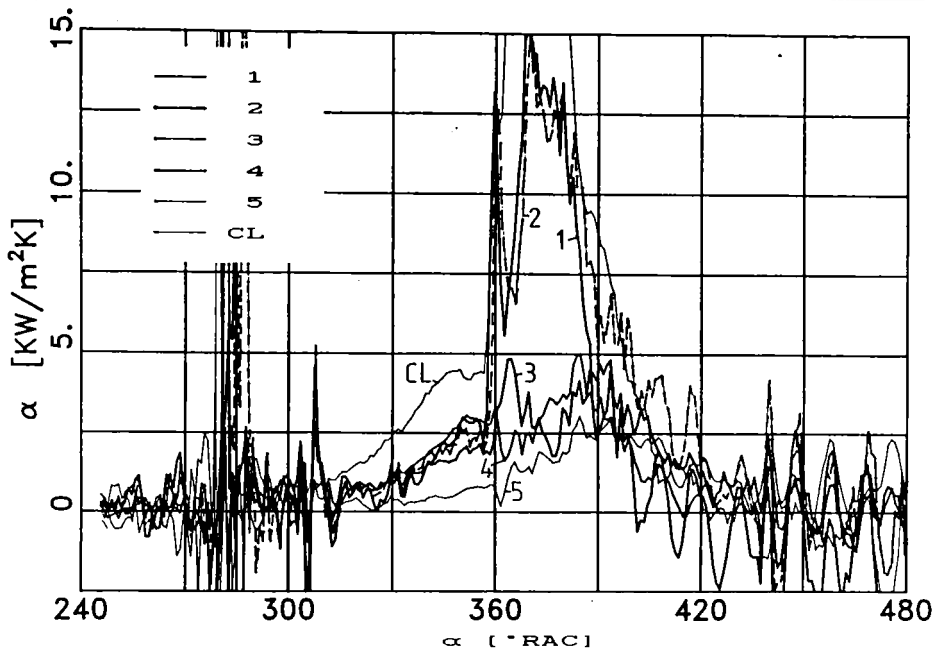


Figura 7.35: Coeficientul local de convecție: capul pistonului și canalul de legătură; $n=1500$ rot/min; $p_e=1,54$ bar

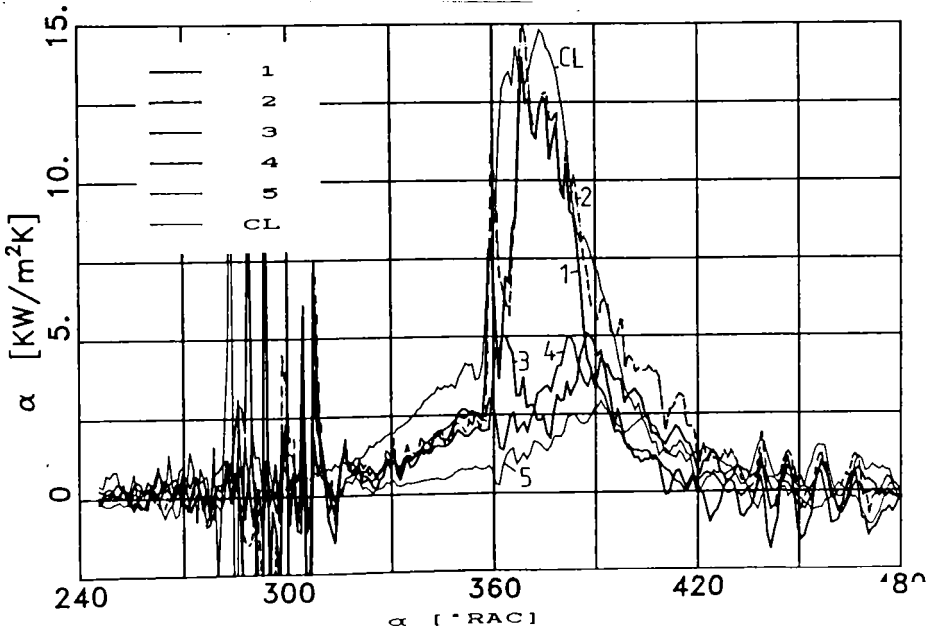


Figura 7.36: Coeficientul local de convecție: capul pistonului și canalul de legătură; $n=1500$ rot/min; $p_e=3,08$ bar

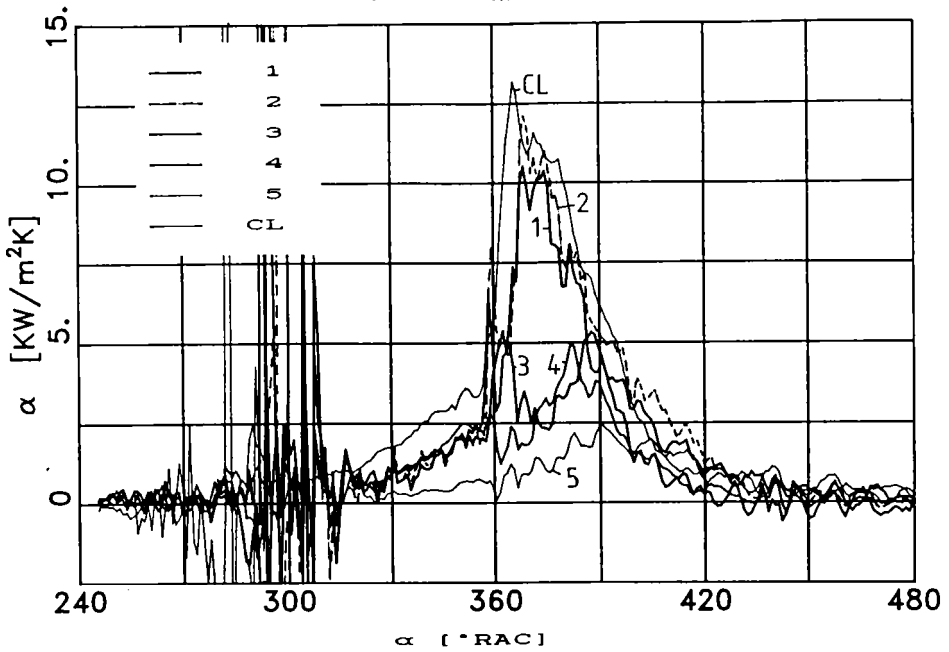


Figura 7.37: Coeficientul local de convecție: capul pistonului și canalul de legătură; $n=1500$ rot/min; $p_e=4,62$ bar

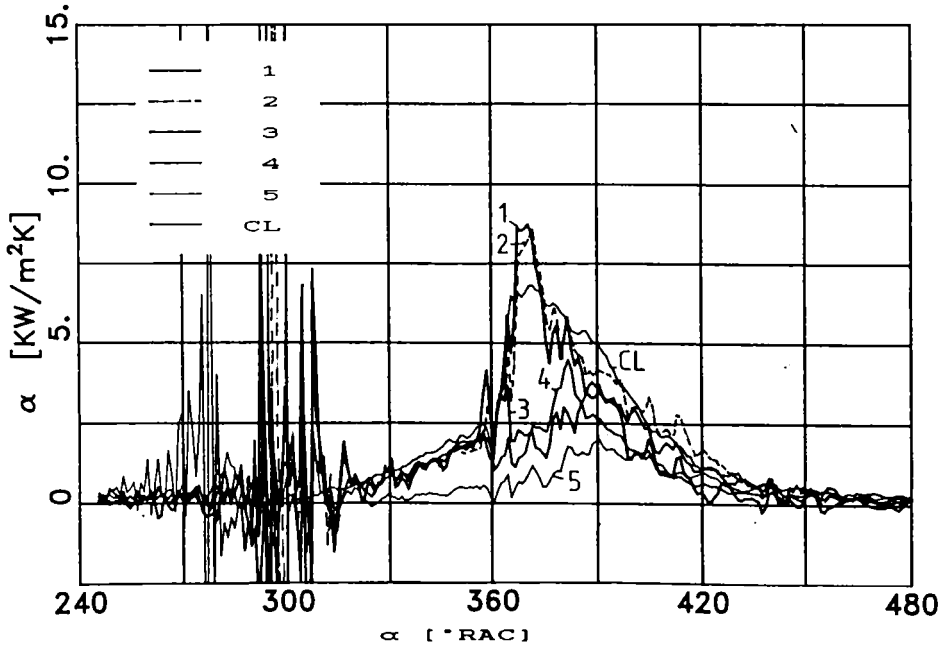


Figura 7.38: Coeficientul local de convecție: capul pistonului și canalul de legătură; $n=1500$ rot/min; $p_e=8,16$ bar

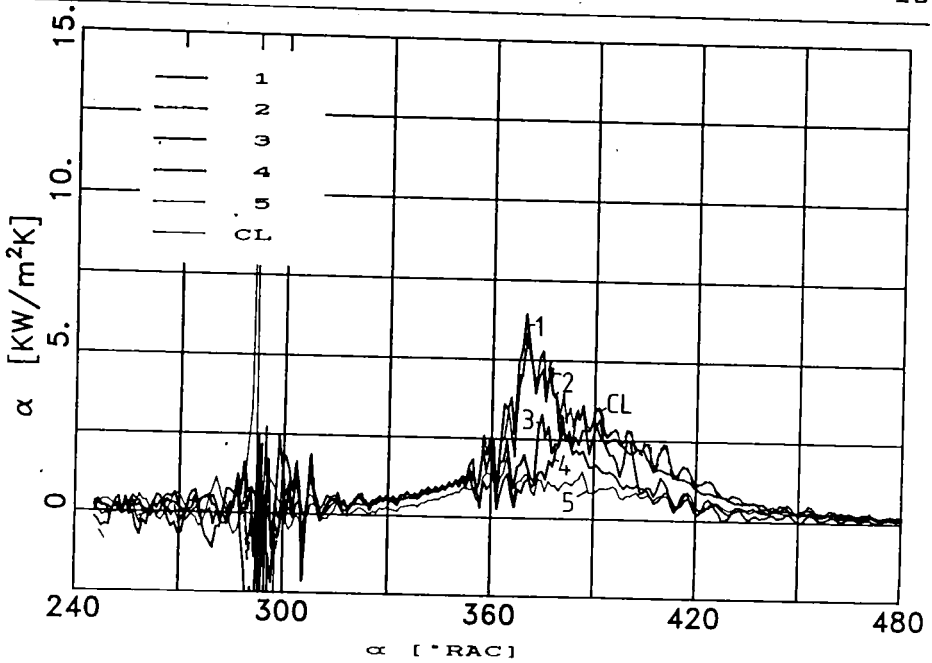


Figura 7.39: Coeficientul local de convecție: capul pistonului și canalul de legătură; $n=1000$ rot/min; $p_e=6,16$ bar

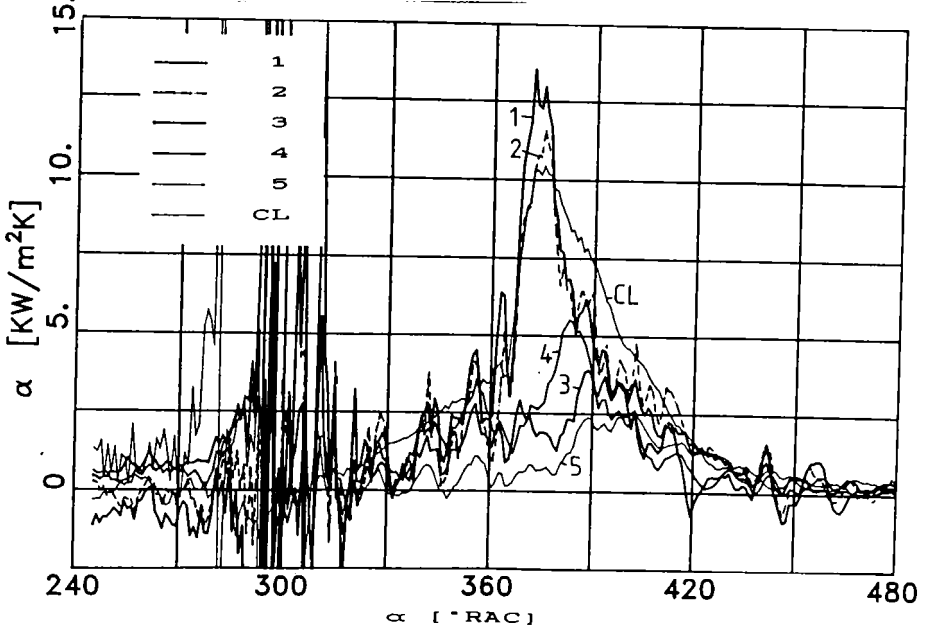


Figura 7.40: Coeficientul local de convecție: capul pistonului și canalul de legătură; $n=2000$ rot/min; $p_e=6,16$ bar

funcționare a motorului de 1500 rot/min, se poate trage concluzia că la creșterea turației are loc o creștere semnificativă a coeficientului de convecție în toate punctele considerate. Acest fenomen este absolut normal fiind legat de creșterea turbulenței gazului la creșterea turației ceea ce are efecte directe asupra lui α . Pe de altă parte, urmărind toate figurile menționate se pot distinge câte două tipuri de curbe. Unul corespunzător punctelor 1 și 2 din capul pistonului și canalului de legătură, aflat în mod evident sub influența fenomenului de curgere din acest canal, și caracterizat prin creșteri bruște ale coeficientului de

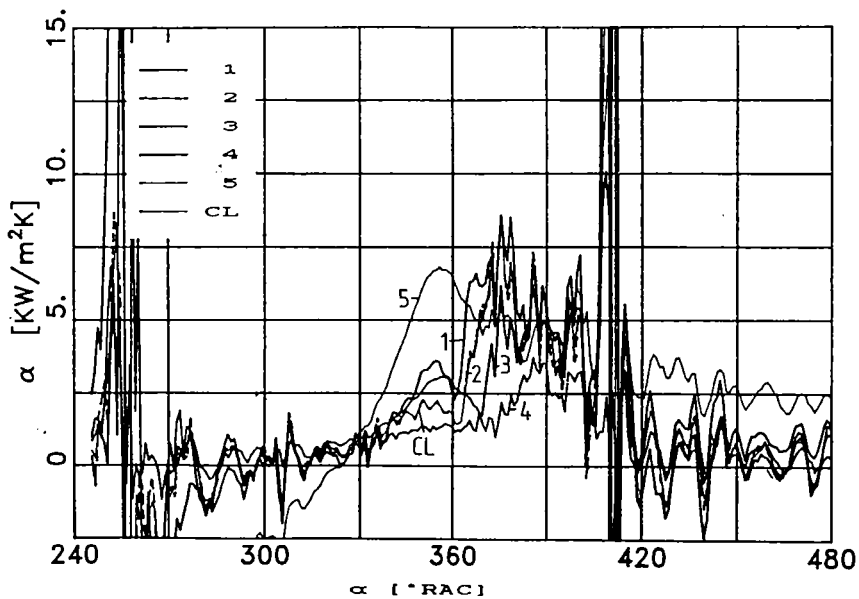


Figura 7.41: Coeficientul local de convecție: capul pistonului și canalul de legătură; motor antrenat; $n=1500$ rot/min

convecție în zona PMI și imediat după aceasta. Pe acest gen de curbe se înregistrează valori maxime ale lui α de până la 15000-20000 $\text{kW/m}^2\text{K}$. Un al doilea tip de curbe caracterizează punctele 3, 4 și 5 din capul pistonului. În aceste puncte, mai îndepărtate de zona canalului de legătură valorile maxime ale coeficientului de convecție α nu depășesc în general 5000 $\text{kW/m}^2\text{K}$, ele înregistrându-se cu o întârziere mai mare față de PMI decât în celelalte trei cazuri amintite.

Tocmai datorită acestei variații spațiale a coeficientului

de convecție în interiorul camerei de ardere procesul de schimb de căldură este foarte dificil de modelat tridimensional. Pe de altă parte însă, este normal ca între coeficienții locali de convecție determinați prin calcul pe baza datelor experimentale și cei calculați cu relații globale de tipul celei a lui Woschni să existe diferențe relativ mari, așa cum s-a arătat în figura 7.34.

Variația spațială a coeficientului de convecție α ar fi mult mai redusă în lipsa procesului de ardere. Acest lucru este ilustrat în figura 7.41 pentru cazul motorului antrenat cu o turație de 1500 rot/min. Se constată o oarecare similaritate a curbelor pentru toate punctele cu excepția punctului 5 unde, la fel ca și în cazul densităților fluxului termic, se înregistrează valori maxime destul de ridicate cu câteva grade RAC înainte de PMI. Paradoxal și aparent inexplicabil este însă faptul că pentru nici unul din regimurile la cald ale motorului nu s-au înregistrat valori ale coeficientului de convecție în acest punct atât de mari ca în cazul motorului antrenat. Nu ar fi însă exclus ca acest lucru să se datoreze și condițiilor locale de curgere în zona acestui punct, ceea ce ar evidenția faptul că există diferențe majore în privința organizării mișcărilor fluidului din interiorul camerei de ardere în cazul ciclurilor cu aprindere față de cazul motorului antrenat.

În altă ordine de idei, trebuie remarcat că variațiile foarte bruște ale lui α , puse în evidență în toate figurile, ca și înregistrarea pentru intervale unghiulare foarte scurte a unor valori negative ale acestui coeficient se datorează unor fenomene nestaționare ce conduc la apariția unor erori inevitabile în procesul complex de măsurare și calcul și care fac ca în anumite momente pe ciclu, cum este cazul în timpul comprimării, deși temperatura medie calculată a gazului este mai mică decât temperatura superficială a peretelui determinată experimental schimbul de căldură să aibă loc în sens invers, de la gaz la perete datorită aportului de energie din stratul limită în care temperatura ajunge să fie mai mare decât temperatura peretelui. Fenomenul, care a fost de altfel amintit în paragraful 4.3, este descris pe larg de Woschni [74] care consideră însă că poate fi neglijat.

Concluzii similare în ceea ce privește variația cu sarcina și turația a coeficientului de convecție α se pot trage și în cazul camerei cilindrice de turbionare. În figurile 7.42 și 7.43

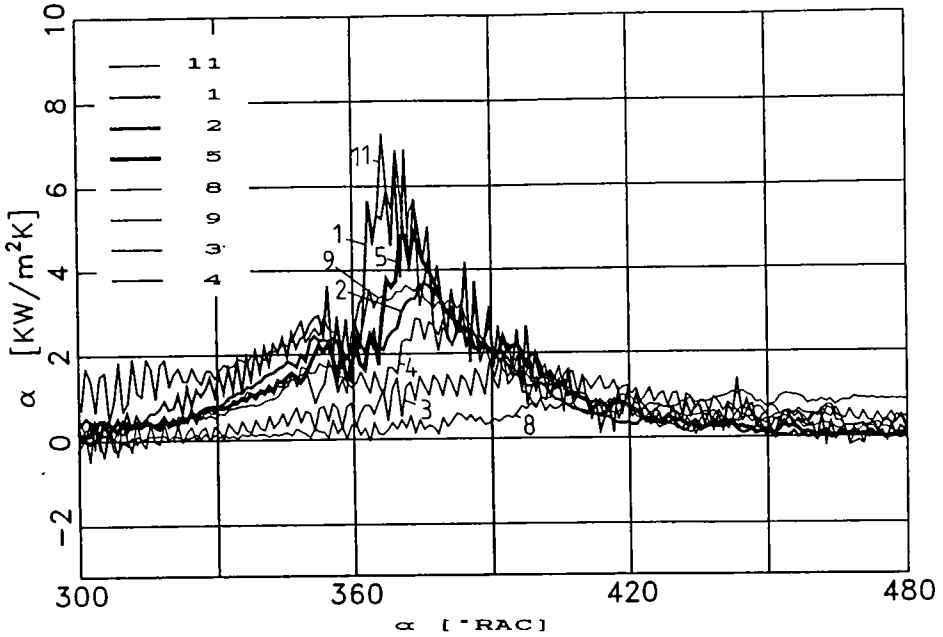


Figura 7.42: Coeficientul local de convecție: camera cilindrică de turbionare; motor aspirat; $n=1500$ rot/min; mers în gol

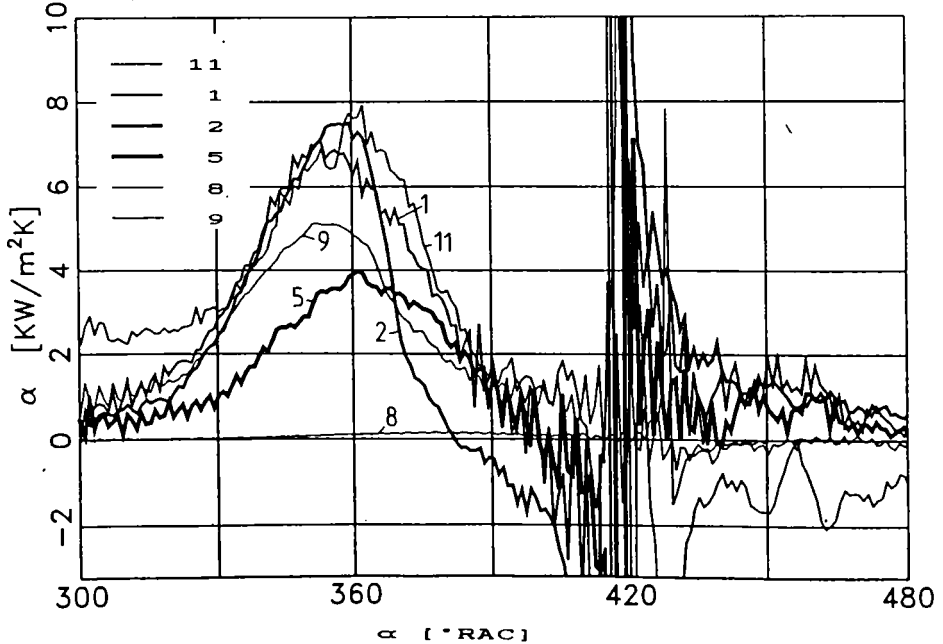


Figura 7.43: Coeficientul local de convecție: camera cilindrică de turbionare; motor aspirat; $n=1500$ rot/min; sarcină plină

se prezintă evoluțiile acestor coeficienți în diferitele puncte ale camerei separate în care de altfel s-au și efectuat măsurări de temperatură (conform figurii 5.10), pentru o turație de 1500 rot/min și un regim de mers în gol, respectiv de sarcină plină. Se poate constata că cele mai ridicate valori ale lui α se înregistrează în punctele 1, 2 și 11, adică într-o zonă aflată în imediata apropiere a injectorului, în timp ce valorile cele mai mici se obțin în punctele 8 și 9, adică într-o poziție aproximativ diametral opusă față de injector.

7.4 Influența depunerilor de calamină pe pereții camerei de ardere asupra temperaturilor pereților și a fluxurilor de căldură transmise

La creșterea sarcinii și implicit la scăderea coeficientului excesului de aer λ , prin ardere se formează particule de funingine care ajung în contact cu pereții mai reci ai camerei de ardere unde se depun sub forma unui strat de calamină cu proprietăți de izolare a camerei de ardere cu atât mai accentuate cu cât grosimea sa este mai mare.

În intenția de a stabili influența pe care o au depunerile de calamină asupra schimbului de căldură și a variației presiunilor din cele două camere s-au realizat câteva serii de măsurări pe motorul antrenat după următorul program:

Inițial aceste măsurări s-au efectuat pe motorul "curat" după care motorul a fost pornit și a funcționat continuu câteva ore, perioadă în care s-au și efectuat de altfel măsurări pe motorul cald. După circa 4-5 ore de funcționare în aceste condiții, s-au reluat măsurările în regim antrenat urmărindu-se, pe cât posibil, asigurarea unor condiții identice de determinare cu cele inițiale.

Rezultatele obținute în cele două situații sunt prezentate în continuare.

În figurile 7.44-7.48 sunt reprezentate oscilațiile de temperatură în regim nestaționar. At față de valoarea medie t_m pentru capul pistonului în cele cinci puncte de măsură reprezentate în figura 5.8. Curbele notate cu 1 în cele cinci figuri corespund unui motor "curat" în timp ce cele notate cu 2

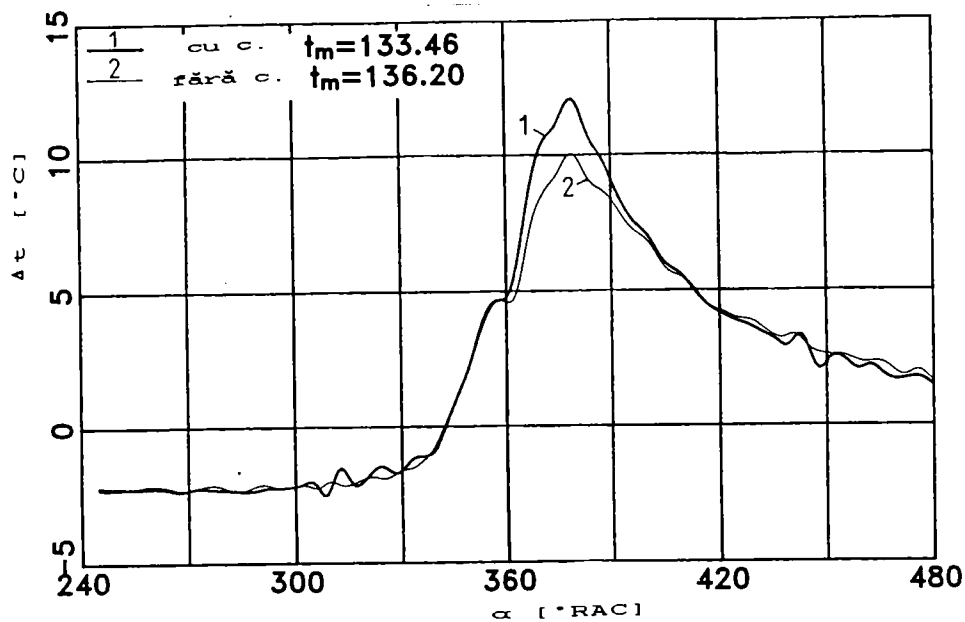


Figura 7.44: Temperatura suprafeței capului pistonului poz.1; motor antrenat; $n=1500$ rot/min; comparație cu/fără calamină

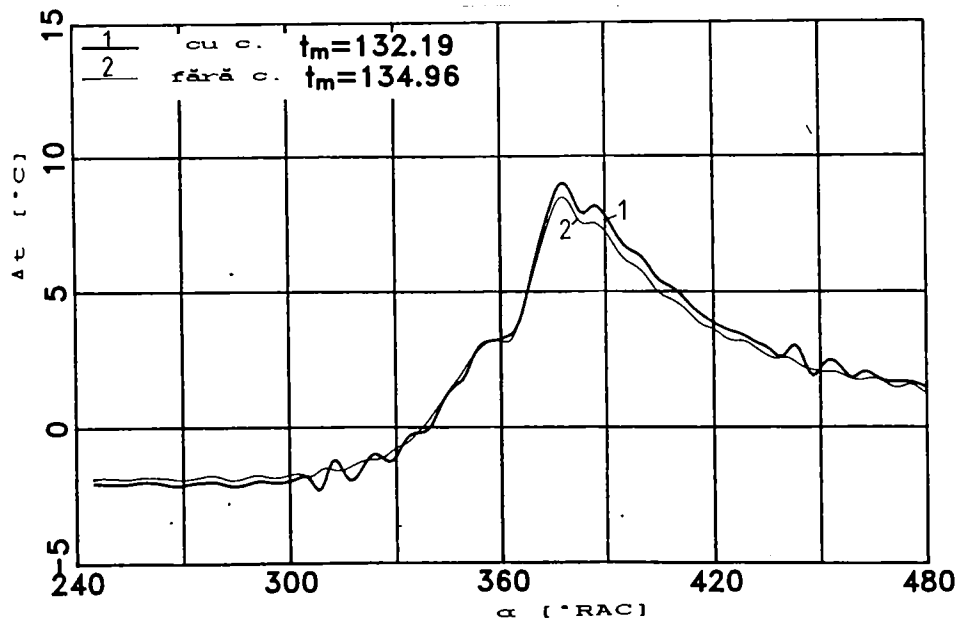


Figura 7.45: Temperatura suprafeței capului pistonului; poz.2 motor antrenat; $n=1500$ rot/min; comparație cu/fără calamină

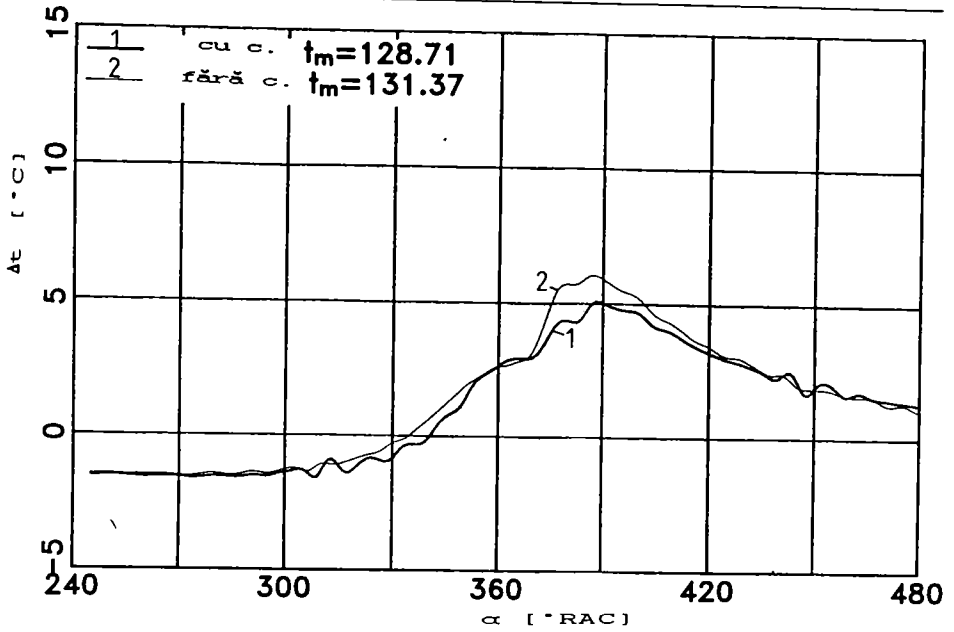


Figura 7.46: Temperatura suprafeței capului pistonului; poz.3 motor antrenat; $n=1500$ rot/min; comparație cu/fără calamină

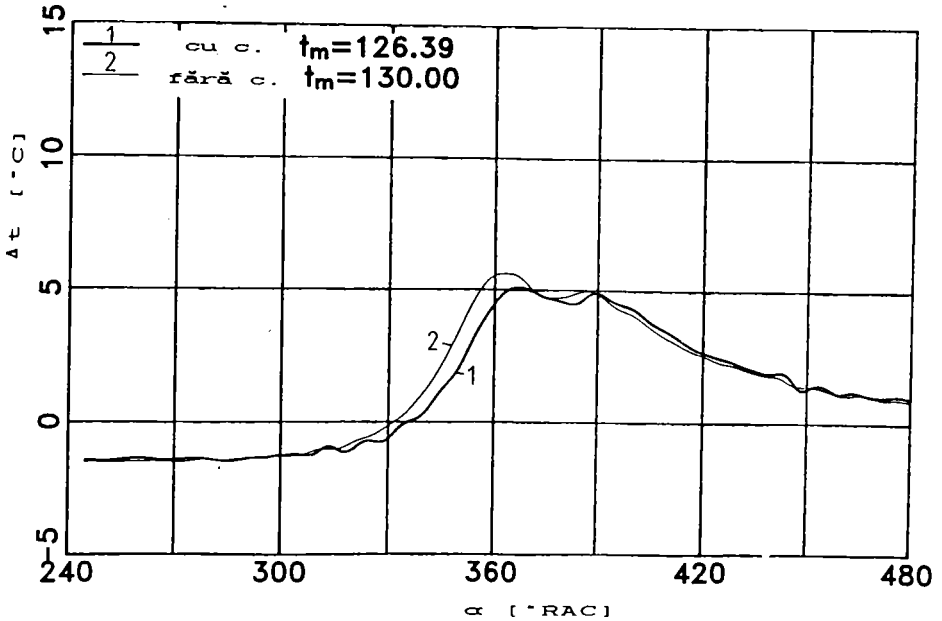


Figura 7.47: Temperatura suprafeței capului pistonului; poz.4 motor antrenat; $n=1500$ rot/min; comparație cu/fără calamină

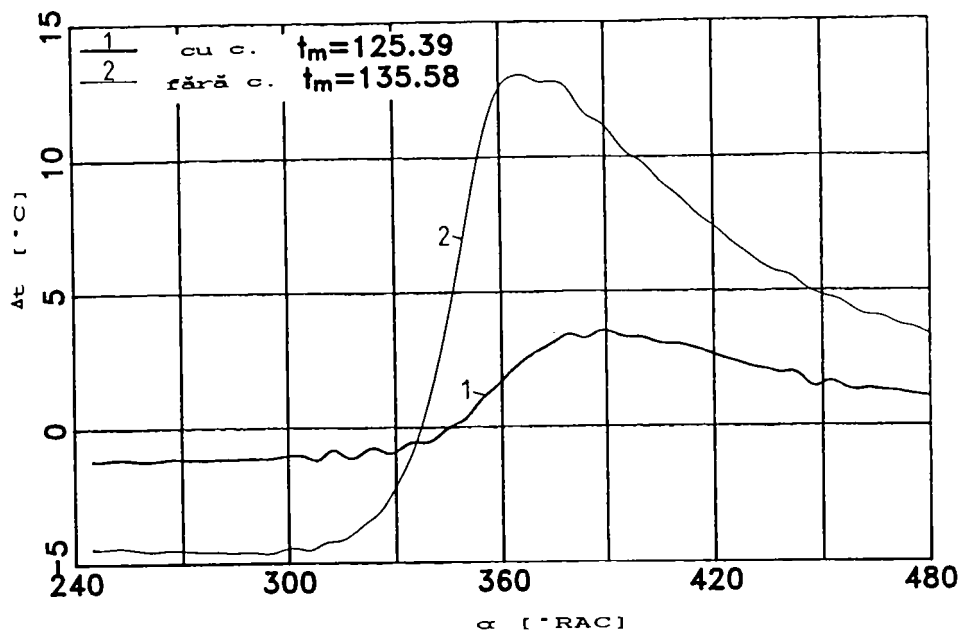


Figura 7.48: Temperatura suprafeței capului pistonului; poz.5 motor antrenat; $n=1500$ rot/min; comparație cu/fără calamină

se referă la ipoteza existenței calaminei la partea superioară a capului pistonului. Turația de antrenare a motorului este de 1500 rot/min.

Urmărind valorile medii de temperatură în punctele 1-4 situate în cupa din piston, valori precizate de asemenea pe figuri, se poate pune în evidență pentru toate cazurile efectul izolator al stratului de calamină, efect care se concretizează prin scăderea temperaturii medii cu cca. 3°C. În același timp valorile maxime ale temperaturii în aceste puncte sunt mai mici cu 1-5°C în cazul existenței calaminei față de situația motorului "curat". De remarcă că efectul izolator se amplifică pe măsură ce ne îndepărtăm de zona cupei ce vine în contact direct cu gazele provenite din canalul de legătură.

O situație sensibil diferită se înregistrează însă în zona capului pistonului exterioară cupei, respectiv în punctul 5 (figura 7.48), unde ca urmare a efectului izolator al calaminei se înregistrează o scădere de cca. 10°C a temperaturii medii, respectiv de 20°C a temperaturii maxime.

O posibilă explicație a diferențierilor ce apar între cele

două zone ale capului pistonului poate fi pusă pe seama fenomenului de creștere a coeficientului de convecție, în cazul motorului cu depuneri de calamină, în zona de contact dintre gazele ce circulă prin canalul de legătură dinspre camera separată și capul pistonului ca urmare a unor viteze ridicate de curgere la pereți.

Urmărind figurile 7.49-7.53, care prezintă evoluția densităților fluxului de căldură transmise prin cele cinci puncte ale capului pistonului pentru cele două situații, se pot trage următoarele concluzii:

Pentru punctele 1 și 2 (figurile 7.49 respectiv 7.50) efectele stratului de calamină nu se traduc printr-o reducere evidentă a densității fluxului de căldură transmis de la gaz la perete, ba mai mult pentru un interval unghiular situat în jurul PMI apare chiar o ușoară intensificare a fenomenului de schimb de căldură. Acest efect izolator începe însă să se manifeste printr-o ușoară scădere a densității fluxului de căldură în punctele 3 și 4 (figurile 7.51 respectiv 7.52), iar rezultatele cele mai spectaculoase se obțin în punctul 5 (figura 7.53) unde se constată o reducere de aproape 3 ori a fluxului de căldură transmis în ipoteza existenței calaminei față de cazul motorului "curat". Dacă acest din urmă fenomen poate fi considerat firesc și poate fi extins fără riscul apariției unor erori la toată porțiunea capului pistonului situată în afara cupei ca și la ceilalți pereți ai camerei de ardere, se pune problema găsirii unei explicații în ceea ce privește efectul paradoxal al intensificării transferului termic în ipoteza existenței stratului de calamină în zona centrală a cupei din piston. Este de presupus că acest fenomen se manifestă cu intensitate mai mare în cazul motoarelor cu cameră divizată, la care datorită fenomenului de curgere a gazelor de ardere cu viteză ridicată prin canalul de legătură se creează un jet de gaze ce determină îndepărtarea parțială a stratului de calamină în anumite porțiuni. Bineînțeles că acest efect este mai accentuat în punctele 1 și 2 din cupă cu care jetul de gaze vine în contact nemijlocit. În plus, în condițiile unei mai bune izolări a camerei de ardere în general, singura porțiune mai "vulnerabilă" rămâne cupa din piston în care, după cum s-a presupus deja, stratul de calamină are o grosime mai mică ceea ce determină o intensificare suplimentară a schimbului de căldură în această zonă.

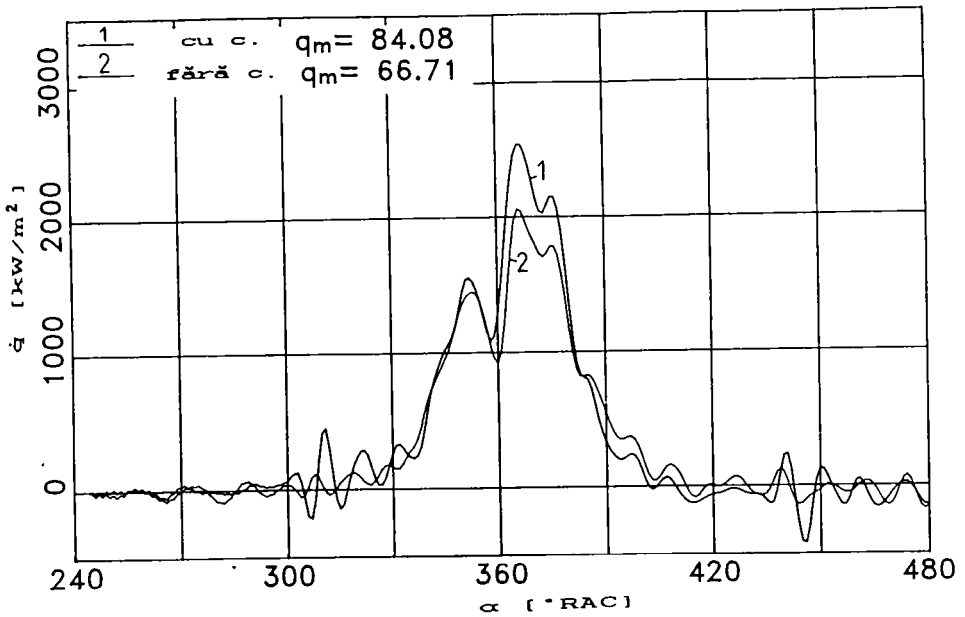


Figura 7.49: Densitatea fluxului de căldură: capul pistonului; poz.1; $n=1500$ rot/min; comparație cu/fără calamină

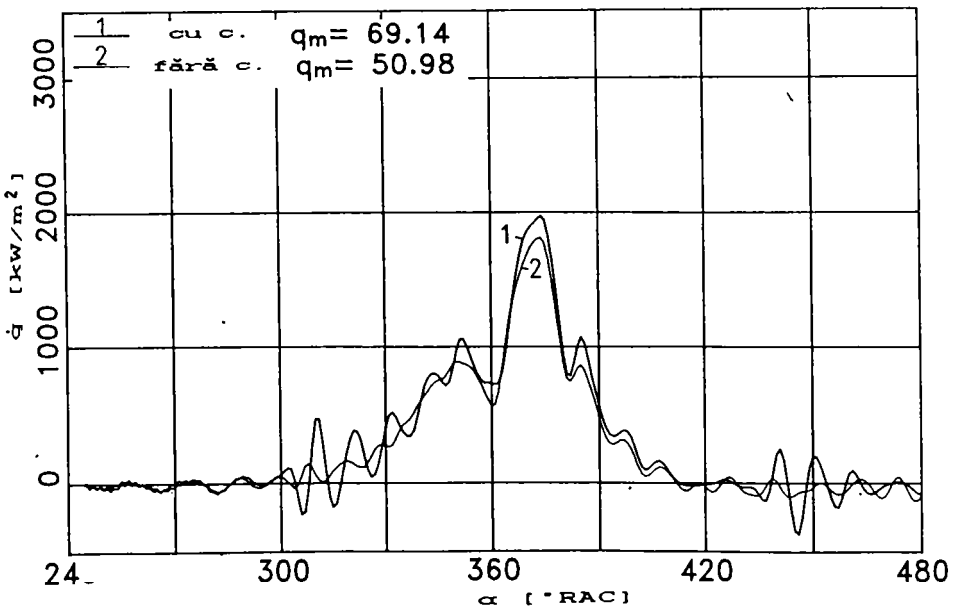


Figura 7.50: Densitatea fluxului de căldură: capul pistonului; poz.2; $n=1500$ rot/min; comparație cu/fără calamină

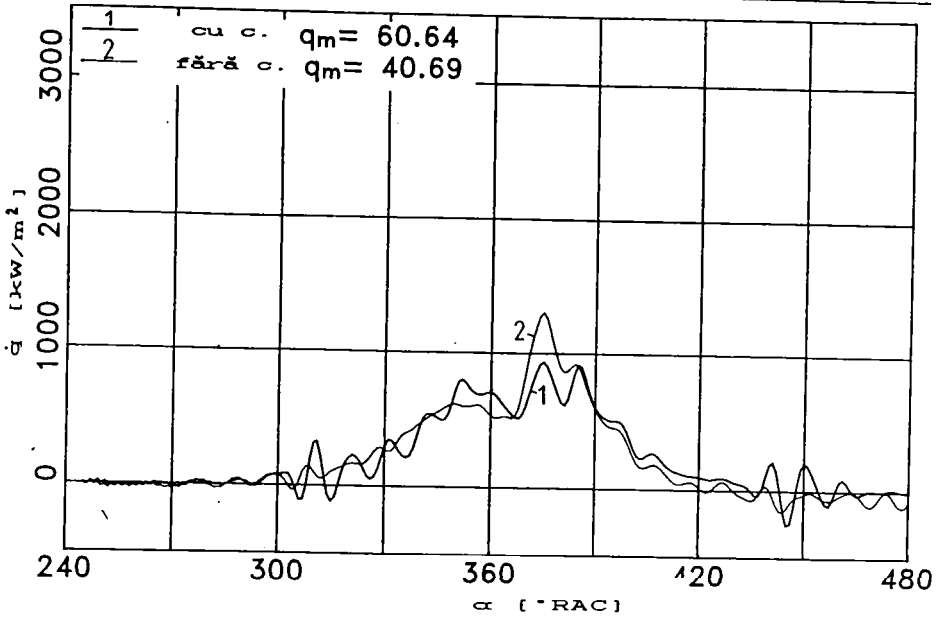


Figura 7.51: Densitatea fluxului de căldură: capul pistonului; poz.3; n=1500 rot/min; comparație cu/fără calamină

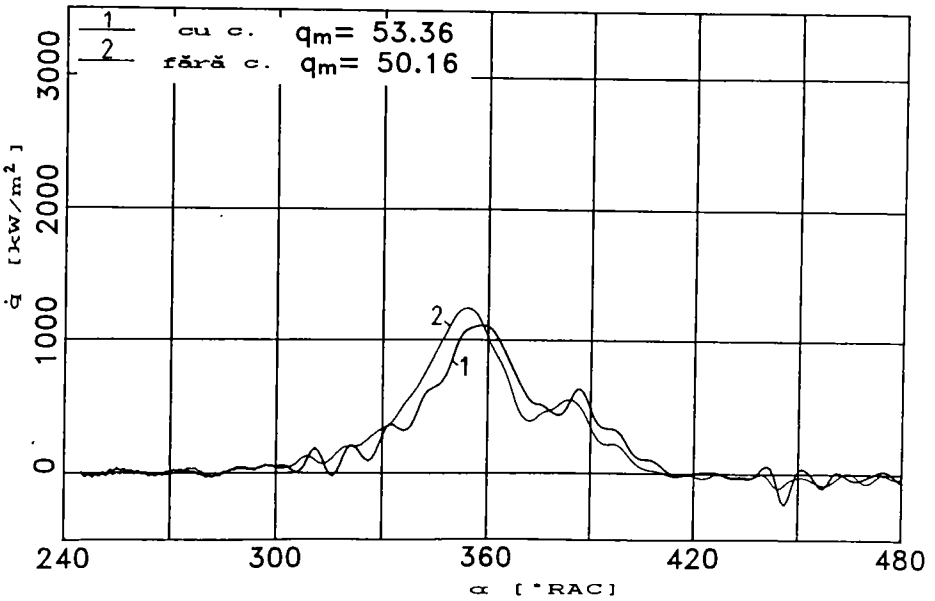


Figura 7.52: Densitatea fluxului de căldură: capul pistonului; poz.4; n=1500 rot/min; comparație cu/fără calamină

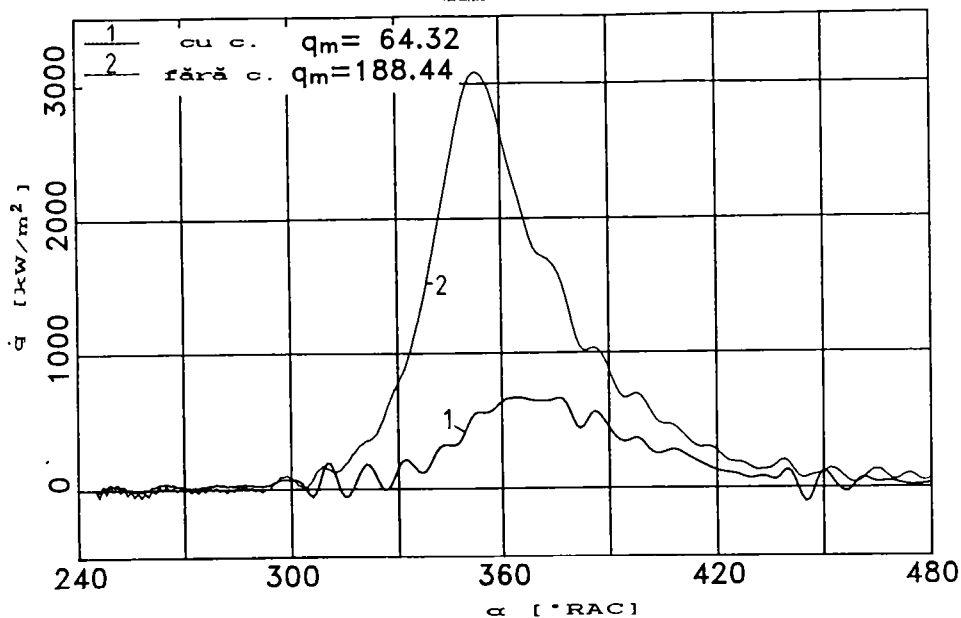


Figura 7.53: Densitatea fluxului de căldură: capul pistonului; poz.5; $n=1500$ rot/min; comparație cu/fără calamină

O confirmare în acest sens se obține prin compararea valorilor locale calculate în cele două situații pentru coeficienții de convecție în ipoteza unui motor antrenat cu turația de 1000 rot/min. Urmărind deci figurile 7.54 (pereți curați) și 7.55 (pereți acoperiți de calamină) se observă că diferențe notabile se înregistrează doar pentru același punct 5 situat în afara cupei din piston pentru care se înregistrează o reducere de cca. 4-5 ori a coeficientului de convecție în cazul motorului "izolat".

În sfârșit, pentru a urmări efectul depunerilor de calamină pe pereții camerei cilindrice de turbionare asupra evoluției temperaturilor din această cameră, în figura 7.56 s-au reprezentat curbele ce descriu evoluția oscilațiilor de temperatură față de valoarea medie pentru cazul motorului "curat", funcționând la regimul de mers în gol cu o turație de 1800 rot/min în mai multe puncte de pe pereții camerei a căror numerotare corespunde figurii 5.10. Aceleași mărimi sunt

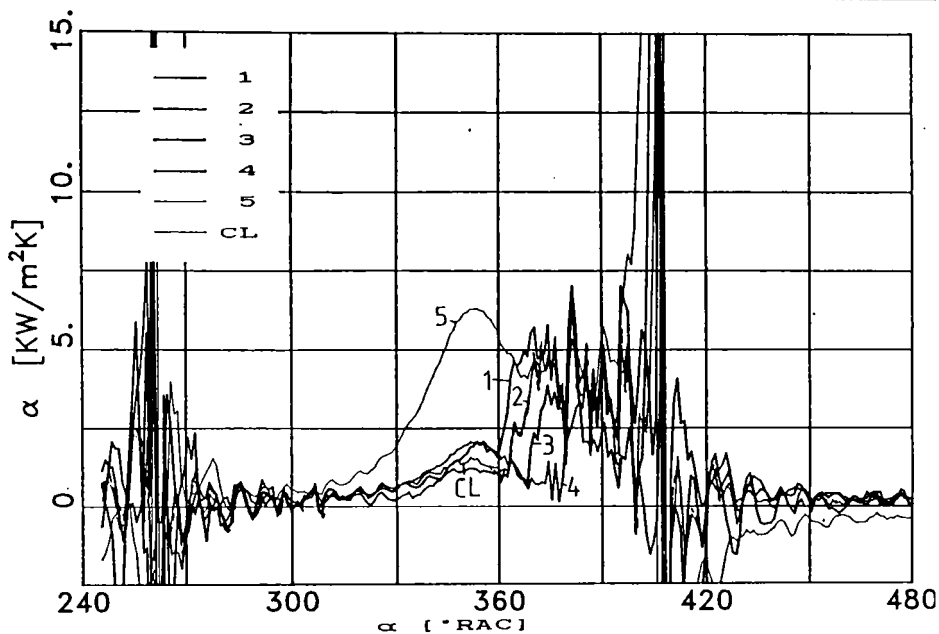


Figura 7.54: Coeficienți locali de transfer termic; motor antrenat "curat"; n=1000 rot/min

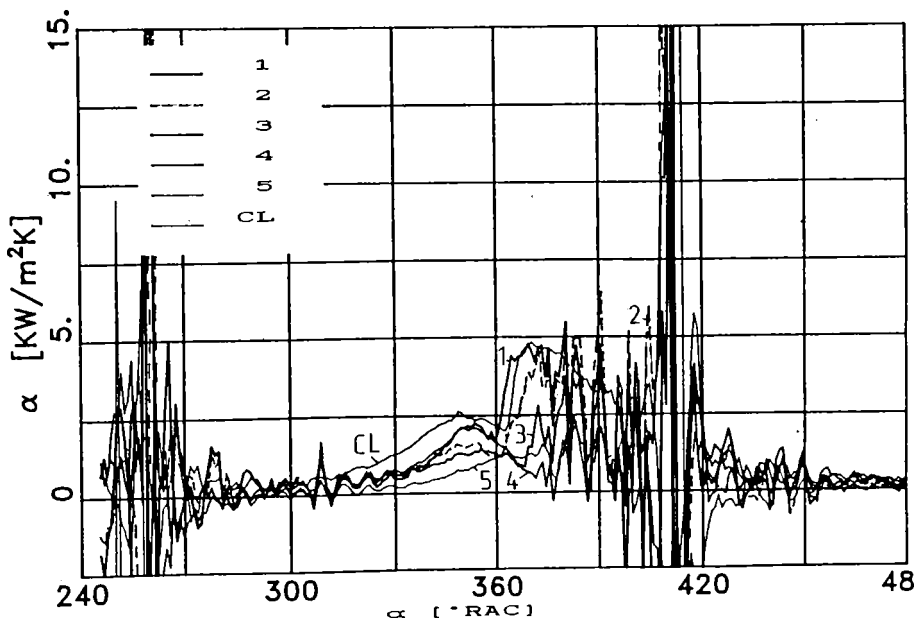


Figura 7.55: Coeficienți locali de transfer termic; motor antrenat; n=1000 rot/min; pereți acoperiți cu calamină

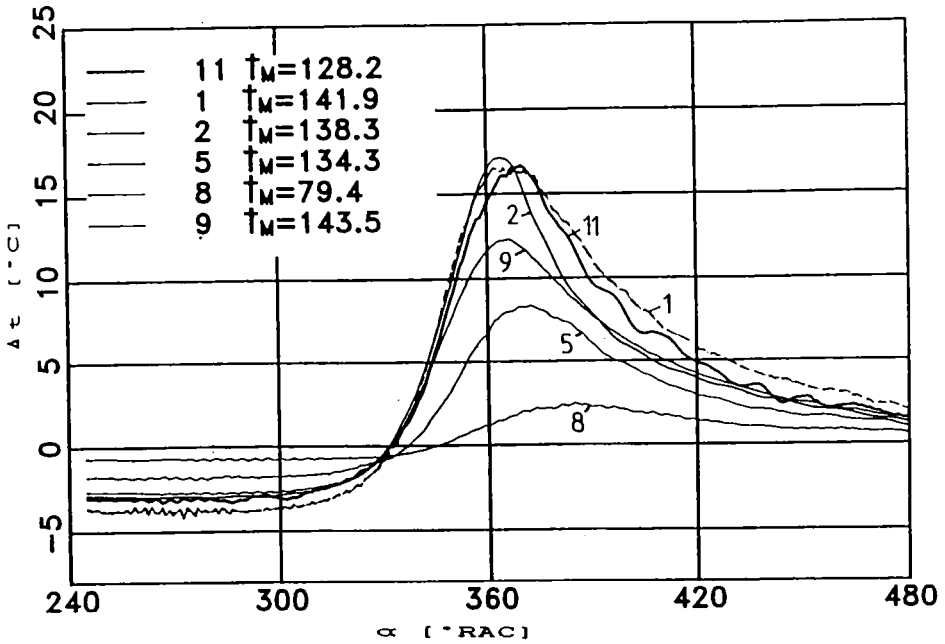


Figura 7.56: Temperaturi superficiale în camera de turbionare; motor "curat"; $n=1800$ rot/min; mers în gol

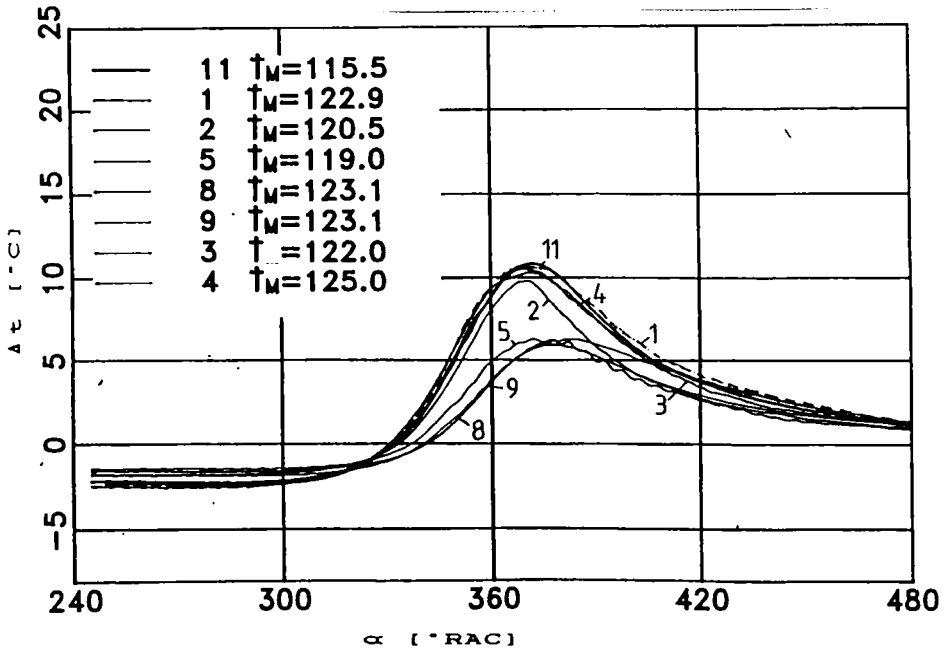


Figura 7.57: Temperaturi superficiale în camera de turbionare; pereți acoperiți cu calamină; $n=1800$ rot/min; mers în gol

reprezentate apoi în figura 7.57 pentru cazul existenței calaminei pe pereți. De data aceasta efectul izolator al stratului de calamină este mult mai bine pus în evidență, constatându-se o scădere a temperaturii medii cuprinsă între 13-20°C și în același timp o aplatizare a curbelor de variație a temperaturii în cazul pereților acoperiți de calamină față de cazul motorului "curat". Ca o consecință a acestui fapt și densitățile medii ale fluxului termic transmis prin pereți înregistrează o scădere cu 50-150% în varianta existenței calaminei (figura 7.58) față de cazul motorului "curat" (figura 7.59) pentru aceeași turație de funcționare a motorului. Se evidențiază astfel într-un mod mai clar și mai uniform decât în cazul suprafeței capului pistonului efectul izolator al depunerilor de calamină. O singură neconcordanță în acest sens se constată pentru punctul 8 unde într-un mod aparent paradoxal apare o diferență mare de temperatură (cca 75%) între cele două situații, dar în sens invers. Este foarte probabil că această anomalie se datorează unei erori grosolane de măsurare înregistrate în varianta motorului curat, eroare ce rezultă în mod evident dacă se urmărește întreaga serie de măsurări efectuată pentru această variantă.

O confirmare în acest sens este adusă și de figurile 7.60 și 7.61 în care sunt reprezentate oscilațiile temperaturii superficiale a peretelui camerei cilindrice de turbionare pentru cele două ipostaze în cazul unui motor funcționând la aceeași turație de 1800 rot/min la mers în gol dar supraalimentat cu o suprapresiune de 0,4 bar. De data aceasta scăderea de temperatură este cuprinsă între 8-22°C și afectează toate punctele de măsură din camera auxiliară. Singura excepție apare în cazul canalului de legătură (punctul 13) unde, deși oscilațiile temperaturii se reduc, valoarea medie a acesteia crește. Acest aspect subliniază odată în plus faptul că în canalul de legătură nu apar depuneri de calamină datorită curgerii gazelor cu viteză ridicată. Se întărește deci presupunerea că stratul de calamină are o grosime mai mare în zonele mai îndepărtate de canalul de legătură.

Este de remarcat că aceste rezultate au fost obținute pentru un strat foarte subțire de calamină apărut în urma unei durate de cca. 4-5 ore de funcționare continuă a motorului în întreg domeniul de sarcini. Rezultate similare au fost obținute și pentru alte valori ale turației.

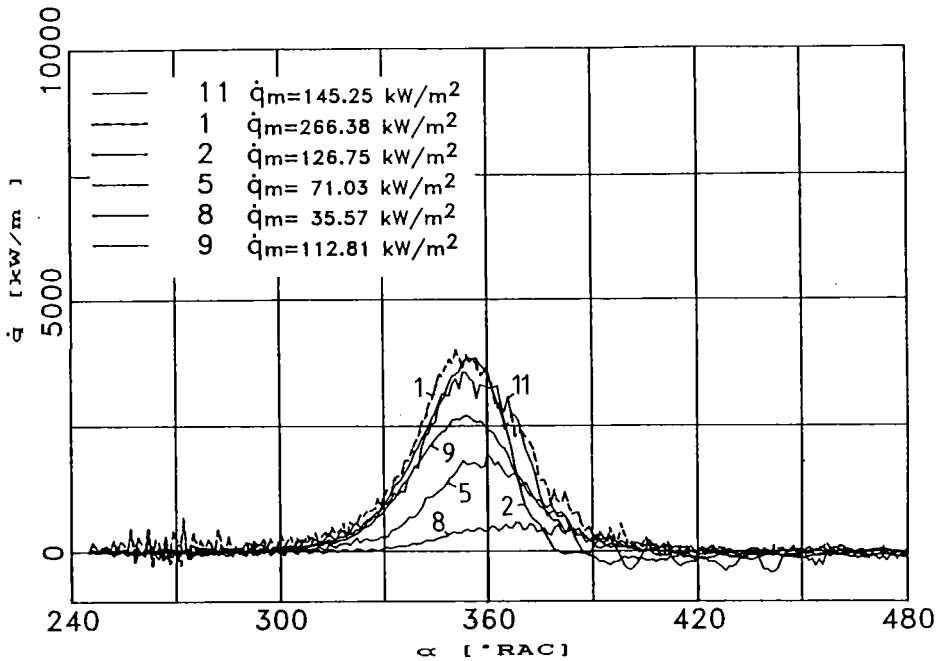


Figura 7.58: Densitățile fluxului termic - camera de turbionare; motor "curat"; $n=1800$ rot/min; mers în gol;

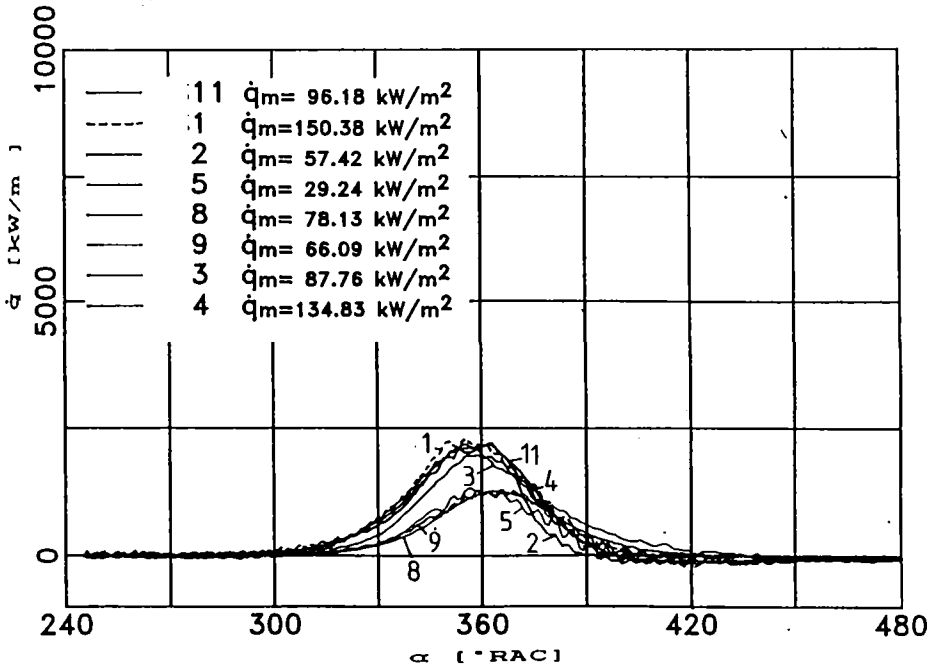


Figura 7.59: Densitățile fluxului termic - camera de turbionare; pereți cu calamină; $n=1800$ rot/min; mers în gol;

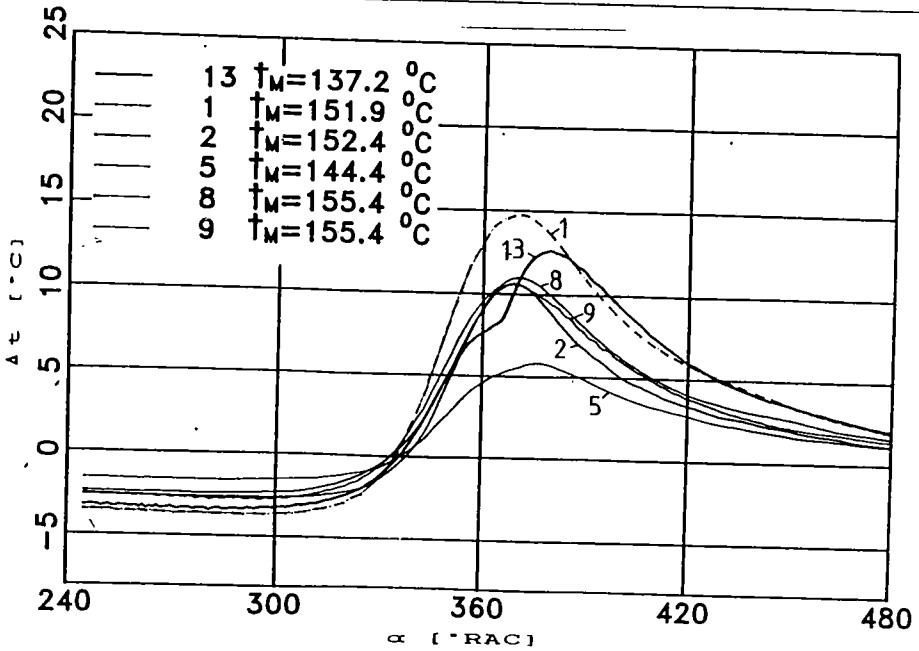


Figura 7.60: Temperaturi superficiale - camera de turbionare; motor supraalimentat, "curat"; $n=1800$ rot/min; mers în gol;

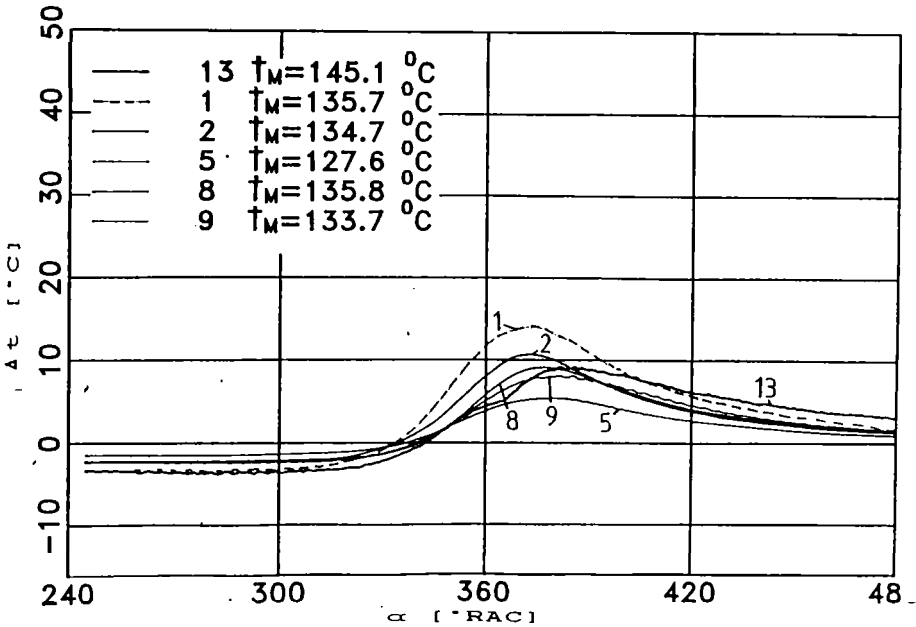


Figura 7.61: Temperaturi superficiale - camera auxiliară; motor supraalimentat; pereți cu calamină; $n=1800$ rot/min; mers în gol

Ar fi fost probabil interesant de urmărit influența stratului de calamină asupra schimbului de căldură și în cazul funcționării sale la diferite regimuri de sarcină și turație. Trebuie însă precizat că acest aspect nu a fost abordat din mai multe motive ce țin mai ales de necesitatea protejării aparaturii de măsură care ar fi putut fi afectată de numărul mult mai mare de ore de funcționare a motorului necesare în acest caz. De asemenea în acest caz trebuie avute în vedere și dificultățile ce apar în reproducerea unor condiții de încercare similare. Nu în ultimul rând trebuie ținut cont de influențele numeroase și contradictorii ce pot apare, cum este cazul fenomenului complex denumit "convection vive" [77], care se referă la variația coeficientului de schimb de căldură gaz-perete în funcție de temperatura peretelui.

Pe de altă parte s-a urmărit, tot în cazul motorului antrenat, variația presiunii gazului în cele două camere în ipoteza existenței unui strat de calamină pe pereții camerei de ardere. În figura 7.62 sunt prezentate curbele de presiune în cele două camere pentru un motor antrenat cu o turație de 2000 rot/min precum și diferențele de presiune înregistrate în cazul existenței calaminei față de cazul motorului "curat". Se remarcă o creștere a nivelului de presiuni pe ciclu pentru motorul "izolat" cu calamină, creștere care are aproximativ aceeași valoare de 1 bar pentru ambele camere. Evoluțiile constatate în cazul presiunilor sunt conforme așteptărilor, ele datorându-se în primul rând micșorării de volum a celor două camere datorate depunerilor de calamină de pe pereți.

Pe ansamblu se poate confirma teoria [78], [31] conform căreia depunerile de calamină de pe pereții camerei de ardere, prin efectul de izolare pe care îl realizează, conduc la îmbunătățirea performanțelor motorului.

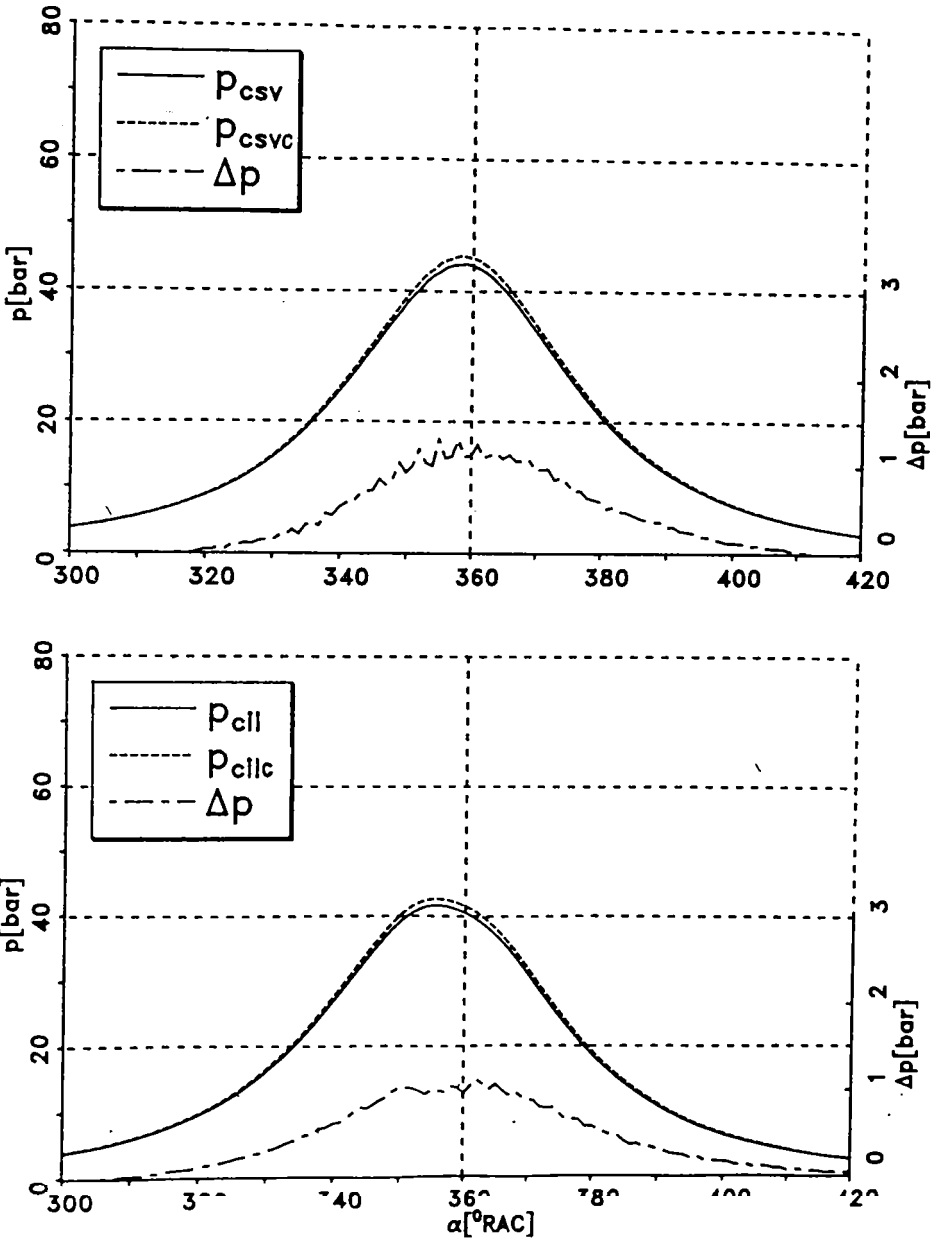


Figura 7.62: Presiunile în cele două camere și diferența dintre ele; motor antrenat; $n=2000$ rot/min; comparație cu/fără calamină

7.5 Concluzii

Față de cele arătate mai sus, se poate concluziona că în interiorul cilindrului unui motor diesel cu cameră divizată au loc fenomene termogazodinamice extrem de complexe a căror descriere nu poate fi realizată numeric prin metodele cunoscute. În schimb modelarea schimbului de încărcătură dintre cele două camere cu ajutorul programului PROGO 2.2 pus la punct de autor permite evaluarea acestor fenomene în intimitatea lor, aspect confirmat de comparația efectuată între rezultatele de calcul și cele experimentale obținute pe standul de probe.

Acest program permite totodată investigarea, și cu ajutorul unor date experimentale a fenomenului de schimb de căldură suportat de fluidul motor în diferite puncte ale camerei de ardere. Rezultatele acestor investigații au permis evidențierea zonelor celor mai solicitate, din punct de vedere termic, care s-au dovedit a fi cele care vin în contact direct cu gazele de ardere ce se transferă între cele două camere prin canalul de legătură.

De asemenea s-a pus în evidență, pe baza unor măsurări experimentale și a rezultatelor de calcul, efectul izolator pe care îl au depunerile de calamină asupra transferului termic la pereții camerei de ardere. Acest efect este mai pregnant în zona capului pistonului aflată în exteriorul cupei și în camera de turbionare, fiind mai redus în canalul de legătură și la suprafața cupei din piston.

8. Optimizarea constructiv-funcțională a m.a.i. prin simularea numerică a ciclului real de funcționare

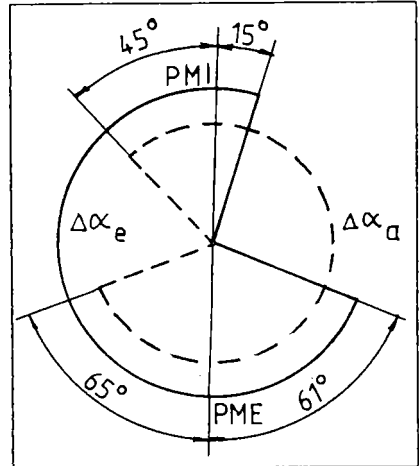
8.1 Considerații generale

Motorul cu ardere internă, ca mijloc de transformare parțială a energiei chimice a combustibilului în lucru mecanic funcționează în condițiile existenței a două surse de căldură aflate la temperaturi diferite, $T_1 > T_2$. Conform principiului al doilea al termodinamicii lucrul mecanic produs va fi cu atât mai mare cu cât diferența dintre cele două temperaturi $T_1 - T_2$ este mai mare. Cum nivelul inferior de temperatură, T_2 este impus de mediul ambiant înseamnă că randamentul unui m.a.i. va crește odată cu creșterea temperaturii sursei calde. Din păcate mărirea acestei temperaturi nu se poate face fără a ține cont de consecințele pe care le produce și care sunt legate în primul rând de solicitările termice ale materialelor și, mai ales în ultima perioadă, de necesitatea reducerii noxelor poluante conținute în gazele eșapate. Ca urmare se pune problema găsirii unei temperaturi optime de funcționare a motorului care să permită asigurarea unui randament termic cât mai ridicat în condițiile unor solicitări termice acceptabile și ale respectării cu strictețe a normelor de poluare admise.

Cele enunțate se referă doar la temperatura maximă a ciclului. În mod similar se pune însă problema optimizării și a altor parametri constructivi și funcționali ai motorului pentru ca acesta să răspundă în condiții cât mai bune cerințelor pentru care a fost conceput. Bineînțeles că este de preferat ca acest proces de optimizare să se realizeze în faza de concepție a noului motor prin analizarea unui număr cât mai mare de variante posibile, ceea ce conduce în final la reducerea numărului de încercări ale motorului pe stand. Acest lucru nu ar fi însă posibil fără ajutorul programelor de calcul a ciclului real de tipul celui prezentat în capitolul 4. Bineînțeles gradul de performanță al acestor programe trebuie însă verificat în prealabil pe modele experimentale existente și influențează în mod esențial veridicitatea calculelor.

8.2 Procedeeul de optimizare a epurii de distribuție

După cum rezultă din paragraful 7.1, programul PROGO 2.2 se acordează în foarte bune condițiuni cu modelul experimental. Ca urmare ne-am propus realizarea unei optimizări a fazelor distribuției pentru motorul considerat. Diagrama inițială a fazelor de distribuție pentru motorul în cauză, așa cum a fost ea concepută de constructor, este prezentată în figura 8.1. Se poate observa că avem de-a face cu o durată relativ mare a baleiajului pentru un motor diesel aspirat (60°RAC) specifică de altfel motoarelor cu cameră separată de vârtej la care evacuarea gazelor din camera separată este dificil de realizat.



Prin optimizarea fazelor distribuției unui motor se urmăresc o serie de obiective, cum ar fi:

- eficiență maximă a procesului de schimb de gaze, adică grad de umplere maxim;
- randament indicat maxim, respectiv consum specific indicat minim;
- putere maximă;
- coeficient minim al gazelor reziduale;
- concentrație minimă a substanțelor poluante în gazele eșapate, ș.a.m.d.

Bineînțeles că nu este posibilă îndeplinirea tuturor acestor deziderate fiind necesară găsirea unui optim de compromis care să țină cont de cât mai multe dintre ele. În plus trebuie avută în vedere și destinația motorului, funcție de care unele din criteriile enumerate mai sus pot căpăta o pondere mai mare față de celelalte.

O altă problemă este legată de faptul că fazele de distribuție optime depind de regimul de funcționare al motorului,

Figura 8.1: Fazele distribuției (variantea inițială)

respectiv de sarcina și turația acestuia. În cele ce urmează se va efectua această optimizare pentru regimul nominal la care se consideră că motorul funcționează perioada cea mai îndelungată de timp [50].

În vederea optimizării s-au ales un număr de 25 de variante diferite de faze de distribuție caracterizate prin diferite momente de deschidere ale supapelor de admisiune și respectiv evacuare în condițiile păstrării constante a duratei lor unghiulare de deschidere și a legii de ridicare a celor două supape. Avantajul acestei modalități de optimizare constă în posibilitatea utilizării, pentru varianta optimă, a camelor originale care urmează doar a fi rotite într-un sens sau altul pe arbore.

Procedeul de optimizare adoptat [49] este un procedeu grafic și presupune alegerea câte unei perechi de parametri de optimizare, notați simbolic cu δ și η . Aceștia se calculează pentru fiecare din variantele studiate după care se reprezintă grafic $\delta=f(\beta_{DSA})$ și $\eta=f(\beta_{DSE})$, în condițiile în care β_{DSE} respectiv β_{DSA} sunt parametri. În funcție de tipul mărimilor δ și η alese, se impune pentru acestea o condiție de optimizare care poate fi limitativă, în cazul în care acești parametri tind să depășească domeniile prevăzute în literatura de specialitate, sau de extremizare, adică de maximizare sau minimizare a acestor parametri pentru varianta optimă. Pe baza condițiilor de optimizare se obțin două curbe care se reprezintă apoi în coordonate $\beta_{DSA}=f(\beta_{DSE})$. La intersecția celor două curbe se găsește varianta optimă din punctul de vedere al influenței parametrilor δ și η asupra fazelor distribuției.

8.3 Optimizarea fazelor distribuției pentru motorul model

În ceea ce ne privește am considerat oportună alegerea unui număr de șase parametri a căror influență a fost studiată în vederea unei optimizări cât mai complete a fazelor distribuției. Cele 25 de variante studiate sunt "centrate" pe varianta originală ($\beta_{DSA}=45^\circ\text{RAC}$ înainte de PMI respectiv $\beta_{DSE}=61^\circ\text{RAC}$ înainte de PME) față de care s-au acceptat "abatere" de $\pm 7^\circ\text{RAC}$

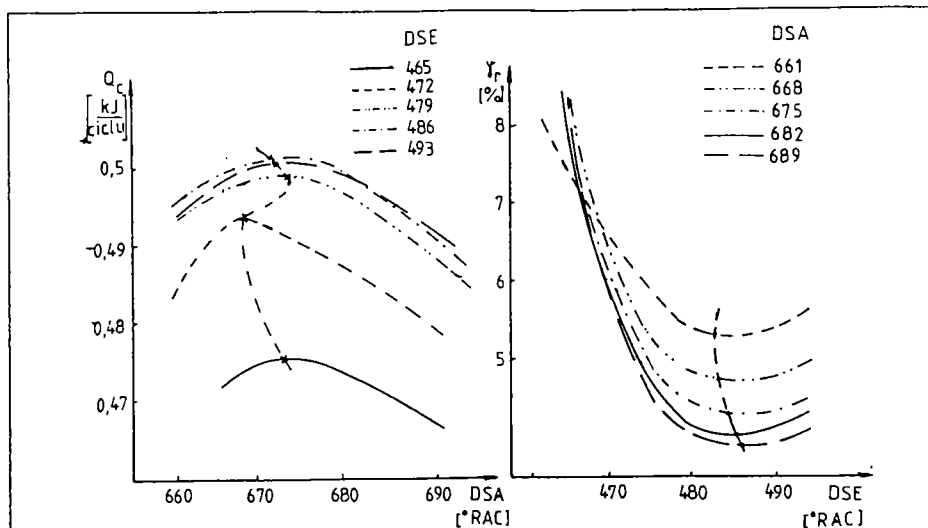


Figura 8.2: Presiunea medie indicată și consumul specific indicat în funcție de momentele de deschidere ale celor două supape

respectiv de $\pm 14^\circ \text{RAC}$ pentru ambele unghiuri.

Ca primă pereche de parametri de optimizare s-au ales presiunea medie indicată și consumul specific indicat, a căror reprezentare grafică în funcție de β_{DSR} respectiv β_{DSE} este prezentată în figurile 8.2 a și b. Urmărind evoluția presiunii medii indicate pentru diferite momente de deschidere ale supapei de admisiune, se observă că la scăderea avansului la deschiderea acesteia presiunea medie indicată prezintă mai întâi tendințe de creștere până la atingerea unui maxim urmând apoi o scădere a acestui parametru. În ceea ce privește consumul specific indicat,

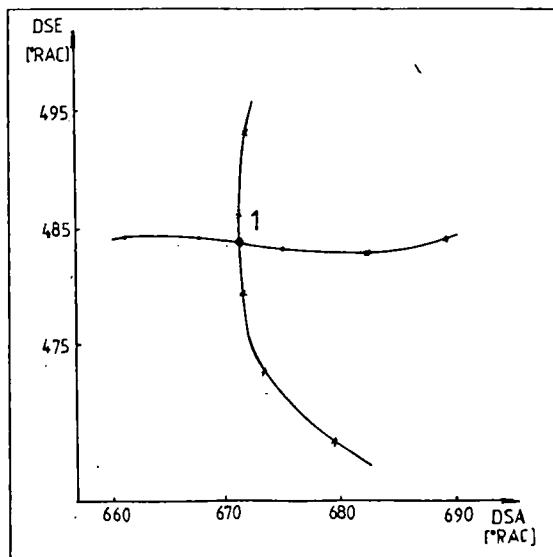


Figura 8.3: Optimizarea distribuției după p_1 și c_1

monotoniile curbelor sunt inverse, ele fiind caracterizate de câte un minimum. Condiția de optimizare impune bineînțeles asigurarea unei puteri cât mai mari a motorului (maximizarea presiunii medii indicate) în corelație cu un consum cât mai mic (minimizarea consumului specific indicat). Unind punctele de maxim din figura 8.2a și cele de minim din figura 8.2b se obțin curbele de extrem care se reprezintă apoi în coordonate $\beta_{DSE}=f(\beta_{DSA})$. Punctul de intersecție al acestor două curbe, notat cu 1 în figura 8.3 determină fazele de distribuție optime la care se realizează cea mai mare putere în modul cel mai economic. Acest punct corespunde unor momente de deschidere ale supapelor $\beta_{DSA}=49^\circ\text{RAC}$ înainte de PMI, respectiv $\beta_{DSE}=56^\circ\text{RAC}$ aflate relativ aproape de varianta originală. Se poate concluziona deci că rezervele motorului din punctul de vedere al măririi puterii și micșorării consumului sunt relativ mici, dacă se acționează numai asupra epurii de distribuție.

Un al doilea set de parametri aleși pentru optimizare au fost presiunea maximă de ardere și respectiv temperatura maximă pe ciclu, înregistrate într-una dintre camerele motorului, care au fost reprezentate în figurile 8.4 a și b. Dacă în ceea ce privește presiunea maximă de ardere, curbele prezentate sunt similare celor indicate de literatura de specialitate fiind

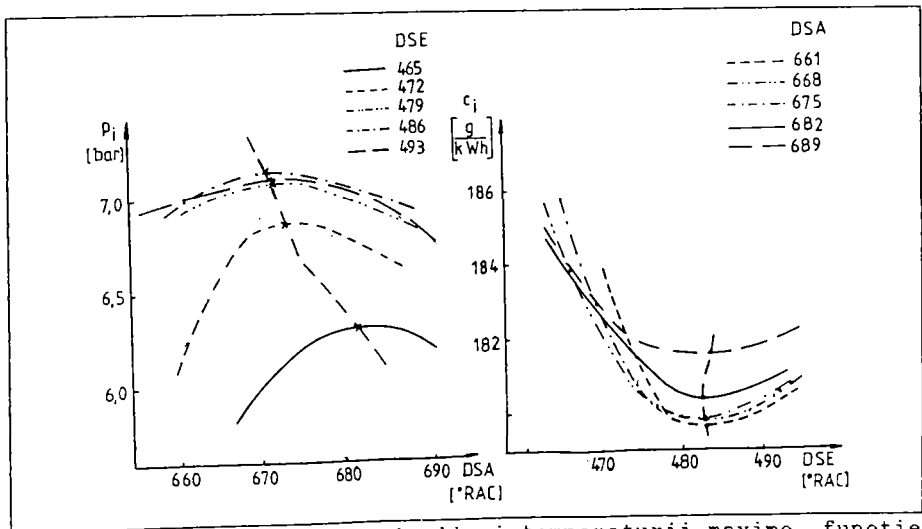


Figura 8.4: Variația presiunii și temperaturii maxime funcție de momentele de deschidere ale supapelor

caracterizate de câte un maxim, se poate constata că alura curbelor de temperatură maximă nu este uniformă. Astfel, dacă pentru cazul unor avansuri mari la deschiderea supapei de evacuare (DSE) curbele pun în evidență un minim al temperaturii maxime, datorat probabil unei goliri mai bune a cilindrului, pe măsură ce avansul la DSE scade curbele prezintă o tendință de aplatizare și chiar de ușoară creștere continuă, datorată probabil unui proces de schimbare a gazelor mai imperfect. Pentru alegerea condiției de optimizare a distribuției în funcție de acești parametri s-a ținut cont de faptul că presiunile maxime înregistrate în cilindru sunt mult inferioare limitelor indicate de literatura de specialitate [84]. Ca urmare deși creșterea p_{max} determină o majorare a

solicitărilor mecanice s-a impus condiția de maximizare a acesteia ceea ce implică o creștere a puterii motorului. În schimb în ceea ce privește temperatura maximă pe ciclu, deși nici în acest caz solicitările termice nu ar depăși valorile admisibile, s-a impus condiția minimizării sale din considerente de reducere a poluării, știut fiind faptul că la reducerea temperaturii scade conținutul de oxizi de azot și chiar și de

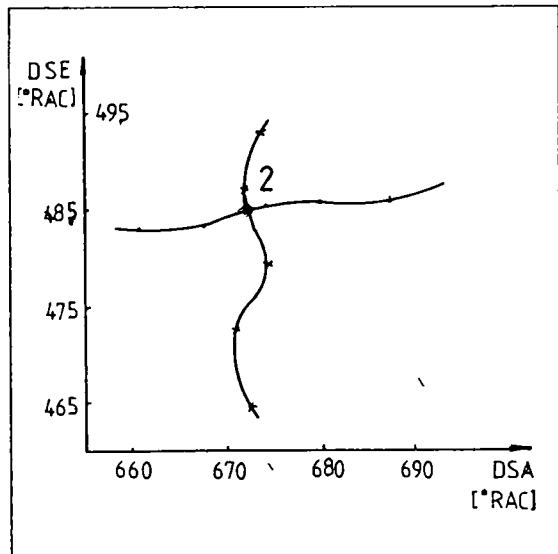


Figura 8.5: Optimizarea fazelor distribuției după p_{max} și T_{max}

funingine, între anumite limite, din gazele evacuate, care constituie principalele noxe produse de un motor diesel de acest tip [74]. Intersectând cele două curbe astfel obținute, care sunt reprezentate cu linie întreruptă în figurile 8.4 a și b, în diagrama $\beta_{DSE} = f(\beta_{DSA})$, figura 8.5, se obține punctul de optim al fazelor de distribuție din punctul de vedere al presiunii și temperaturii maxime pe ciclu. Acest punct, notat cu 2, este caracterizat de $\beta_{DSA} = 49^\circ \text{RAC}$, $\beta_{DSE} = 65^\circ \text{RAC}$.

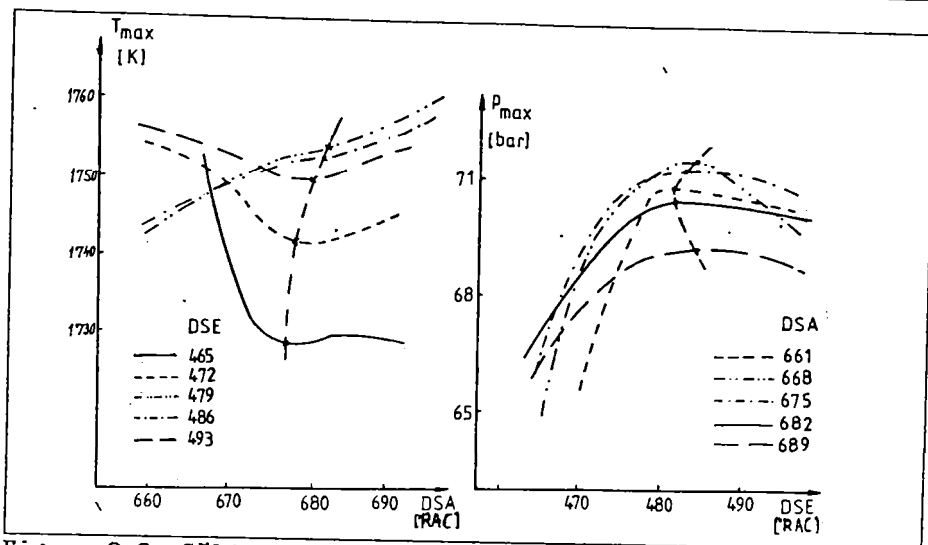


Figura 8.6: Căldura totală schimbată la pereți și coeficientul gazelor reziduale funcție de momentele de deschidere ale supapelor

În sfârșit un al treilea set de parametri de optimizare ia în considerare căldura totală schimbată la pereți de fluidul motor și coeficientul gazelor reziduale γ_r .

Cei doi parametri sunt reprezentați grafic în figurile 8.6 a, b. Este de remarcat alura diagramei coeficientului gazelor reziduale γ_r care pune foarte clar în evidență un minim al acestui parametru pentru fiecare variantă de deschidere a supapei de admisiune. De remarcat că valorile înregistrate pentru γ_r sunt cu atât mai mici cu cât avansul la DSA este mai mic, ceea ce semnifică tendința de trecere a gazelor arse înspre sistemul de admisiune dacă deschiderea supapei de admisiune are loc prea devreme. În orice caz condiția de optimizare presupune atingerea unor valori minime pentru acest parametru, ceea ce determină o umplere mai bună a cilindrului. Nu la fel de simplă a fost alegerea condiției de optimizare pentru căldura cedată la pereți. Este un fapt recunoscut că din punct de vedere termodinamic ar fi mult mai avantajos ca, pentru menținerea solicitărilor termice ale pereților în domenii acceptabile, să se înlocuiască răcirea acestora cu o izolare a interiorului camerei de ardere, ceea ce ar avea drept efect reducerea fluxului de căldură transmis la pereți și creșterea randamentului termic al ciclului. Tocmai de aceea s-au efectuat numeroase cercetări care au utilizat pentru

izolarea camerei de ardere materialele ceramice. In mod surprinzător însă rezultatele obținute nu au fost pe măsura așteptărilor, măririle de randament și scăderile de consum fiind mici. Ba mai mult în unele situații s-a înregistrat un fenomen paradoxal de intensificare a fluxului de căldură transmis la pereți odată cu creșterea temperaturii acestora ca urmare a izolării [51], [77]. Ținând cont de cele de mai sus și de faptul că un schimb de căldură mai intens la pereți determină scăderea temperaturii medii pe ciclu și implicit îmbunătățirea umplerii ca urmare a creșterii densității încărcăturii proaspete, corelată din nou cu o reducere a noxelor poluante, s-a considerat oportun să se impună o condiție de maximizare a căldurii cedate la pereți în vederea optimizării fazelor distribuției. Urmărind figura 8.6a este de remarcat faptul că schimbul de căldură se intensifică odată cu micșorarea avansului la DSE, lucru de altfel firesc și care se datorează unei goliri mai târzii a cilindrului. Realizând din nou intersecția celor două curbe punctate din figurile 8.6 a,b în diagrama $\beta_{DSE}=f(\beta_{DSA})$ reprezentată în figura 8.7 se obține un al treilea punct de optim.

Așa cum s-a arătat mai sus, dacă această optimizare se face în faza de proiectare,

constructorul are posibilitatea de a opta asupra parametrilor pe care îi consideră mai importanți pentru performanțele viitoare ale motorului și de a alege varianta cea mai potrivită de distribuție. In ipoteza că tuturor criteriilor de optimizare li se acordă o pondere egală, se va obține un punct optim de compromis pe baza construcției grafice din figura 8.8.

Astfel se reprezintă punctele 1, 2 și 3 obținute anterior în

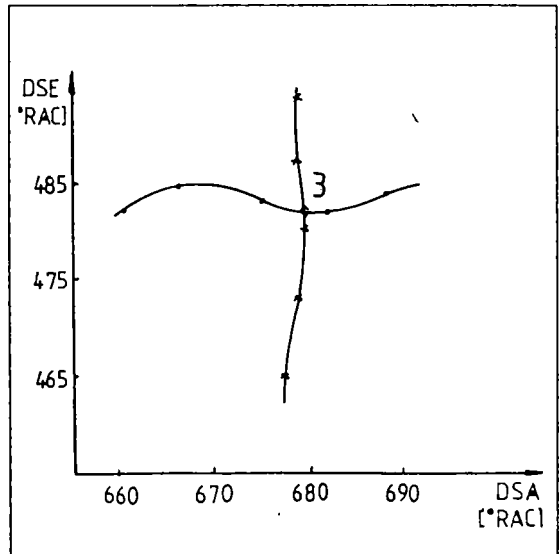


Figura 8.7: Optimizarea fazelor distribuției după Q_p și γ_z

coordonate $\beta_{DSE}=f(\beta_{DSA})$ și se determină centrul de greutate al triunghiului ale cărui vârfuri sunt reprezentate de cele trei puncte. Punctul astfel obținut reprezintă varianta optimă de compromis pentru fazele distribuției în funcție de criteriile și condițiile de optimizare adoptate și este caracterizat de $\beta_{DSA}=44,5^\circ\text{RAC}$ înainte de PMI respectiv $\beta_{DSE}=56^\circ\text{RAC}$ înainte de PME.

Se poate constata că acest optim de compromis este foarte apropiat de fazele reale de distribuție ale motorului ($\beta_{DSA} = 45^\circ\text{RAC}$, $\beta_{DSE}=61^\circ\text{RAC}$) ceea ce dovedește că rezervele acestuia sunt limitate. De fapt soluția de optim păstrează practic constant momentul deschiderii supapei de admisiune dar impune o întârziere a deschiderii supapei de evacuare.

Acest lucru se concretizează de fapt prin creșterea duratei

suprapunerii deschiderilor celor două supape de la 60°RAC la 65°RAC . În tabelul 8.1 sunt prezentate comparativ valorile celor șase parametri care au servit la optimizare, pentru varianta originală respectiv pentru cea propusă ca optim de compromis.

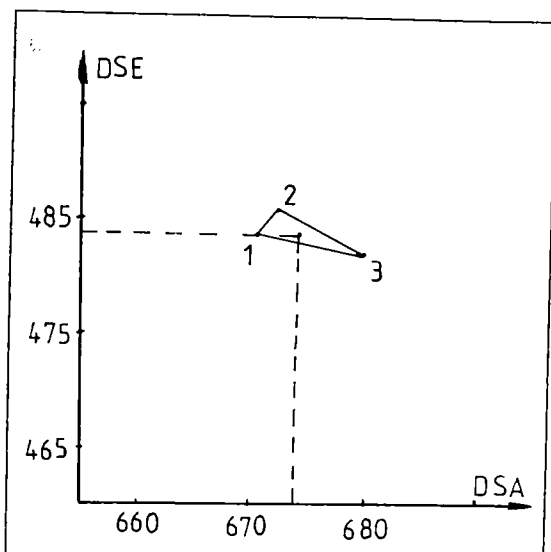


Figura 8.8: Optimizarea fazelor distribuției pentru mai mult de doi parametri

	p_1 [bar]	c_1 [g/kWh]	p_{max} [bar]	T_{max} [K]	Q_c [kJ/c.]	γ_r [%]
var. originală	7,109	180,01	71,11	1750,7	0,498933	4,46
var. optimă	7,131	179,94	71,21	1751,4	0,500037	4,26

Tabelul 8.1

După cum se poate observa din compararea celor două seturi de valori, prin optimizarea fazelor distribuției, respectiv prin

mărirea duratei baleiajului cu 5°RAC se înregistrează o evoluție pozitivă, deși nu spectaculoasă datorită unei epuri de distribuție corecte adoptate deja de către constructor, a majorității parametrilor de optimizare. Astfel se înregistrează creșterea presiunii medii indicate și a presiunii maxime și scăderea consumului specific indicat și a coeficientului gazelor reziduale. Efectul cel mai important al optimizării se regăsește de fapt chiar asupra acestuia din urmă, lucru de așteptat în condițiile creșterii duratei baleiajului. În schimb se înregistrează evoluții negative doar la doi dintre parametri, considerați de altfel mai puțin importanți și anume temperatura maximă a gazelor și căldura totală cedată la pereți.

8.4 Concluzii privind optimizarea fazelor distribuției

După cum reiese din algoritmul de calcul prezentat, optimizarea fazelor distribuției s-a efectuat pentru o lege de ridicare a supapelor dată, identică în fapt cu cea a motorului original. Veridicitatea calculelor este ridicată în măsura în care programul de calcul este performant și ia în considerare fenomenele nestaționare ce au loc în cilindru și pe tubulaturile de schimb de gaze, așa cum este cazul programului PROGO`2.2.

Bineînțeles în mod similar se pot aborda din punct de vedere al optimizării și alți parametri cum ar fi: legea de ridicare a supapelor respectiv profilul camei, avansul la producerea injecției, diametrul și lungimea canalului de legătură, dimensiunile camerei de ardere, ș.a.m.d.

În cazul unui motor aflat în faza de proiectare calculele de optimizare de acest gen permit adoptarea doar a unui număr limitat de soluții în vederea abordării experimentale la standul de probe care, în orice caz, va da verdictul final asupra variantei de optimum optimorum.

9. Concluzii și contribuții personale

Investigațiile întreprinse de autor se concretizează prin cercetarea de ansamblu a termogazodinamicii motoarelor cu ardere internă și apoi particularizarea acesteia relativ la motorul cu aprindere prin comprimare cu cameră auxiliară de turbionare de formă cilindrică. Astfel s-a reușit pentru prima dată cuantificarea fenomenelor complexe care au loc în camera principală și camera auxiliară de ardere precum și în canalul de legătură dintre ele. Aceste fenomene caracteristice au fost tratate atât din punct de vedere gazodinamic cât și în legătură cu schimbul de căldură suportat de fluidul motor, cu luarea în considerare a efectelor calaminei asupra acestui proces, precum și cu optimizarea constructiv-funcțională a motorului luat în studiu relativ la epura de distribuție.

Lucrarea, ca o concretizare a preocupărilor enunțate, permite următoarele concluzii finale ce ocazionează și sublinierea contribuțiilor personale ale autorului:

Literatura tehnică de specialitate oferă o multitudine de metode de calcul relativ la modelarea de ansamblu a termogazodinamicii m.a.i. În lucrare au fost sistematizate principalele metode scoțându-se în evidență specificitatea fiecăreia, iar pentru cele mai reprezentative s-au prezentat ecuațiile generale ce guvernează procesele. Metodele au fost tratate în general în ordine cronologică ținând cont și de gradul lor de complexitate și veridicitate. Sistematizarea în sine constituie o contribuție a autorului dat fiind volumul foarte mare de informație care a stat la dispoziție, informație adusă până la stricta actualitate, precum și faptul că s-au tratat exhaustiv aspectele caracteristice ale fiecăreia metode.

Pentru două din metodele cele mai reprezentative relativ la evoluția presiunilor, și anume metoda umplerii și golirii și metoda caracteristicilor, corectată în cazul instabilităților matematice cu metoda elementului finit, s-au interpretat critic

rezultatele de calcul comparativ cu date experimentale pentru două tipuri de motoare ce se deosebesc prin gradul de severitate al fenomenelor de undă (unde de amplitudine mică respectiv unde de amplitudine mare). Se oferă astfel constructorilor de motoare informații valoroase în legătură cu nivelul de veridicitate al acestor metode și cu domeniul lor de aplicabilitate. Astfel s-a evidențiat pentru prima dată că pentru un motor relativ rapid, cu viteza medie a pistonului de 11,5 m/s, și metoda umplerii și golirii oferă informații veridice tehnic relativ la evoluția presiunilor în cilindru ca și în ceea ce privește evaluarea principalilor indici de performanță ai motorului. Afirmatia este susținută prin aceea că abateri consistente între datele experimentale și cele obținute prin metoda caracteristicilor respectiv rezultatele de calcul cu metoda umplerii și golirii relativ la presiunile din cilindru și din conducta de evacuare, se înregistrează doar în momentul deschiderii supapei de admisiune. Aceasta aduce însă penalizări minime în legătură cu cantitatea de încărcătură schimbată de cilindru datorită faptului că secțiunile de curgere controlate de supapa de admisiune sunt, în acest moment, reduse. Bineînțeles însă că trebuie subliniată o dată în plus precizia foarte bună ce se obține prin utilizarea metodei caracteristicilor la stabilirea presiunilor momentane, ceea ce o recomandă pentru studiul fenomenelor gazodinamice în intimitatea lor.

S-a evidențiat faptul că la calculul ciclului real al unui motor diesel cu cameră divizată un aspect esențial îl constituie modul de apreciere al procesului de schimb de gaze ce are loc între cele două camere, de care depinde de altfel și precizia rezultatelor obținute relativ la starea gazelor în cele două camere. Metodele de calcul utilizate până în prezent nu au permis o evaluare corespunzătoare a acestui proces, motiv pentru care o serie de fenomene care au fost puse în evidență pe cale experimentală la acest tip de motoare nu au putut fi redată prin simulare numerică.

Autorul a propus un model matematic original care împarte camera de ardere a unui motor cu cameră divizată în trei sisteme termodinamice reprezentate sub forma a două rezervoare care comunică între ele printr-o conductă. Pentru aceste sisteme se scriu ecuațiile de conservare a masei, impulsului și energiei.

Rezolvarea lor se face pe cale numerică, prin aplicarea metodei caracteristicilor pentru canalul de legătură, după un procedeu similar celui utilizat în cazul abordării fenomenelor dinamice din conductele de admisiune și evacuare ale motoarelor.

Acest model matematic s-a concretizat prin elaborarea unui program de calcul complex care s-a dezvoltat pe structura programului CIMAC pus la punct pe parcursul unei perioade mai îndelungate de timp în cadrul Universității Tehnice din München. Subrutinele originale elaborate de autor, și care sunt prezentate în paragraful 4.10, tratează fenomenele termogazodinamice din și dintre camera principală de ardere și cea auxiliară.

Rezultatele de calcul obținute prin simulare numerică cu ajutorul acestui program au fost validate pe cale experimentală. Ca urmare s-au întreprins o serie de experimente numerice relativ la fenomenele gazodinamice ce apar în motorul diesel cu cameră divizată care au evidențiat efectele undelor de presiune și viteză asupra curgerii prin canalul de legătură. Astfel s-a putut constata faptul că oscilațiile vitezei medii prin acest canal sunt în aceeași fază cu cele ale diferenței de presiune dintre camere. În schimb variația maselor de gaz este decalată cu câteva grade în urmă, ceea ce pune în evidență relația de cauzalitate între diferența de presiune și schimbul de substanță.

Au fost abordate de asemenea aspecte legate de posibilitatea modelării arderii în motoarele diesel în general, ca și de modul concret de transformare a unei legi reale de ardere determinată pe cale experimentală în vederea adaptării ei la regimuri de funcționare ale motorului diferite de cel de referință. Determinările experimentale proprii au permis stabilirea cu ajutorul unui program original de calcul a legii reale de ardere în cazul motorului studiat, lege care a fost apoi transpusă într-o caracteristică de tip Vibe.

În acest sens este de remarcat punerea la punct a unei metode originale ce permite calculul pe cale iterativă a variației maselor din cele două camere și a legilor reale de ardere. Metoda este mai simplă și mai rapidă decât procedeele similare utilizate până în prezent și se bazează pe aprecierea inițială a arderii prin metoda Vibe, fără a mai necesita utilizarea unei metode suplimentare pentru calculul maselor din cele două camere, așa cum se propune în [80].

Numărul mare de determinări experimentale efectuate l-a obligat pe autor la o interpretare foarte atentă a rezultatelor obținute. Lucrarea prezintă o analiză de detaliu a evoluției presiunilor din cele două camere înregistrată pe standul de probe. Măsurările au fost efectuate atât pentru motorul antrenat cât și pentru cazul ciclurilor cu aprindere în două variante: motor aspirat respectiv motor supraalimentat cu o suflantă exterioară acționată electric. S-a evidențiat astfel aspectul de oscilație amortizată pe care îl are diferența de presiune dintre cele două camere studiindu-se efectele modificării sarcinii și turației asupra acesteia.

Tot în acest sens trebuie remarcată utilizarea pentru prima dată în cercetarea experimentală a motoarelor cu cameră divizată a unui traductor suplimentar pentru determinarea directă a diferenței de presiune dintre cele două camere. Cu ajutorul lui s-au putut pune în evidență o serie de fenomene gazodinamice apărute în camera auxiliară, dintre care cel mai important se consideră a fi cel de creștere a presiunii în această cameră pe măsură ce ne îndepărtăm de centrul ei.

Cercetările amănunțite întreprinse de autor în legătură cu schimbul de căldură suportat de fluidul motor s-au bazat pe o metodă modernă de determinare pe cale experimental-analitică a fluxurilor de căldură schimbate în diferite zone ale camerei de ardere și anume metoda temperaturilor superficiale.

În momentul de față literatura de specialitate redă foarte puține informații relativ la particularitățile acestui proces în cazul unui motor diesel cu cameră divizată. Acest lucru se datorează în mare măsură dificultăților existente în investigarea experimentală a acestui fenomen datorită imposibilității montării mai multor traductoare pe suprafața camerei auxiliare. Tocmai de aceea s-a adoptat soluția unei camere de turbionare de formă cilindrică ceea ce a permis montarea unui număr de nouă termocuple miniaturizate de suprafață într-unul din capacele sale laterale. Trebuie subliniat că schimbul de căldură a fost abordat din punct de vedere experimental și în canalul de legătură și pe suprafața capului pistonului. În acest sens se poate considera că însăși instrumentarea standului de probe constituie o contribuție importantă a autorului.

Autorul prezintă de asemenea o comparație între valorile

locale ale coeficienților de convecție obținute pe cale experimental-analitică și cele calculate după relația globală propusă de Woschni și corectată ulterior. Astfel se poate constata o bună corelație între aceste două categorii de valori în special la sarcini mari, în timp ce la scăderea sarcinii relația de calcul realizează o subevaluare a fenomenului de transfer termic. De asemenea s-a putut demonstra că relația lui Woschni apreciază mai corect schimbul de căldură ce are loc în camera auxiliară, fiind necesară o eventuală perfecționare a ei pentru camera principală.

Analizând densitățile fluxului termic calculate pentru diferitele zone ale camerei de ardere se remarcă valorile mult mai mari înregistrate în zona cupei din piston și în canalul de legătură față de cele obținute în camera de turbionare, aspect datorat curgerii gazelor cu viteze ridicate prin canal.

Un element de noutate în domeniul experimental îl constituie punerea la punct a unei instalații de determinare a coeficienților termici de penetrație pentru termocuplele miniaturizate de suprafață. Așa cum s-a subliniat la prezentarea metodei temperaturilor superficiale, utilizarea lor la calculul densității fluxului de căldură schimbate între gazul de lucru și perete impune cunoașterea cât mai exactă a valorii acestor coeficienți.

Un alt aspect interesant, care a necesitat un număr mare de măsurări, îl constituie analiza unor parametri tehnico-funcționali de sinteză și a fluxurilor de căldură schimbate la pereți în cele două camere, determinate prin metoda bilanțului termic. S-a putut constata astfel că are loc o modificare cu sarcina a procentului din fluxul total de căldură transmis prin pereții camerei auxiliare ceea ce denotă o deplasare a centrului de greutate al arderii dinspre această cameră spre cea principală odată cu creșterea sarcinii. Tendințe similare s-au evidențiat și în cazul supraalimentării exterioare a motorului.

Trebuie subliniate de asemenea contribuțiile originale ale autorului în ceea ce privește stabilirea pentru prima dată a erorilor de măsurare ale presiunilor și temperaturilor ca urmare a dispersiei ciclice. S-a constatat astfel că dispersia ciclică

poate cauza erori de măsurare ale presiunii de până la 25% în special în timpul arderii, fiind evidențiată o creștere a acestora cu turația. Remarcabilă este de asemenea evidențierea faptului că, deși la măsurarea temperaturii abaterile datorate dispersiei de la ciclu la ciclu sunt mici (sub 4%), ele pot conduce la apariția unor erori relative mari, ce depășesc chiar 50%, în cazul utilizării acestor valori la calculul densității fluxului de căldură transmis între gazul de lucru și perete.

Un grad ridicat de originalitate prezintă studiul avizat în legătură cu influențele depunerilor de calamină de pe pereții camerei de ardere asupra temperaturilor superficiale și a fluxurilor de căldură transmise la pereți, problemă tratată pentru prima dată în literatura de specialitate. Constatându-se efectul izolator al calaminei se subliniază și rolul benefic pe care aceasta îl poate avea în sensul unei reduceri a pierderilor de căldură spre lichidul de răcire, ceea ce conduce la o mai bună utilizare a energiei dezvoltate prin arderea combustibilului, și respectiv a solicitărilor termice ale diferitelor organe ale motorului. Măsurările de temperatură efectuate în cazul motorului antrenat pentru cele două situații (motor "curat" respectiv motor cu depuneri de calamină pe pereți) permit trasarea unei "hărți" a zonelor cu depuneri mai mari de calamină, constatându-se că aceasta se concentrează pe suprafața pistonului aflată în afara cupei și pe pereții camerei de turbionare.

Modelul matematic complex și complet elaborat de autor i-a permis optimizarea operativă prin calcul a distribuției motorului luat în studiu, rezultatele obținute demonstrând că varianta de epură de referință a fost corect aleasă. S-a propus și s-a aplicat pentru prima dată un procedeu de calcul ce permite stabilirea unui optim de compromis în raport cu mai mult de doi parametri. În acest sens au fost luate în studiu efectele asupra epurii de distribuție ale următoarelor mărimi: presiunea medie efectivă, consumul specific efectiv, temperatura și presiunea maximă pe ciclu, coeficientul gazelor reziduale și căldura totală cedată la pereți.

În ansamblu se poate aprecia că s-a reușit punerea la punct a unui program de calcul al ciclului real de funcționare, validat

de către autor și experimental pe baza unor cercetări proprii, program care oferă și posibilitatea optimizării constructiv-funcționale a unui motor diesel cu cameră divizată încă din faza de proiectare prin evaluarea în condiții de precizie ridicată a fenomenelor termogazodinamice ce au loc în interiorul cilindrului. Acest program, care are o aplicabilitate directă în construcția și dezvoltarea motoarelor de acest tip, permite o reducere semnificativă a numărului de variante ce urmează a fi încercate pe standul de probe și, implicit, a costurilor legate de aceasta. Cercetările întreprinse au permis autorului, pe lângă studiul în intimitatea sa a termogazodinamicii motorului diesel cu cameră de turbionare cilindrică și interpretarea cauzală a fenomenelor evidențiate prin încercări de stand și prin experimente numerice, oferind astfel un instrument util de lucru specialistului din concepție.

10. Bibliografie

1. Ajakaiye B.A., Dent J.C.

A Correlation for Air Velocities in Cylindrical Prechambers Diesel Engines. Transaction of the ASME. Journal of Engineering for Power; Vol. 103/1981. Pag. 499-504.

2. Alkidas A.C., Cole R.M.

Thermal Loading of the Cylinder Head of a Divided-Chamber Diesel Engine. SAE Paper 831325/1983

3. Anisits F.

Experimentelle Bestimmung und analytische Fassung der Brennverläufe für Vorkammer-Dieselmotoren als Randbedingungen für die Prozessberechnung. Dissertation TU Braunschweig, 1973.

4. Anisits F., Zapf H.

Auswerteverfahren der Druckverläufe und elektronische Berechnung des Verbrennungsverlaufs in Dieselmotoren mit unterteilten Brennräume. MTZ 32 (1971) 12.

5. Annand W.J.D.

Heat Transfer in the Cylinders of Reciprocating Internal Combustion Engines. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers. 177/1963. Pag.973-966.

6. Arană C.

Motoare cu ardere internă - Procese și caracteristici. Editura Tehnică. București 1966.

7. Benson R.S.

The Thermodynamics and Gas Dynamics of Internal Combustion Engines. Volume I. Edited by J.H. Horlock and D.E. Winterborne. Clarendon Press. Oxford 1982.

8. Bergbauer F.

Berechnung der gasdynamischen Vorgänge im Auslasssystem eines Dieselmotors. Theoretische Diplomarbeit, TU München, 1983.

9. Berindean V.

Procese, caracteristici și supraalimentarea motoarelor cu ardere internă. Partea a III-a. Litografia UT Timișoara, 1985

10. Borman G., Nishiwaki K.

Internal-Combustion Engine Heat Transfer. Prog. Energy Combustion Science. Vol.13/1987. Pag. 1-46.

11. Boulouchos K., Hannoschöck N.

Der Wärmetransport zwischen Arbeitsmedium und Brennräumwand. MTZ 47 (1986). Pag. 337-345.

12. **Brătianu C.**
Metode cu elemente finite în dinamica fluidelor. Editura Academiei. București 1983.
13. **Chen Y.N.**
Calculation of Gas Vibrations Due to Simultaneous Excitations in Reciprocating Compressor Piping Systems with Allowance for Frictional Effect and Temperature Change in the Flow. Journal of Sound Vib. Nr. 5/1967.
14. **Dent J.C., Suliaman S.J.**
Convective and Radiative Heat Transfer in a High Swirl Direct Injection Diesel Engine. SAE Paper 770407/1977.
15. **Dincă F.**
Stadiul actual privind modelarea proceselor termogazodinamice din motoarele cu ardere internă. Referat de doctorat. Timișoara, 1993.
16. **Dincă F.**
Procedee de calcul și metode experimentale pentru controlul termogazodinamicii motoarelor cu ardere internă. Referat de doctorat. Timișoara, 1994.
17. **Dincă F., Negrea V.D.**
Experimental Researches Regarding the Pressure Evolution in the Cylinder and Swirl Chamber of an IDI Diesel Engine. Volume of the JUMV Conference. Beograd 1995.
18. **Doll M.**
Beitrag zur Berechnung des stationären und transienten Betriebsverhaltens kleiner, schnellaufender Dieselmotoren mit unterteiltem Brennraum. Dissertation. TU München, 1990.
19. **Dumitru G.**
Contribuții asupra fenomenelor dinamice din colectorul de admisie și influența lor asupra umplerii la motoarele cu aprindere prin comprimare în patru timpi. Teză de doctorat. București 1989.
20. **Eichelberg G.** Some New Investigations on old combustion engine problems. Engineering 148 (1939). Pag. 463-466.
21. **Elsner N., Fischer S., Huhn J.**
Technische Thermodynamik. Band 2: Wärmeübertragung. Akademie Verlag Berlin, 1993.
22. **Fujimoto H., Kimura N., ș.a.**
Characteristics of Combustion in an IDI Diesel Engine with a Swirl Chamber Made of Ceramics. SAE Paper 920696/1992
23. **Gheorghiu V.**
Simularea și optimizarea ciclului termic al motoarelor cu ardere internă prin intermediul calculatoarelor numerice. Teză de doctorat. București, 1988.
24. **Gîrbea D.**
Analiză cu elemente finite. Editura tehnică. București 1990.

25. Glauber R.
Berechnung des Arbeitsprozesses von Dieselmotoren mit unterteiltem Brennraum. Dissertation, TU München, 1993.
26. Hassan H.
Unsteady Heat Transfer in a Motored Internal Combustion Engine Cylinder. Proc. Instn. Mech. Engrs. 185 (1970/1971). Pag. 1139-1148
27. Hausen H.
Wärmeübergang im Gegenstrom, Gleichstrom und Kreuzstrom. Berlin, 1976.
28. Hohenberg G.
Berechnung des gasseitigen Wärmeüberganges in Dieselmotoren. MTZ 41 (1980) 7/8. Pag. 321-326.
29. Honold H.
Oberflächentemperaturmessung am Kolben eines Motors mit unterteiltem Brennraum. Diplomarbeit TU München 1991.
30. Horlock J.H., Winterborne D.E.
The Thermodynamics and Gas Dynamics of Internal Combustion Engines. Volume II. A Memorial Tribute to R.S. Benson. Clarendon Press. Oxford 1986.
31. Huber K.
Der Wärmeübergang schnelllaufender, direkteinspritzender Dieselmotoren. Dissertation TU München, 1990.
32. Imhof H.G.
Ausbreitung von Stosswellen in verzweigten Rohren. Dissertation TU Aachen, 1976.
33. Inoue S., Kobayasi K., ş.a.
Calculation of the In-Cylinder Flow and Heat Transfer in DI and IDI Diesel Engines. SAE Paper 890667/1989
34. Iorga D.
Motoare cu ardere internă. Vol.I. Litografia UT Timișoara, 1990.
35. Kanel M., Watson N.
Heat Transfer in the Indirect Ignition Diesel Engine. SAE Paper 790826/1979.
36. Klette G.R.
Kritische Betrachtung von Gleichungen für den Wärmeübergang im Kolbenmotor. Dissertation TU Berlin 1976.
37. Kolesa K.
Einfluss hoher Wandtemperaturen auf das Betriebsverhalten und insbesondere auf den Wärmeübergang direkteinspritzender Dieselmotoren. Dissertation TU München, 1986.
38. Kort R.T., Mansouri S.H., ş.a.
Divided-Chamber Diesel Engine, Part II: Experimental Validation of a Predictive Cycle-Simulation and Heat Release Analysis. SAE

Paper 820274/1982.

39. Kouremenos D.A., Constantine D.R., Hountalas D.
Thermodynamic Analysis of a Divided Chamber Diesel Engine.
Forschung im Ingenieurwesen Bd. 54 (1988) Nr.3. Pag. 73-81.
40. Lange W., Woschni G.
Thermodynamische Auswertung von Indikatordiagrammen, elektronisch
gerechnet. MTZ 25 (1964) 7. Pag. 282-287.
41. Lorenz M.
Analyse und Berechnung des Arbeitsprozesses eines
Wirbelkammermotors. Dissertation TU Graz, 1985.
42. Mansouri S.H., Heywood J.B., ş.a.
Divided-Chamber Diesel Engine, Part I: A Cycle-Simulation Which
Predicts Performance and Emissions. SAE Paper 820273/1982.
43. Morel T., Keribar R.
A Model for Predicting Spatially and Time Resolved Convective
Heat Transfer In Bowl-in-Piston Combustion Chambers. SAE Papers
850204/1985.
44. Negrea V.D.
Contribuții la calculul fenomenelor de undă din conductele de
admișiune ale motoarelor cu ardere internă. Teză de doctorat.
Timișoara 1974.
45. Negrea V.D.
Procese, caracteristici și supraalimentarea motoarelor cu ardere
internă. Litografia UT Timișoara, 1990.
46. Negrea V.D., Dincă F.
Analiza comparativă a metodelor utilizate la modelarea matematică
a proceselor de schimbare a agzelor la motoarele cu ardere
internă. Contract de cercetare nr. 36/1991.
Faza I. Timișoara 1991.
47. Negrea V.D., Dincă F., Holotescu S.
Calculul cu ajutorul ordinatorului a fenomenelor de undă ce
însoțesc schimbul de încărcătură pentru trasee specifice
motoarelor cu ardere internă. Contract de cercetare nr. 36/1991.
Faza II. Timișoara 1992.
48. Negrea V.D., Oprișă P.D.
Mathematisches Modell des reellen Funktionszyklus von
Verbrennungsmotoren. Revue Roumain des Sciences Techniques. Serie
Electrotechnique et Energetique. Tome 32, 1987. Pag. 375-384.
49. Negrea V.D., ş.a.
Possibilities of Numerical Simulation of the Thermogasdynamic
Processes for the Turbocharged Engines for the Design-Working
Optimization. JUMV International Conference. Beograd 1993.
50. Negrea V.D., ş.a.
Cercetare privind optimizarea distribuției la motoarele 797-05A.
Protocol INMT București, 1983.

51. Nguyen N.N.

Über den Einfluss der Wandtemperatur auf die Reaktionsbedingungen in der Grenzschicht und insbesondere auf den konvektiven Wärmeübergang einer Propan-Luft-Flamme. VDI Fortschritt Bericht. Reihe 3. Nr. 89/1984.

52. Negru L.D.

Transmiterea căldurii și dinamica gazelor. Partea I. Litografia UT Timișoara, 1990.

53. Nusselt W.

Der Wärmeübergang in der Verbrennungskraftmaschine. VDI-Sonderheft Nr.1 (1923). Pag. 47-54.

54. Oguri T.

On the coefficient of heat transfer between gases and cylinder walls of the spark-ignition engine. Bulletin of ISME 3(1960). Pag 363-369.

55. Pinchon P., Guillot B.

Thermodynamic and Flow Analysis of an Indirect Ignition Diesel Combustion Chamber by Modelling. SAE Paper 851686/1985.

56. Pinchon P.

Three Dimensional Modelling of Combustion in a Prechsmber Diesel Engine. SAE Paper 890666/1989.

57. Pischinger R., Krassnig G. Die Thermodynamische Analyse des Wirbelkammermotors. SAE Paper Nr. 845014/1984.

58. Pischinger R., Krassnig G., Taucar G., Sams T.

Die Verbrennungskraftmaschine. Neue Folge Band 5. Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine. Springer Verlag. Wien, New York, 1989.

59. Poulos S.G., Heywood J.B.

The Effect of Chamber Geometry on Spark-Ignition Engine Combustion. SAE Paper 830334/1983.

60. Pucher H.

Vergleich der programmierten Ladungswechselrechnung für Viertakt Dieselmotoren nach der Charakteristikentheorie und der Füll- und Entleermethode. Dissertation TU Braunschweig, 1975.

61. Sams T., Weiss M.

Thermodynamische Analyse gemessener Druckverläufe von Kammernmotoren mit Hilfe eines neuen Berechnungsansatzes. Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors, Tagungsbericht TU Graz, Oct.1989.

62. Schwarz C.

Simulation des transienten Betriebsverhaltens von aufgeladenen Dieselmotoren. Dissertation TU München, 1993.

63. Seifert H.

Instationäre Strömungsvorgänge in Rohrleitungen an Verbrennungsmotoren. Berechnung nach der Charakteristikenmethode.

Springer Verlag 1962.

64. Sihling K.

Beitrag zur experimentellen Bestimmung des instationären, gaseitigen Wärmeübergangskoeffizienten in Dieselmotoren. Dissertation TU München 1976.

65. Sippel H.

Komparative Betrachtung von Wärmeübergangsgleichungen für den Kolbenmotor. Diplomarbeit TU München 1979.

66. Sitkei G.

Einige Berechnungsprobleme des Wärmeüberganges und der Wärmebelastung in Vorkammer-Dieselmotoren. Acta Technica Academiae Scientiarum Hungaricae. 58/1967. Pag. 301-311.

67. Steffan H., Ennemoser A.

Strömungsphänomene in Kammernmotoren und ihre Berücksichtigung in der Motorprozessrechnung. Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors. Tagungsbericht TU Graz, Oct. 1991.

68. Terada K.

Ermittlung der Gastemperaturen in beiden Brennräumen eines Wirbelkammer-Dieselmotors. MTZ 42 (1981) 1. Pag. 19-21.

69. Theil H., Negru D., Jădăneanț M.

Termotehnică și mașini termice. Litografia UT Timișoara, 1989.

70. Urlaub A.

Verbrennungsmotoren. Band 2. Verfahrenstheorie. Springer-Verlag. Berlin, 1989.

71. Vibe I.I.

Brennverlauf und Kreisprozess von Verbrennungsmotoren. VEB Verlag Technik. Berlin 1970

72. Wannemacher H. Müller W.

Numerische Modelle zur Berechnung des Brennverlaufes in Vorkammer-Dieselmotoren. MTZ 48 (1987) 6. Pag. 239-245.

73. Weiss M.

Ein neuer Berechnungsansatz zur thermodynamischen Analyse des Wirbelkammermotors und praktische Anwendungen. Dissertation TU Graz 1988.

74. Woschni G.

Verbrennungsmotoren. Skriptum zur Vorlesung, 2. Auflage, TU München, 1988.

75. Woschni G.

Theorie der Verbrennungskraftmaschine. Moderne Methoden zur Berechnung der Innenvorgänge. Skriptum zur Vorlesung. TU München, 1993.

76. Woschni G., Anisits F.

Eine Methode zur Vorausberechnung der Änderung des Brennverlaufes mittelschnellaufender Dieselmotoren bei geänderten

Betriebsbedingungen. MTZ 34 (1973) 4.

77. **Woschni G., Kolesa K., ș.a.**

Einfluss von Brennraumisolierungen auf den Kraftstoffverbrauch und die Wärmeströme bei Dieselmotoren. MTZ 49 (1988) 7/8. Pag. 281-286.

78. **Woschni G., Kolesa K., Spindler W.**

Isolierung der Brennraumwände - Ein lohendes Entwicklungsziel bei Verbrennungsmotoren. MTZ 47 (1986) 12. Pag. 495-500.

79. **Woschni G.**

Engine Cycle Simulation, an Effective Tool for the Development of Medium Speed Diesel Engines. SAE Paper 870570. 1987.

80. **Woschni G., Glauber R., Zeilinger F.**

Berechnung von Arbeitsprozesse von Dieselmotoren mit unterteiltem Brennraum. MTZ 12/1994.

81. **Woschni G.**

Wärmeübergangsprobleme bei Verbrennungsmotoren. Skriptum zur Vorlesung. TU München 1989.

82. **Wanscheidt W.A.**

Theorie der Dieselmotoren. VEB Verlag Technik. Berlin 1968.

83. **Zacharias F.**

Mollier I,S-Diagramme für Datenverarbeitung. MTZ 31 (1970) 7. Pag. 295-299.

84. *******

Manualul inginerului termotehnician. Vol. II. Editura Tehnică. București, 1986.