

STUDII ȘI CERCETĂRI PRIVIND MECANISMELE SCHIMBULUI DE CĂLDURĂ ÎN PROCESELE DE VAPORIZARE A HIDROCARBURILOR

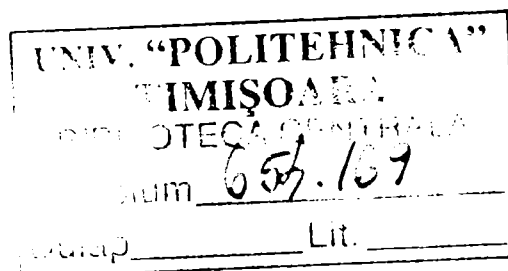
Teză destinată obținerii
titlului științific de doctor inginer
la
Universitatea "Politehnica" din Timișoara
în domeniul INGINERIE MECANICĂ
de către

Ing. Virgil Stoica

Conducător științific:
Referenți științifici:

prof.dr.ing. Virgiliu Dan Negrea
acad. Marius Sabin Pecilea
prof.dr.ing. Marin Bică
conf.dr.ing. Floriana Stoian

Ziua susținerii tezei: 7.07.2007



Seriile Teze de doctorat ale UPT sunt:

- | | |
|------------------------|---|
| 1. Automatică | 7. Inginerie Electronică și Telecomunicații |
| 2. Chimie | 8. Inginerie Industrială |
| 3. Energetică | 9. Inginerie Mecanică |
| 4. Ingineria Chimică | 10. Știința Calculatoarelor |
| 5. Inginerie Civilă | 11. Știința și Ingineria Materialelor |
| 6. Inginerie Electrică | |

Universitatea „Politehnica” din Timișoara a inițiat seriile de mai sus în scopul diseminării expertizei, cunoștințelor și rezultatelor cercetărilor întreprinse în cadrul școlii doctorale a universității. Seriile conțin, potrivit H.B.Ex.S Nr. 14 / 14.07.2006, tezele de doctorat susținute în universitate începând cu 1 octombrie 2006.

Copyright © Editura Politehnica – Timișoara, 2006

Această publicație este supusă prevederilor legii dreptului de autor. Multiplicarea acestei publicații, în mod integral sau în parte, traducerea, tipărirea, reutilizarea ilustrațiilor, expunerea, radiodifuzarea, reproducerea pe microfilme sau în orice altă formă este permisă numai cu respectarea prevederilor Legii române a dreptului de autor în vigoare și permisiunea pentru utilizare obținută în scris din partea Universității „Politehnica” din Timișoara. Toate încălcările acestor drepturi vor fi penalizate potrivit Legii române a drepturilor de autor.

România, 300159 Timișoara, Bd. Republicii 9,
tel. 0256 403823, fax. 0256 403221
e-mail: editura@edipol.upt.ro

MULȚUMIRI

Teza de doctorat a fost elaborată în cadrul Facultății de Mecanică, Catedra de Termotehnică, Mașini termice și autovehicule rutiere sub conducerea domnului prof.dr.ing. Virgiliu Dan Negrea. Țin să-i mulțumesc și pe această cale pentru încrederea și suportul acordat pe parcursul activității de cercetare

Cea mare parte a activității de cercetare, respectiv de proiectare și construire a standului experimental, s-a desfășurat în cadrul Universității Tehnice din Darmstadt (Germania) în cadrul programului European ICOPAC precum și în cadrul proiectului 160014- 520 00529 susținut financiar de către DFG (Fundația pentru cercetare din Germania). Mulțumesc coordonatorilor celor două programe pentru suportul financiar acordat. De asemenea. țin să-i mulțumesc domnului prof.dr.ing Peter Stephan și echipei sale pentru suportul logistic necesar desfășurării activității de cercetare. Mulțumiri speciale se cuvin domnului prof. dr.ing.Hans Beer, domnului dr. ing. Frank Damel și colegului dr. ing. Thomas Fuks pentru discuțiile fructuoase avute, precum și pentru inițierea și ajutorul acordat în domeniul simulărilor numerice folosind Sepranul. Multumiri i se cuvin si prietenului Alexeiev de la Univeristatea din Pitsburg pentru ajutorul oferit mai ales prin discuțiile legate de fenomenele fizice precum și pentru inițierea in domeniul simulărilor numerice.

Prietenilor și colegilor mei, dr.ing.mat Sorin Holotescu și dr.ing. Floriana Stoian le mulțumesc pentru suportul moral, discuțiile științifice avute atât în ce privește teza de doctorat cât și în toate celelalte domenii în care am lucrat împreună. Le mulțumesc pentru răbdarea de care au dat dovadă și pentru faptul că mi-au fost in permanență alături indiferent de kilometri care ne-au despărțit

Mulțumesc doamnei prof.dr.ing.habil Ioana Ionel pentru șansa pe care mi-a oferit-o de a lucra cu echipe din diferite universități, lucru important în dezvoltarea oricărui cercetător.

Mulțumesc domnului Academician Marius Peculea pentru că a acceptat să fie membru al comisiei de evaluare a tezei, pentru observațiile și sfaturile avizate în redactarea formei finale a tezei.

Mulțumesc de asemenea domnului profesor Marin Bică pentru că a acceptat să fie membru al comisiei de evaluare.

Nu în ultimul rând, mulțumesc familiei mele pentru răbdarea cu care mi-au suportat capriciile și nervii atunci când teza sau viața nu a urmat un curs neted.

Stoica, Virgil

Studii și cercetări privind mecanismele schimbului de căldură în procesele de vaporizare a hidrocarburilor

Teze de doctorat ale UPT, Seria 9, Nr. 9, Editura Politehnica, 2006, 176 pagini, 146 figuri, 16 tabele.

ISSN: 1842-4937

ISBN: 978-973-625-473-4

Cuvinte cheie: Vaporizare, fierbere, interferometrie, temperatura, microtermocuple, modelare

Rezumat: Obiectivul tezei de față constă în clarificarea modului în care se produce vaporizarea peliculelor de lichid dispuse pe substrat metalic și în special al peliculelor ce se formează între bulele de vapori și pereții încălzitori. Într-o primă fază, se trec în revistă cele două teorii ce abordează procesul de vaporizare a peliculelor de lichid: teoria microregiunii, având doar un suport matematic, și teoria microstratului, bazată doar pe observări experimentale, precum și metodele actuale de determinare experimentală a temperaturilor.

În lucrarea de față, s-a realizat o completare a modelului matematic din teoria microregiunii prin reducerea ipotezelor simplificatoare și utilizarea ecuațiilor complete de curgere respectiv a celor care descriu interacțiunile intermoleculare. În același timp s-a urmărit o corelare a condițiilor la limită atât pentru cazul teoretic cât și pentru cel experimental. În acest context s-a realizat un stand experimental complex care permite determinarea 3D a câmpurilor de temperaturi și implicit determinarea fluxurilor termice. Acesta a fost realizat în așa fel încât să asigure niște condiții la limită similare cu cele folosite în cadrul modelului matematic dezvoltat. Pe parcursul experimentelor s-au pus în evidență anumite efecte cum ar fi jetul termic, acesta putând fi explicat de această dată deoarece câmpul de temperaturi a fost complet determinat. Rezultatele experimentale scot în evidență ca între bulele de vapori și pereții încălzitori se formează o peliculă de lichid aceasta fiind un argument în plus în favoarea teoriei microstratului. Din simulările numerice rezultă ca forțele intermoleculare au un aport semnificativ în formarea peliculei de lichid și implicit asupra procesului de vaporizare.

Noul model realizat va permite în viitor reducerea duratelor și cheltuielilor de experimentare necesare optimizării structurilor care să asigure o vaporizare optimă.

CUPRINS

1	INTRODUCERE	19
2	STADIUL ACTUAL AL CERCETĂRILOR REFERITOARE LA PROCESUL DE VAPORIZARE	21
2.1	ABORDĂRI TEORETICE ȘI EXPERIMENTALE PRIVIND FENOMENUL DE VAPORIZARE.....	21
2.2	METODE DE MĂSURARE A TEMPERATURII.....	28
2.2.1	<i>Termocuple</i>	29
2.2.2	<i>Termorezistențele</i>	32
2.2.3	<i>Termistorii</i>	33
2.2.4	<i>Circuit integrat</i>	33
2.2.5	<i>Cristale lichide termosensibile</i>	34
2.2.5.1	Calibrarea cristalelor lichide termo-sensibile.....	35
2.2.6	<i>Termometrie în infraroșu</i>	36
2.2.7	<i>Interferometrie</i>	38
3	ASPECTE TEORETICE PRIVIND VAPORIZAREA PELICULELOR DE LICHID	41
3.1	TEORIA MICROREGIUNII ÎN CAZUL UNUI PROCES AXIAL SIMETRIC.....	41
3.1.1	<i>Ecuția densității fluxului de căldură</i>	42
3.1.2	<i>Echilibru mecanic la nivelul interfeței</i>	46
3.1.3	<i>Ecuția de conservare a masei</i>	47
3.1.4	<i>Sistemul final de ecuații</i>	47
3.1.5	<i>Rezultate numerice</i>	51
3.2	ANALIZA IPOTEZELOR CE STAU LA BAZA TEORIEI MICROREGIUNII.....	54
3.3	MODELAREA PROCESULUI DE VAPORIZARE AL PELICULELOR DE LICHID CU UN NUMĂR RESTRÂNS DE IPOTEZE SIMPLIFICATOARE	55
3.3.1	<i>Condițiile la limită</i>	56
3.3.2	<i>Ecuția de echilibru mecanic al interfeței</i>	57
3.3.3	<i>Ecuțiile de transfer termic</i>	58
3.3.4	<i>Ecuțiile de conservare a masei la nivelul interfeței</i>	58
3.3.5	<i>Mod de rezolvare a sistemului de ecuații</i>	59
4	PREZENTAREA STANDULUI EXPERIMENTAL ȘI A TEHNICILOR DE MĂSURARE	62
4.1	INTRODUCERE.....	62
4.2	PREZENTARE GENERALĂ A STANDULUI.....	62
4.2.1	<i>Prezentarea celulei de testare</i>	63
4.2.1.1	<i>Celula 1</i>	63
4.2.1.2	<i>Celula 2</i>	65
4.2.2	<i>Prezentarea interferometrului și prelucrarea datelor</i>	66
4.2.2.1	<i>Determinarea fazei φ</i>	67
4.2.2.2	<i>Holografie digitală</i>	70

4.2.2.3	Algoritmul lui Itoh („despachetarea fazei”)	71
4.2.2.4	Transformarea fazei ϕ în câmp de temperaturi	72
4.2.2.5	Determinarea temperaturii locale	72
4.2.2.6	Calibrarea	76
4.2.2.7	Analiză de caz a erorilor de măsurare	78
4.2.2.8	Analiza erorilor de măsură	79
4.2.3	Prezentarea termometriei infraroșu	84
4.3	CONCLUZII	85
5	REZULTATE EXPERIMENTALE ȘI TEORETICE	87
5.1	VERIFICAREA TEHNICII DE MĂSURARE	87
5.1.1	Utilizarea unei pseudo-bule	87
5.1.2	Utilizarea unei microtermocuple	90
5.2	STUDIU DE CAZ ÎN PROPAGAREA ERORILOR	91
5.3	DISTRIBUȚIA TEMPERATURII MĂSURATE ÎN JURUL UNEI BULE DE VAPORI	93
5.3.1	Determinarea caracteristicilor geometrice ale bulei și a fluxului de căldură prin interfață	95
5.3.2	Analiza temperaturii înregistrate prin termometrie în infraroșu	96
5.3.3	Analiza câmpurilor de temperaturi cu ajutorul simulărilor numerice	99
5.4	STUDIU PARAMETRIC	105
5.4.1	Unghiul de contact	107
5.4.2	Fluxul de căldură	109
5.4.3	Temperatura la interfață	111
5.4.4	Influența presiunii	113
5.4.5	Influența temperaturii de subrăcire	113
5.4.6	Raza bulei	118
5.4.7	Concluzii parțiale	118
5.5	BULE DE VAPORI CU SCHIMB DE CĂLDURĂ RIDICAT	118
5.6	REZULTATE NUMERICE	121
6	CONCLUZII, CONTRIBUȚII PERSONALE ȘI PERSPECTIVE	126
7	BIBLIOGRAFIE	130
8	LUCRARĂRI PUBLICATE	138
A.	TEORIA LUI SCHRAGE	139
B.	TEORIA LUBRIFICAȚIEI ÎN CAZUL UNUI PROCES STABILIZAT ȘI AXIAL SIMETRIC CU APLICAȚII ÎN STUDIUL VAPORIZĂRII	142
C.	ECUAȚIA SCHIMBULUI DE CĂLDURĂ ÎN FOLIA ÎNCĂLZITOARE	146
D.	REZOLVAREA ECUAȚIILOR DIFERENȚIALE DE ORDINUL 2 CU METODA MATRICILOR TRI-DIAGONALE	149
E.	DETERMINAREA FLUXULUI DE CĂLDURĂ GENERAT DE FOLIA ÎNCĂLZITOARE	150
F.	SUBROUTINE UTILIZATE PENTRU DETERMINAREA CÂMPURILOR DE TEMPERATURĂ ÎN CAZUL CU BULĂ, RESPECTIV CAZUL FĂRĂ BULĂ, PRIN SIMULARE NUMERICĂ	153

G. DESCRIEREA PROGRAMULUI INTERCONTROL REALIZAT ȘI UTILIZAT PENTRU CONTROLUL INTERFEROMETRULUI, ACHIZIȚIEI ȘI PRELUCRĂRII DATELOR.....	168
H. PROGRAME AUXILIARE	175

Nomenclator

Notații

Simbol	Unitate de măsură	Definiție
a	-	Coefficientul radiației absorbită
	-	coeficienți
A	[Nm]	Constanta lui Hamaker
B	-	Intensitatea luminoasă a culorii albastre
c	-	Coefficienți
	-	concentrație
C	-	Constantă
d	[m]	Distanța parcursă (în linie dreaptă)
	[m]	Grosime, lungime
E	[V]	Tensiunea electromotore produsă de o termocuplă
f	-	funcție
	-	Coefficientul de vaporizare, condensare
F	-	Criteriul Fischer
g	9.81 [N/m ²]	Accelerația gravitațională
G	-	Intensitatea luminoasă a culorii verzi
h	[J/kg]	Căldura latentă de vaporizare
	[m]	Înălțime caracteristică
H	-	Nuanță
I	[A]	Curentul electric
	-	Intensitatea luminoasă
k	2.897 10 ⁻³ [m K]	Constanta de proporționalitate (Legea lui Wien)
K	[1/m]	Raza de curbură
l	[m]	Lungimea conductorului electric
	[m]	Lungime
m	-	Măsurat (parametru)
\dot{m}	[kg/s]	Flux masic
MSR	-	Abaterea pătratică minimă
n	[-]	Indicele de refracție
N	-	Număr de franje
p	[N/m ²]	presiune
\dot{q}	[W/m ²]	Densitatea fluxului de căldură
Q	[W/m ²]	Radiația totală emisă
\dot{Q}	[W]	Fluxul de căldură
r	[m]	Raza curentă a bulei de vapori
	-	Coefficientul radiației reflectate
	[m]	Raza curentă
r, z	-	Coordonatele cilindrice (proces axial simetric)
R	[m]	Raza bulei de vapori la un moment
	[Ω]	Rezistența electrică
	-	Intensitatea luminoasă a culorii roșii

	[J/kgK]	Constanta gazului
	[m]	Raza de referință
s	[m]	Distanța parcursă (după o anumită traiectorie)
S	[m ²]	Aria transversală a conductorului electric
	-	Saturație
t	[s]	timp
	-	Coeficientul radiației transmise
T	[°C], [K]	Temperatura
U	[V]	Tensiunea electrică
v	[m/s]	Viteza de curgere
V	-	Strălucire
x, z, y	-	Coordonatele Cartezien
γ	[m]	Poziție

Simboluri grecești

Simbol	Unitate de măsură	Definiție
Δ	-	Variație
δ	[m]	Grosimea peliculei de lichid
ε	[-]	Factorul de emisie a corpului gri
ε	[F/m]	Permitivitatea electrică
φ	[rad]	Faza radiației luminoase
φ	[V]	Potențial electric
λ	[m]	Lungimea de undă a radiației luminoase
	[W/mK]	Conductivitatea termică
	[m]	Lungimea caracteristică de descreștere a forțelor structurale
ν	[m ² /s]	Vâscozitatea cinematică
μ	[Ns/m ²]	Viscozitatea dinamică
Π	[N/m ²]	Presiune capilară
ρ	[kg/m ³]	Densitate
	[Ω/m]	Rezistivitatea electrică
σ	5.67 x 10 ⁻⁸ [W/m ² K ⁴]	Constanta lui Stefan-Boltzman
	[N/m]	Tensiune superficială
τ	[N/m ²]	Tensiune tangențială

Indici

Simbol	Definiție
*	Normalizat
0	La momentul t ₀
ads	Adsorbit
bulk	În volum
c	Capilar
exp	experimental
i	La interfață
i	Indice
l	În lichid
local	Local
M	Maxim
mean	Mediu

n	Normal
p	presiune
R	rază
ref	Referință
rez	Rezistență
t	Tangențial
T	Variație cu temperatura
T	Temperatură
u	despachetat
v	În vapori
var	Variabil
vi	La interfață pe partea de vapori
w	La perete
w	împachetat

LISTA FIGURILOR ȘI A TABELELOR

Figura 2.1.1 Interferograma corespunzătoare stratului de lichid dintre bula de vapori și peretele încălzitor formată la presiune normală, un fluxccc de căldură de 26.5kW/m ² și o subrăcire de 5.7°C. Este interferograma numărul 8 numerotate din momentul apariției bulei de vapori frecvența de achiziție fiind de 14.87 poze/ms [3]	21
Figura 2.1.2 Grosimea stratului de lichid format între bula de vapori și peretele încălzitor pentru un flux de căldură de 204kW/m ² și o subrăcire de 21.7°C corespunzătoare interferogramei 41 din momentul apariției bulei de vapori, frecvența de achiziție fiind de 12.25 poze/ms [3].....	21
Figura 2.1.3 Distribuția temperaturii pe partea inferioară a foliei încălzitoare [17] .	23
Figura 2.1.4 Schema de principiu a standului experimental [19]	24
Figura 2.1.5 Corelația dintre poziția și dimensiunea bulelor de vapori si câmpul de temperaturi al peretelui încălzitor pentru un flux de căldură de 11kW/m ² o temperatură de subrăcire de 11K si o supraîncălzire a peretelui de 7K. [19]	24
Figura 2.1.6 Vedere a bulei de vapori dinspre încălzitor în condiții de microgravitate pentru un amestec binar corespunzătoare unui flux de căldură de 23kW/m ² și o temperatură de subrăcire de 3.8K [20]	25
Figura 2.1.7 Reprezentare schematică a mecanismului de desprindere al bulelor de vapori în condiții de microgravitație [20]	25
Figura 2.1.8 Stand experimental pentru studiul formării bulelor de vapori [21]	25
Figura 2.1.9 Microîncălzitor [25].....	26
Figura 2.1.10 Interacțiunea picătură de lichid perete [29]	26
Figura 2.1.11 Fenomenele de bază ce concură la formarea peliculei de lichid precum și la schimbul de căldură [29]	27
Figura 2.1.12 Reprezentare schematică a modului de funcționare a microinjecotrului [32]	28
Figura 2.2.1 Clasificarea metodelor de măsurare a temperaturii	29
Figura 2.2.2 Descrierea unei termocuple	29
Figura 2.2.3, Modul de conectare a termocuplelor	30
Figura 2.2.4, Modul de conectare a termocuplei la aparatul de măsură.....	30
Figura 2.2.5 Variația tensiunii termoelectrice în funcție de temperatură pentru diferite tipuri de termocuple	31
Figura 2.2.6 Coeficienții Seebek în funcție de temperatură pentru diferite tipuri de termocuple	31
Figura 2.2.7 Modul de conectare a unei termorezistențe de tip Pt100 într-o punte Wheaston	32
Figura 2.2.8 Modul de conectare a termocuplei cu compensarea rezistivității firelor de legătură	33
Figura 2.2.9 Măsurarea câmpului de temperaturi și de viteze cu ajutorul cristalelor termosensibile [34]	35
Figura 2.2.10 Curba de calibrare a cristalelor lichide termosensibile.....	36
Figura 2.2.11 Schema de principiu a unui termometru infraroșu	36
Figura 2.2.12 Caracteristica corpului negru	37
Figura 3.1.1 Reprezentarea schematică a microregiunii	41
Figura 3.1.2 Principalele mărimi ce intervin în caracterizarea microregiunii	42

Figura 3.1.3 Variația presiunii vaporilor la interfață în cazul formulei complete precum și în cazul formulei aproximative.....	43
Figura 3.1.4 Eroarea relativă produsă în cazul folosiri formulei aproximative.....	43
Figura 3.1.5 Corelația dintre densitatea fluxului de căldură prin interfață și densitatea fluxului de căldură transferat de la perete în condițiile ipotezelor menționate.....	45
Figura 3.1.6 Profilul peliculei de lichid și curbura acesteia.....	52
Figura 3.1.7 Curbura peliculei de lichid și densitatea fluxului de căldură.....	53
Figura 3.1.8 Temperatura interfeței.....	53
Figura 3.3.1 Reprezentarea schematică a microregiunii și a condițiilor la limită.....	56
Figura 3.3.2 Organigrama algoritmului de calcul.....	59
Figura 3.3.3 Organigrama algoritmului de calcul ținând cont de temperatura peretelui.....	61
Figura 4.2.1 Fotografia standului experimental.....	62
Figura 4.2.2 Schema de principiu a standului experimental.....	63
Figura 4.2.3 Schema de principiu a celulei de testare 1.....	64
Figura 4.2.4 Schema de principiu a celulei de testare 2.....	65
Figura 4.2.5 Modul de aranjare a elementelor Peltier în modulul de răcire.....	66
Figura 4.2.6 Secțiune transversală prin celula de testare 2.....	66
Figura 4.2.7 Schema de principiu a interferometrului.....	67
Figura 4.2.8 Interferogramele I_1, I_2, I_3, I_4 , cu o diferență de fază între ele de $\pi/2$..	68
Figura 4.2.9 Faza $\varphi(x,y)$	69
Figura 4.2.10 Holografie digitală, a. Interferogramă obținută pe durata experimentului, b. Interferograma de referință, c. Interferograma rezultată doar ca urmare a proceselor din interiorul secțiunii de testare.....	71
Figura 4.2.11 Rezultatul aplicării algoritmului lui Itoh.....	71
Figura 4.2.12 Schema de principiu, conversia temperaturii medii în temperatură locală pentru un proces axial simetric.....	73
Figura 4.2.13 Trecerea de la un sistem de coordonate la altul.....	74
Figura 4.2.14 Conversia temperaturii medii în temperatură locală pentru un proces axial simetric,.....	75
Figura 4.2.15 Distribuția temperaturii medii.....	76
Figura 4.2.16 Distribuția temperaturii locale.....	76
Figura 4.2.17 Amplasarea pixelilor de interes în câmpul vizual.....	76
Figura 4.2.18 Variația intensității luminoase, măsurată și estimată, pentru pixelii luați în considerare.....	78
Figura 4.2.19 Poziția reală a oglinzii-piezo relativ la poziția indicată de traductor...	79
Figura 4.2.20 Eroarea relativă produsă.....	79
Figura 4.2.21 Faza detectată în funcție de faza reală pentru o eroare a pasului de deplasare a oglinzii piezo de $\pm 5\%$	80
Figura 4.2.22 Eroare cu care faza este detectată pentru o eroare a pasului de deplasare a oglinzii piezo de $\pm 5\%$	80
Figura 4.2.23 Eroarea datorată digitizării imaginii respectiv componenta datorată digitizării intensității luminoase.....	81
Figura 4.2.24 Prezentarea schematică a încălzitorului și a cuvei termostatare.....	84
Figura 4.2.25 Calibrarea camerei infraroșu.....	85
Figura 5.1.1 Schema de principiu a modulului pentru verificarea tehnicii de măsurare.....	87
Figura 5.1.2 Interferogramă obținută în timpul experimentului.....	88
Figura 5.1.3, Fazele "împachetate" pentru: (a) condiții de referință, (b) condiții experimentale, (c) condiții experimentale din care a fost scăzută faza de referință	88

Figura 5.1.4 Faza despachetată (a) și temperature medie (b)	89
Figura 5.1.5 Distribuția temperaturii locale	89
Figura 5.1.6 Temperatura măsurată cu interferometrul Tint și cu termocuple	90
Figura 5.1.7 Diferența între temperatura determinată cu interferometrul și cea determinată cu termocuple.....	90
Figura 5.1.8 Rezultate comparative între măsurătorile de temperatură realizate cu interferometrul și cele cu microtermocuplă	90
Figura 5.2.1 Câmpul de temperaturi considerat pentru calculul erorilor	92
Figura 5.2.2 Eroarea totală obținută	92
Figura 5.2.3 Distribuția temperaturii și eroarea produsă ca urmare digitizării imaginii precum și a conversie fazei în câmp de temperaturi (medii).....	92
Figura 5.2.4 Eroarea produsă ca urmare digitizării imaginii precum și a conversie fazei în câmp de temperaturi (medii)	92
Figura 5.2.5 Eroarea produsă ca urmare a dimensiunii pixelului	92
Figura 5.2.6 Eroarea datorată poziției axei de simetrie	92
Figura 5.3.1 Distribuția câmpului de temperaturi	93
Figura 5.3.2 Temperatura foliei încălzitoare pentru cazul în care există bulă de vapori	94
Figura 5.3.3 Diferența de temperatură între cazul cu bulă și cel fără bulă	94
Figura 5.3.4 Distribuția temperaturii în jurul foliei încălzitoare în cazul existenței bulei de vapori precum și în cazul absenței acesteia, pentru aceeași energie introdusă în sistem.....	95
Figura 5.3.5 Diferența dintre temperatura părții superioare a foliei încălzitoare în cazul cu bulă respectiv fără bulă.	95
Figura 5.3.6 Corelația dintre profilul interfeței calculat și cel măsurat.....	96
Figura 5.3.7 Diferența între temperatura foliei în cazul cu bulă și cea în cazul fără bulă	97
Figura 5.3.8 Prima derivată a diferenței de temperatură	98
Figura 5.3.9 A doua derivată a diferenței de temperatură.....	98
Figura 5.3.10 Densitatea fluxului de căldură în cazul prezenței bulei de vapori	98
Figura 5.3.11 Coeficientul de schimb de căldură în cazul prezenței bulei de vapori .	98
Figura 5.3.12 Modul de realizare a discretizării și condițiile la limită.....	99
Figura 5.3.13 Discretizarea domeniului geometric	100
Figura 5.3.14 Liniile de curent.....	101
Figura 5.3.15 Câmpul de temperaturi [°C]	102
Figura 5.3.16 Izotermele.....	103
Figura 5.3.17 Izotermele corespunzătoare câmpului de temperaturi măsurat.	104
Figura 5.3.18 Distribuția temperaturii în jurul foliei încălzitoare (măsurată) și temperatura pe partea superioară a foliei determinată prin simulări	105
Figura 5.3.19 Diferențele temperaturilor corespunzătoare figurii 5.3.17	105
Figura 5.3.20 Distribuția densității fluxului de căldură la partea inferioară a foliei încălzitoare	105
Figura 5.4.1 Curba caracteristică de fierbere a izopentanului pentru diferite presiuni	106
Figura 5.4.2 Variația unghiului aparent de contact în funcție de raza bulei, presiune și temperatura de subrăcire.....	108
Figura 5.4.3 Valori măsurate și valori estimate ale unghiului aparent de contact.	109
Figura 5.4.4 Influența razei bulei asupra unghiului aparent de contact	109
Figura 5.4.5 Variația fluxului de căldură prin interfață în funcție de raza bulei, presiune și temperatura de subrăcire	109

Figura 5.4.6 Valori măsurate și valori estimate pentru fluxul de căldură prin interfață	111
Figura 5.4.7 Influența presiunii asupra fluxului de căldură prin interfață.....	111
Figura 5.4.8 Influența temperaturii de subrăcire asupra fluxului de căldură prin interfață	111
Figura 5.4.9 Influența razei bulei asupra fluxului de căldură prin interfață	111
Figura 5.4.10 Variația temperaturii la interfață în funcție de raza bulei, presiune și temperatura de subrăcire (P.F –punct de fierbere)	111
Figura 5.4.11 Valori măsurate și estimate pentru temperatura la interfață.....	113
Figura 5.4.12 Influența presiunii asupra temperaturii la interfață	113
Figura 5.4.13 Influența temperaturii de subrăcire asupra temperaturii la interfață.....	114
Figura 5.4.14 Variația indicelui de refracție cu temperatura pentru o lungime de undă de 589,3 nm	115
Figura 5.4.15 Variația temperaturii la interfață în funcție de presiune, raza bulei și nivelul de subrăcire pentru o valoare a pantei de -0,00063 (B.P.- punct de fierbere)	116
Figura 5.4.16 Poziționarea microtermocuplei în celula de testare.....	116
Figura 5.4.17 Evoluția temperaturii în bula de vapori determinată cu ajutorul microtermocuplei în funcție de presiune, raza bulei și nivelul subrăcirii (B.P.- punct de fierbere).....	116
Figura 5.4.18 Evoluția temperaturii în interiorul bulei de vapori în cazul unui schimb de căldură prin convecție	117
Figura 5.4.19 Evoluția temperaturii în bula de vapori determinată cu ajutorul microtermocuplei în funcție de presiune, raza bulei și nivelul subrăcirii pentru o probă nouă de izopentan (B.P.- punct de fierbere)	117
Figura 5.4.20 Influența valorii razei bulei de vapori asupra temperaturii la interfață	118
Figura 5.5.1 Bula cu jet	119
Figura 5.5.2 Bula cu jet	119
Figura 5.5.3 Comparație între câmpul de temperaturi măsurat și cel calculat	120
Figura 5.5.4 Interferograma corespunzătoare unei bule de vapori obținute cu ajutorul celulei de testare 2. Curentul prin folia încălzitoare fiind de 3A, o temperatura a lichidului în colțul din stânga jos de 23°C, lichidul folosit fiind un refrigerant R141b (nu se cunoaște puritatea și calitatea lichidului folosit)	121
Figura 5.5.5 Reprezentare calitativă a câmpului indicelui de refracție (acesta este direct proporțional cu câmpul de temperaturi).corespunzător interferogramei din figura 5.5.4. obținut fără a se ține seama de câmpul indicelui de refracție de referință.	121
Figura 5.6.1 Discretizarea domeniului delimitat de interfața lichid vapori si peretele încălzitor	122
Figura 5.6.2 Grosimea peliculei de lichid.....	122
Figura 5.6.3 Densitatea fluxului de căldură prin interfața lichid vapori.....	123
Figura 5.6.4 Variația razei de curbură	123
Figura 5.6.5 Variația presiunilor la interfață pe partea de lichid respectiv vapori ..	123
Figura 5.6.6 Variația temperaturii la interfață.....	123
Figura 5.6.7 Variația pantei interfeței lichid vapori	124
Figura 5.6.8 Profilul interfeței lichid vapori	124
Figura 5.6.9 Variația pantei interfeței lichid vapori	124
Figura 5.6.10 Variația fluxului de căldură prin interfața lichid vapori	125
Figura 5.6.11 Variația curburii corespunzătoare interfeței lichid vapori	125
Figura 5.6.12 Variația temperaturii peretelui respectiv a interfeței.....	125

Figura A. 1 Funcția Γ	140
Figura B. 1 Trecerea de la sistemul de coordonate cilindric rz la cel legat de interfață nt	145
Figura C. 1 Schema foliei încălzitoare	146
Figura C. 2 Reprezentarea schematică a legi de conservare a energiei pentru un volum $dV=2\pi r dr \cdot dz$	146
Figura E. 1 Schema foliei încălzitoare	150
Figura E. 2 Densitatea fluxului de căldură în funcție de rază	152
Figura G. 1 Interfața grafică a programului InterfControl	168
Figura G. 2 Prezentarea funcțiilor de calibrare și măsurare	169
Figura G. 3 Funcțiile de prelucrare de date.....	169
Figura G. 4 Interfața grafică pentru achiziția de date corespunzătoare interferogramelor.....	170
Figura G. 5 Modulul de calibrare al interferometrului	171
Figura G. 6 Schema logică pentru achiziționarea unei singure interferograme	172
Figura G. 7 Schema logică pentru achiziționarea unei serii de 10 interferograme cu o diferență de fază de $\pi/2$ între ele.....	173
Figura G. 8 Schema logică pentru determinarea unei serii de n măsurători a 4 interferograme cu o diferență de fază de $\pi/2$ între ele	174
Figura H. 1 Interfața grafică a programului de determinare a interfeței bulei de vapori	175
Figura H. 2 Program de conversie a imaginilor obținute cu camera în infraroșu în câmp de temperaturi	176
Tabel 2.2.1, Principalele tipuri de termocuple	31
Tabel 2.2.2 Scurtă comparație între diferite tipuri de traductoare de temperatură..	33
Tabel 3.1.1 Parametri folosiți pentru calculul comparativ	52
Tabel 4.2.1 Mărimile caracteristice pentru curbele din figura 4.2.18.....	78
Tabel 5.1.1 Datele centralizate pentru experimentele prezentate în figura 5.1.8	91
Tabel 5.2.1 Datele necesare pentru calculul erorilor de măsură	91
Tabel 5.3.1 Principalele caracteristici geometrice si termice al bulei de vapori (figura 5.3.1 b).....	96
Tabel 5.4.1 Valorile factorilor de influență și abaterile acestora	107
Tabel 5.4.2 Matricea experimentului	107
Tabel 5.4.3 Rezultatele analizei dispersionale.....	108
Tabel 5.4.4 Model pentru ajustarea lui: α	108
Tabel 5.4.5 Analiza dispersională pentru factorii de influență ai fluxului de căldură	109
Tabel 5.4.6 Coeficienții modelului liniar pentru aproximarea fluxului de căldură...	110
Tabel 5.4.7 Analiza dispersională pentru factorii de influență ai temperaturii la interfață	112
Tabel 5.4.8 Coeficienții modelului liniar de aproximare a temperaturii la interfață	112
Tabel 5.6.1 Parametri folosiți pentru simulările numerice	122

1 INTRODUCERE

Demersul cunoașterii lumii reale, în semnificațiile ei perceptibile, de către fiecare dintre noi, este facilitat de o continuă și intensă explorare a acesteia de către comunitatea științifică. Având ca principală motivație tendința tot mai mari a prezentului spre optimizare, eficientizare, aducere la nivele competitive a cât mai multor aplicații industriale, această explorare este axată spre o cunoaștere în profunzime a fenomenelor ce stau la baza diverselor procese.

Printre domeniile ce au suscit, pe parcursul ultimelor decenii, un interes deosebit pe plan mondial se numără și schimbul de căldură. Dintre procesele ce oferă coeficienți mari de schimb de căldură, fierberea este recunoscută ca cea mai eficientă metodă de răcire găsimu-și în prezent un câmp de aplicabilitate din ce în ce mai larg. Pe lângă capacitățile de răcire procesul de vaporizare este însoțit și de transformarea fazei lichide în fază gazoasă, fapt important în unele aplicații cum ar fi vaporizarea combustibilului în cazul motoarelor cu ardere internă.

Primele investigații în ceea ce privește acest proces, au avut ca punct de plecare problematica răcirii centralelor termonucleare, când s-a evidențiat că o cunoaștere insuficientă a proceselor de fierbere poate fi fatală, prin apariția petelor uscate ce duc la creșteri semnificative de temperatură.

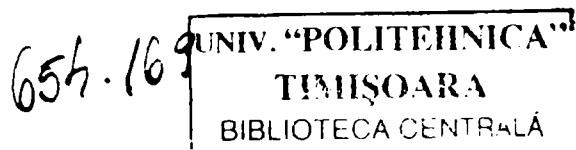
Un alt domeniu ce a adus în prim plan necesitatea abordării acestui subiect îl reprezintă industria spațială. Inițial, s-a crezut că schimbul de căldură pe baza fierberii nu poate fi aplicat la răcirea stațiilor spațiale, ca urmare a lipsei gravitației. Cercetările ulterioare au relevat faptul că, fierberea rămâne eficientă și în condiții de gravitație zero. Cu toate acestea însă anumite caracteristici se modifică fiind influențate de condițiile specifice din spațiu.

O problemă de interes major o constituie reducerea emisiilor de hidrocarburi cauzate de pornirea la rece a motoarelor cu ardere internă. Aceste emisii se datorează formării peliculelor de combustibili în galeria de admisie, pe supape și pe pereții camerei de ardere și vaporizării reduse a acestora datorită temperaturii scăzute a pereților.

Dezvoltarea pe scară largă a imprimantelor cu jet de cerneală a microinjecoarelor precum și a microdispozitivelor, motivează de asemenea studiul intensiv al formării bulelor de vaporii în spații înguste. În acest caz, bula are rol de micropompă eliminând necesitatea unui microdispozitiv mecanic a cărui fiabilitate este incomparabil redusă relativ la bula de vaporii.

În ciuda abundenței informațiilor în literatura de specialitate și a progreselor înregistrate în ceea ce privește elucidarea fenomenelor care apar în cazul fierberii, încă nu se cunosc în profunzime mecanismele acestui proces și rămân încă multe porți deschise. Multitudinea mecanismelor ce intervin în schimbul de căldură: convecție, conducție, efect marangoni, vaporizare, microconvecție face dificilă cuantificarea aportului fiecăruia și a modului în care aceste mecanisme se influențează reciproc. Din aceste considerente, principalele direcții de cercetare se axează pe identificarea fenomenelor ce guvernează procesul de vaporizare, atât în cazul picăturilor cât și în cazul bulelor de vaporii

În consecință, este necesară o cunoaștere în detaliu a tuturor fenomenelor ce intervin în procesul de vaporizare. Acest lucru, ar permite enunțarea unei teorii



unitare pe baza căreia să fie posibilă elaborarea de modele matematice, facilitând astfel procesul de proiectare și optimizare a sistemelor de schimb de căldură și masă.

În acest context, structura logică pe baza căreia a fost construită lucrarea de față este următoarea:

În **capitolul doi** sunt descrise modalitățile de abordare teoretică și de investigare experimentală, utilizate în prezent de comunitatea științifică din domeniu, pentru o caracterizare la nivel fenomenologic a mecanismelor implicate în procesul de vaporizare a peliculelor subțiri de lichid.

Necesitatea unei caracterizări spațiale a câmpurilor termice din jurul bulei de vapori precum și dimensiunile reduse ale zonelor de interes limitează numărul tehnicilor de măsură ce pot satisface aceste cerințe.

În **capitolul trei** se prezintă teoria microregiunii, universal acceptată, care oferă baza teoretică în modelarea procesului de vaporizare a peliculelor subțiri de lichid. În principiu, această teorie permite determinarea fluxurilor masice evaporate și a fluxurilor de căldură prin interfața lichid-vapori precum și a profilului peliculelor de lichid. Conform acestei teorii, fluxul maxim de căldură este atins în zona de contact aparent a interfeței lichid-vapori cu peretele solid pe o lungime de ordinul micronilor de unde și numele acesteia. Rezultatele furnizate de această teorie cu privire la lungimea „microregiunii” nu sunt confirmate de rezultatele experimentale, lucru ce se poate datora ipotezelor simplificatoare pe care le ia în considerare.

În acest context, în lucrarea de față s-a modelat procesul de vaporizare cu un număr redus de ipoteze simplificatoare.

Capitolul patru prezintă standul experimental realizat și utilizat pentru obținerea unei bule staționare și axial simetrice precum și o descriere detaliată a tehnicilor utilizate în determinarea câmpului de temperaturi din jurul bulei de vapori. Dorindu-se o caracterizare tridimensională a câmpului termic s-a utilizat interferometria și termometria în infraroșu. Fiind metode indirecte de măsurare, ele necesită o serie de prelucrări ulterioare, bazate pe algoritmi complecși de calcul prezentați în detaliu în acest capitol.

În **capitolul cinci** sunt prezentate atât rezultatele experimentale cât și cele teoretice.

Ultima parte a lucrării este consacrată concluziilor acestui studiu și perspectivelor.

2 STADIUL ACTUAL AL CERCETĂRIILOR REFERITOARE LA PROCESUL DE VAPORIZARE

2.1 Abordări teoretice și experimentale privind fenomenul de vaporizare

În general, în studiul procesului de vaporizare a peliculelor de lichid se urmărește identificarea zonei în care are loc schimbul maxim de căldură. La ora actuală, există două teorii cu privire la vaporizarea peliculelor subțiri de lichid: teoria microstratului și teoria microregiunii.

Conform teoriei microstratului, procesul de vaporizare are loc într-un microstrat în formă de pană, cu o lungime caracteristică de ordinul zecilor de microni, situat între bula de vapori și peretele încălzitor. Această teorie este susținută de numeroase observații experimentale realizate pentru cazul bulelor de vapori în regim dinamic încă din anii 70 [1][2].

O imagine completă a geometriei microstratului este oferită de Koffman [3]. El a reușit să facă măsurători ale profilului microstratului de lichid utilizând o celulă de testare prevăzută cu un încălzitor transparent realizat din sticlă pe care s-a depus un strat subțire de oxid de staniu SnO_2 cu formă dreptunghiulară de 12.7mm x 38mm și rol de încălzitor rezistiv. Măsurarea profilului peliculei de lichid a fost făcută folosind un interferometru cu laser și un sistem video de înaltă frecvență. Măsurătorile realizate arată foarte clar că, în cazul dezvoltării bulei de vapori, între aceasta și peretele încălzitor se formează o peliculă de lichid sub formă de pană (Figura 2.1.1 și 2.1.2).



Figura 2.1.1 Interferograma corespunzătoare stratului de lichid dintre bula de vapori și peretele încălzitor formată la presiune normală, un flux de căldură de 26.5kW/m^2 și o subrăcire de 5.7°C . Este interferograma numărul 8 numerotate din momentul apariției bulei de vapori frecvența de achiziție fiind de 14.87 poze/ms [3]

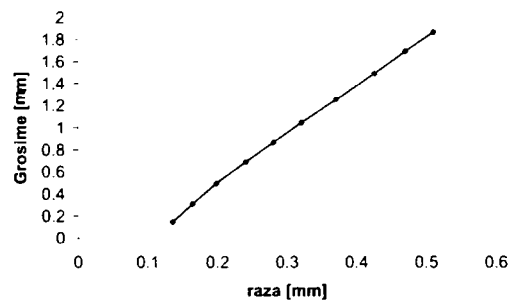


Figura 2.1.2 Grosimea stratului de lichid format între bula de vapori și peretele încălzitor pentru un flux de căldură de 204kW/m^2 și o subrăcire de 21.7°C corespunzătoare interferogramei 41 din momentul apariției bulei de vapori, frecvența de achiziție fiind de 12.25 poze/ms [3]

Deoarece măsurătorile au fost făcute pentru bule de vapori care se dezvoltă și se desprind de pe suprafața încălzitorului putem specula că acest strat de lichid se datorează efectului dinamic al procesului de formare al bulei, viteza lichidului în

imediate vecinătate a peretelui fiind zero iar viteza de dezvoltare a bulei fiind foarte mare, lucru care poate duce la formarea unui astfel de strat de lichid.

Dezavantajul acestei teorii constă în faptul că nu are o bază matematică care să permită modelarea analitică a procesului. În majoritatea cazurilor s-a recurs la o modelare empirică a geometriei microstratului pe baza observațiilor experimentale. Astfel, Jawurek [1] determină grosimea microstratului cu o formulă de forma 2.1.1, luând în considerare vâscozitatea lichidului și faptul că la perete viteza acestuia e nulă. În acest caz, rezultă o grosime constantă dependentă doar de viteza de creștere a bulei de vapori.

$$\delta = 0.8 \cdot (v \cdot t)^{0.5} \quad (2.1.1)$$

Plesset și Sadhal [4] obțin o geometrie a microstratului în formă de pană derivând grosimea microstratului în funcție de timpul de contact al bulei de vapori cu peretele încălzitor și raza acesteia în momentul desprinderii de perete (formula 2.1.2)

$$\delta = 2 \cdot (3 \cdot v \cdot t)^{0.5} \cdot \left(\frac{r}{R_0} \right)^{1.5} \quad (2.1.2)$$

În ceea ce privește teoria microregiunii, aceasta a fost introdusă pentru prima dată de Wayner Peter în anul 1976 [5]. Conform acestei teorii, schimbul maxim de căldură se realizează pe o zonă cu o lungime caracteristică de ordinul micronilor, situată în punctul de contact aparent dintre bula de vapori și peretele încălzitor numită microregiune. În același timp, se consideră că microregiunea se continuă cu un strat adsorbit în care rata de vaporizare este nulă și care se află în echilibru termodinamic. Sub conducerea sa, Das Gupta prezintă în teza de doctorat probe pentru a demonstra existența stratului adsorbit, măsurători cu privire la forma meniscului de lichid pentru diferite fluxuri de căldură precum și rezultate numerice care vin să susțină teoria mai sus amintită. Pentru a măsura grosimea stratului adsorbit autorul a folosit elipsometria, iar pentru determinarea profilului peliculei de lichid a meniscului a folosit interferometria. Rezultatele obținute vin în sprijinul acestei teorii. Măsurătorile optice pot fi puse însă de multe ori sub semnul întrebării. Așa cum de altfel a mai fost arătat, ([6], [7]) acestea trebuie făcute cu atenție, fiind necesară o cunoaștere foarte bună a tehnicilor aplicate precum și a posibilităților acestora. O cunoaștere insuficientă a procesului investigat și a metodei de măsurare utilizate poate duce la rezultate și concluzii complet eronate. În acest context, măsurătorile realizate pentru determinarea grosimii stratului adsorbit pot fi puse sub semnul întrebării, deoarece acestea au fost făcute în condițiile existenței unui câmp de temperaturi care poate avea efecte negative asupra rezultatelor obținute [8]. Lăsând la o parte aceste aspecte, rezultate mai recente [9] realizate pentru o peliculă de pentan dispusă pe o suprafață de cuarț scot în evidență faptul că mișcarea fluidului spre sau dinspre linia de contact în timpul vaporizării se face sub acțiunea presiunii datorată forțelor intermoleculare. Unghiul de contact a fost găsit că este diferit în cazul meniscurilor de lichid sau în cazul picăturilor [10]. Acest lucru este pus pe seama câmpului de presiuni din lichid și pe diferențele în grosimea stratului adsorbit în zona microregiunii pentru evaporare respectiv condensare.

Peter Stephan ([11][12][13][14][15][16]) care a utilizat pentru prima dată teoria microregiunii în cazul simulării formării bulelor de vapori consideră că schimbul de căldură în cazul fierberii cu bule se face preponderent prin microregiune.

Pentru a demonstra acest lucru, echipa condusă de autorul mai sus menționat ([17][18]) a realizat o serie de experimente, în condiții de gravitate redusă folosind tehnica zborurilor parabolice, similare cu cele efectuate de Oka în 1992 [19]. Pentru aceasta s-a folosit o celulă de testare cu posibilitatea de generare a unei bule de vapori dintr-o cavitate special realizată în acest scop. Pentru determinarea câmpului de temperaturi, autorii au folosit cristale lichide termosensibile. Ca și încălzitor s-a folosit o folie metalică de $10\mu\text{m}$, ce permite localizarea și caracterizarea zonei în care fluxul de căldură transferat de la perete la interfața lichid-vapori atinge valori maxime. Observațiile de temperatură nu au putut fi corelate cu profilul exterior al bulei de vapori.

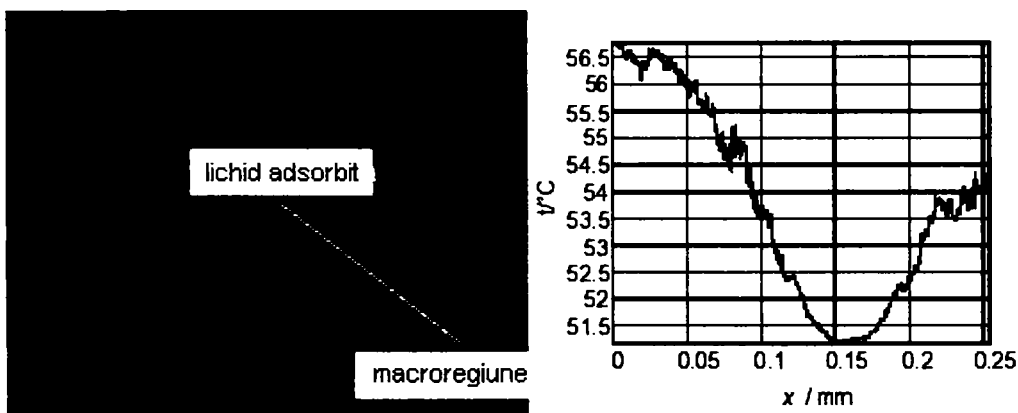


Figura 2.1.3 Distribuția temperaturii pe partea inferioară a foliei încălzitoare [17]

Rezultatele obținute de aceștia nu sunt convingătoare în ce privește validarea teoriei microregiunii. Existența unei zone influențate termic ce se întinde pe o distanță de cca. $50\mu\text{m}$ pentru o folie cu grosimea de $10\mu\text{m}$ ne face să fim sceptici în ce privește confirmarea teoriei mai sus menționate. De asemenea, inexistența unei corelații între localizarea microregiunii relativ la profilul exterior al bulei de vapori vine să întărească acest scepticism. Cu toate că experimentele au fost făcute în regim de gravitație redusă, dorindu-se obținerea unei bule staționare, acest lucru nu a fost posibil datorită vibrațiilor avionului și datorită faptului că durata pentru care gravitația era redusă era de numai 25 de secunde timp relativ scurt pentru generarea unei bule și pentru aducerea acesteia în regim staționar. Existența unei zone influențate termic așa de largă se poate datora tocmai vibrațiilor, respectiv datorită mișcării permanente a microregiunii pe folia încălzitoare. În aceste condiții este relativ dificilă o comparare a rezultatelor experimentale cu cele teoretice, cu toate că aceasta a fost făcută de autori.

Pe lângă autorii care aderă la una din cele două teorii menționate, există o serie de cercetători care încearcă prin diferite metode numerice sau experimentale să explice procesul de vaporizare a peliculelor subțiri de lichid luând în considerare fenomenele care guvernează acest proces.

O serie de experimente realizate de Abe [20] și Oka [19] în condiții de microgravitație, oferite de zboruri parabolice, folosind atât lichide pure cât și amestecuri binare, scot în evidență existența unui strat de lichid care se formează între bula de vapori și peretele încălzitor, precum și existența unei zone în care

schimbul de căldură este concentrat (figura 2.1.5), această zonă fiind foarte bine evidențiată pentru regimul de fierbere cu bule izolate. Măsurătorile au fost făcute folosindu-se încălzitoare foarte subțiri pe a căror suprafață posterioară s-au fixat cristale lichide termosensibile. O prezentare schematică a standului folosit este redată în figura 2.1.4.

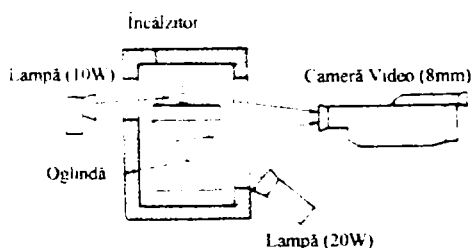


Figura 2.1.4 Schema de principiu a standului experimental [19]

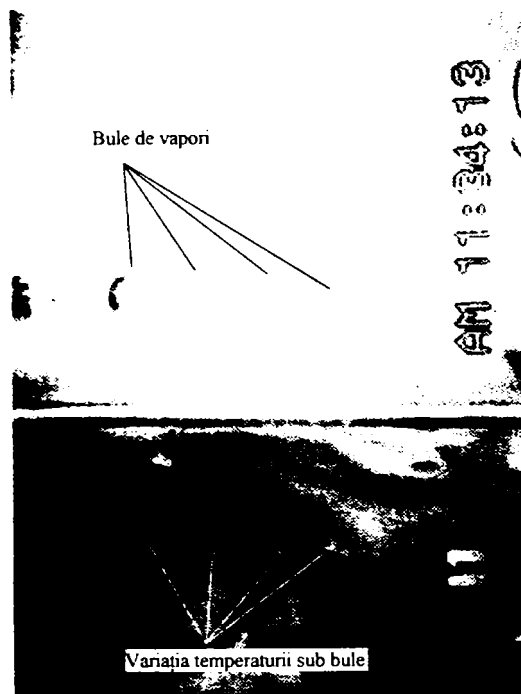


Figura 2.1.5 Corelația dintre poziția și dimensiunea bulelor de vapori și câmpul de temperaturi al peretelui încălzitor pentru un flux de căldură de 11kW/m^2 o temperatură de subrăcire de 11K și o supraîncălzire a peretelui de 7K . [19]

Un alt set de măsurători au fost realizate în condiții de microgravitație redusă asigurată prin cădere liberă într-un turn special amenajat. În cadrul acestor experimente, autorii au folosit încălzitoare transparente pentru a facilita vizualizarea bulelor de vapori în zona de contact bulă perete încălzitor. S-a observat că în cazul amestecurilor binare bulele de vapori se formează și se desprind de încălzitor rămânând la o distanță mică de acesta. De asemenea are loc o alimentare abundentă cu lichid proaspăt a peliculei de lichid ce se formează între bula de vapori și peretele încălzitor, lucru pe care autorii îl pun pe seama convecției Marangoni, al cărui efect este semnificativ accentuat ca urmare a folosirii amestecurilor binare.



Figura 2.1.6 Vedere a bulei de vapori dinspre încălzitor în condiții de microgravitate pentru un amestec binar corespunzătoare unui flux de căldură de 23kW/m^2 și o temperatură de subrăcire de 3.8K [20]

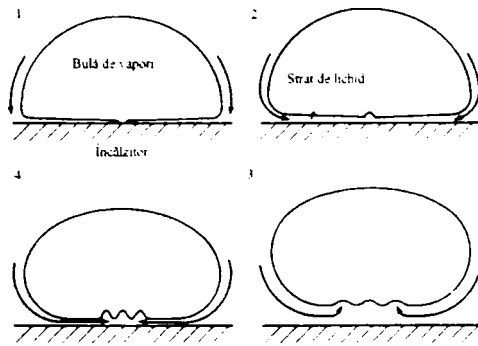


Figura 2.1.7 Reprezentare schematică a mecanismului de desprindere al bulelor de vapori în condiții de microgravitație [20]

Jungo Kim și echipa sa ([21][22][23][24][25]), fac studii intensive cu privire la formarea bulelor de vapori și a modului în care are loc schimbul de căldură de la perete la masa de lichid prin intermediul bulelor de vapori. Majoritatea studiilor sunt făcute cu o celulă de testare similară cu cea prezentată în figura 2.1.8, care are la bază un încălzitor special (figura 2.1.9) sub formă matriceală format din 96 de microîncălzitoare de platină de formă pătrată cu aria de 0.01 mm^2 , care în principiu pot asigura atât un flux de căldură uniform cât și o temperatură constantă. În acest scop, fiecare microîncălzitor este echipat cu un regulator. Acestea fiind realizate din platină sunt folosite și pentru determinarea temperaturii. Natura semitransparentă a încălzitorului permite vizualizarea bulelor de vapori dintr-un punct de observație situat sub încălzitor utilizând sisteme optice de înaltă frecvență (oglină și cameră video)

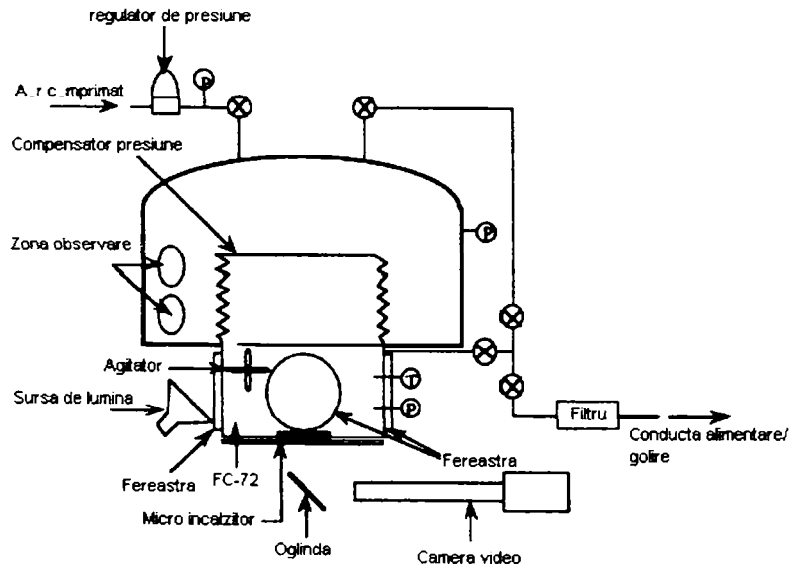


Figura 2.1.8 Stand experimental pentru studiul formării bulelor de vapori [21]

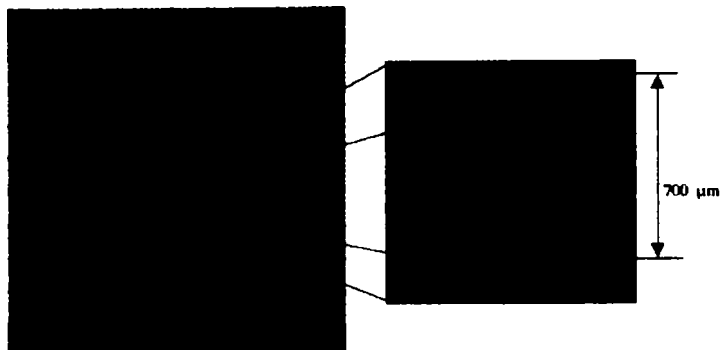


Figura 2.1.9 Microîncălzitor [25]

Concluziile generale în acest caz constau în faptul că are loc vaporizarea unui microstrat care se formează între bula de vapori și perete și că schimbul de căldură datorat vaporizării nu este preponderent ci schimbul de căldură majoritar se face prin conducție în lichidul proaspăt care vine în contact cu peretele ca urmare a desprinderii bulelor. Măsurători similare au fost realizate și de către Tailian și Chen [26], care susțin că, în regimul fluxurilor de căldură moderate, schimbul de căldură respectiv fierberea este controlată de evaporarea microstratului pe când în cazul fluxurilor de căldură ridicate conducția prin stratul de vapori este preponderentă. După cum se vede însă, acest tip de experiment nu poate elucida complet modul în care se desfășoară procesul de evaporare și asta pe de o parte datorită regimurilor în care au avut loc încercările iar pe de altă parte dinamicii procesului.

M. C. Jermy [27] investighează experimental procesul formării peliculelor de lichid pe pereții camerei de ardere a motoarelor cu ardere internă responsabile de emisiile de hidrocarburi. Măsurătorile realizate cu ajutorul fluorescenței induse laser arată că pe peretele cilindrului în timpul injecției, pe durata deschierii supapei de admisie se formează o peliculă de combustibil cu o grosime de $30 \pm 16 \mu\text{m}$.

O simulare numerică a modului în care aceste pelicule se formează și se evaporă a fost făcută de Donald Stanton [28][29][30]. Acest model a fost dezvoltat în ideea unei simulări mai complete a funcționării motorului diesel. Peliculele de combustibil se formează pe pereții camerei de ardere ca urmare a interacțiunii dintre jetul de combustibil furnizat de către injector și peretele camerei de ardere. Pentru modelarea formării peliculei, autorul a ținut cont de diferitele situații dintre care putem distinge: picăturile care la ciocnire aderă la perete, cele care se sparg în picături mai mici și sunt împrăștiate în interiorul camerei de ardere, cele care suferă o ciocnire elastică cu peretele precum și cele care rămân sub formă de picături pe suprafața peretelui. Toate aceste situații sunt prezentate schematic în figura 2.1.10.

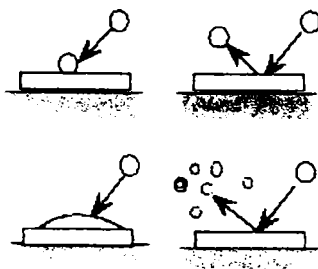


Figura 2.1.10 Interacțiunea picătură de lichid perete [29]

În figura 2.1.11 sunt prezentate principalele fenomene care concură la formarea și evoluția peliculei de combustibil pe pereții camerei de ardere.

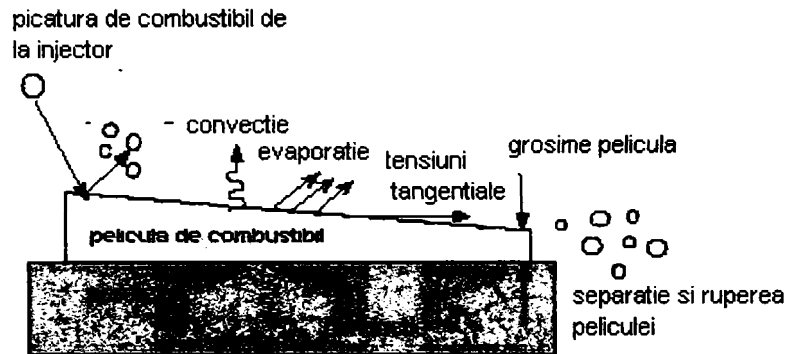


Figura 2.1.11 Fenomenele de bază ce concură la formarea peliculei de lichid precum și la schimbul de căldură [29]

Kenning a realizat de asemenea experimente pe încălzitoare subțiri folosind cristale lichide termosensibile pentru determinarea câmpurilor de temperaturi [31]. Experimentele au fost făcute în câmp gravitațional. Din măsurători rezultă că zonele cele mai reci sunt situate înspre mijlocul zonei de contact dintre bulă și încălzitor ceea ce vine să susțină teoria vaporizării microstratului. Autorul mai arată că, în studiul formării bulelor de vapori, este foarte important să se țină seama de câmpul de temperaturi din folia încălzitoare și modul în care aceasta evoluează în timp ca urmare a detașării bulelor. În analiza rezultatelor experimentale trebuie ținut cont de faptul că folia încălzitoare având o grosime de 0.103mm câmpul termic măsurat diferă de cel din zona de contact bulă perete încălzitor fapt ce lasă loc la speculații.

Johanes Straub face un recenzie completă cu privire la procesul de vaporizare, de fierbere în general [2]. Prezintă rezultate experimentale obținute atât în condiții de gravitație normală cât și în condiții de microgravitație rezultate obținute pentru cazul fierberii cu bule în jurul firelor sau pe suprafața plăcilor. Autorul conchide că procesul de vaporizare este similar atât în spațiu cât și în condiții terestre. De asemenea susține că principalul mecanism care guvernează procesul de fierbere este vaporizarea microstratului în formă de pană ce se formează între bula de vapori și peretele încălzitor datorită creșterii rapide a bulei de vapori. Un alt factor important care concură la procesul de fierbere mai ales în condiții de gravitație redusă îl constituie convecția Marangoni care nu poate fi diminuată sau eliminată deoarece oricât de pure ar fi lichidele utilizate pentru experimente, ele conțin gaze inerte, care se acumulează în zona în care condensarea este preponderentă ducând astfel la apariția unei variații a tensiunii superficiale la interfață și implicit la apariția convecției Marangoni. Unul din aspectele de interes pentru lucrarea menționată constă în faptul că autorul deși este de acord cu modul de modelare matematică a procesului de vaporizare propus de teoria microregiunii susține că fluxul de căldură maxim se obține undeva în centrul zonei de contact bulă - perete încălzitor lucru care însă nu poate fi demonstrat pe baza acestei teorii.

Microinjectorul termic folosit pe scară largă în cadrul imprimantelor cu cerneală și-a găsit o nouă aplicație și anume la injecția de combustibil. Încercări în acest sens au fost făcute de Yi-Kuen Lee [32], care prezintă modul de funcționare a acestui tip de injecteur, diferențele în funcționare în cazul folosirii apei sau a

combustibililor lichizi . De asemenea prezintă dinamica picăturilor și temperatura minimă de formare a acestora. Ca și în cazul imprimantelor formarea picăturilor de combustibil are la bază generarea unei bule de vapori care acționează ca o micropompă care împinge lichidul printr-un orificiu calibrat. Modul de funcționare al acestui tip de injector este prezentat schematic în figura 2.1.12.

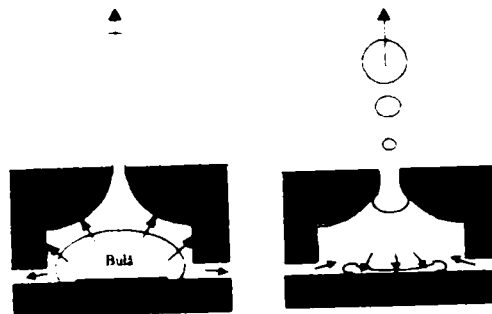


Figura 2.1.12 Reprezentare schematică a modului de funcționare a microinjecotrului [32]

Funcționarea corespunzătoare este asigurată de un control riguros al formării bulelor de vapori precum și al condensării acestora respectiv al modului în care are loc vaporizarea combustibilului și condensarea acestuia. Aceasta implică un control al căldurii introduse în sistem precum și al evacuării căldurii astfel ca bula să condenseze la finele injectării.

În ciuda eforturilor intense pentru înțelegerea procesului de vaporizare a peliculelor de lichid, a formării bulelor de vapori încă nu s-a reușit acest lucru. Au fost abordate o diversitate de metode experimentale pentru a pune în evidență fenomenele principale care guvernează procesul de vaporizare. Cu toate că s-au făcut pași mari în direcția înțelegerii fenomenului, așa cum de altfel este prezentat și de către Ajaev [33], care susține că înțelegerea fenomenului este completă, încă nu există o corelație între rezultatele experimentale și cele teoretice. Un prim motiv ar fi acela că s-a încercat compararea unor rezultate numerice obținute pentru anumite condiții cu rezultate experimentale obținute în condiții diferite. În cele mai multe abordări, teoria microregiunii este gândită și explicată pentru cazul staționar pe când experimentele în marea lor majoritate au la bază un comportament dinamic al fenomenului și anume picături de lichid care se evaporă, bule de vapori care se formează și părăsesc suprafața încălzitoare, experimente în zboruri parabolice în care inevitabil vibrațiile aeronavei nu pot fi complet eliminate. De asemenea zborurile parabolice oferă un regim de microgravitație pentru o anumită perioadă de timp relativ redusă pentru a obține o bulă de vapori stabilă și pentru a asigura un câmp de temperaturi stabilizat în jurul ei. Încercările realizate cu ajutorul meriscurilor de lichid sunt singurele experimente care pot asigura obținerea unor condiții stabilizate însă și încercările realizate în acest fel [15] nu au fost încununete de succes.

Cu tot acest efort susținut, încă nu se poate spune cu certitudine cum are loc procesul de evaporare a peliculelor de lichid existând încă divergențe între cele două tipuri de abordări.

2.2 Metode de măsurare a temperaturii

Investigarea fenomenelor ce însoțesc procesul de vaporizare impune cunoașterea câmpului de temperaturi, a câmpului de viteze în lichid precum și a

temperaturii peretelui încălzitor. Acești parametri necesită o caracterizare spațială făcând relativ dificilă investigarea fenomenelor care concură în timpul procesului de vaporizare.

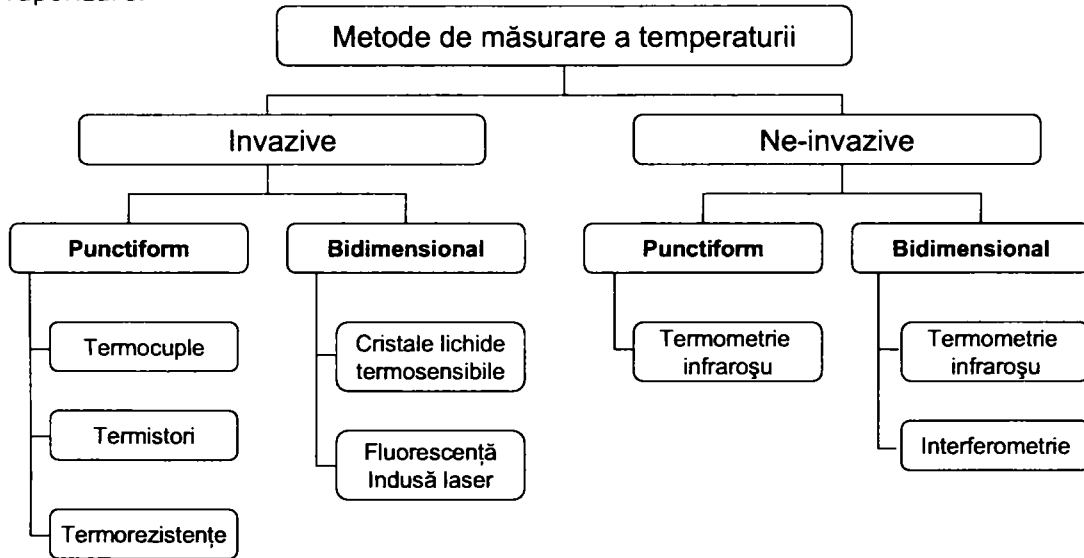


Figura 2.2.1 Clasificarea metodelor de măsurare a temperaturii

În lucrarea de față ne vom îndrepta atenția doar asupra tehnicilor de măsurare a temperaturii. O primă clasificare a acestor metode în funcție de necesitatea stabilirii unui contact între senzorul de temperatură și mediul investigat este redată în figura 2.2.1.

2.2.1 Termocuple

Termocuplele sunt cele mai utilizate transductoare pentru măsurarea temperaturii. Acest lucru se datorează simplității lor, atât din punct de vedere al realizării cât și din punct de vedere al utilizării, implicând în același timp un preț de cost foarte redus.

O termocuplă constă, de fapt, dintr-un circuit format din două fire din materiale conductoare diferite și are la bază efectul Seebeck. În cazul în care între joncțiunile (sudurile) dintre cele două conductoare apare o diferență de temperatură, în circuit va fi indusă o tensiune termoelectrică care poate fi detectată dacă în circuit se înserează un voltmetru (figura 2.2.2).

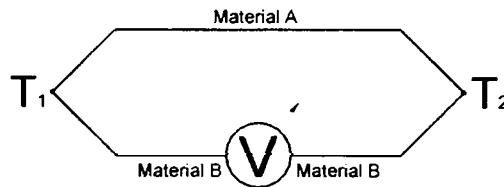


Figura 2.2.2 Descrierea unei termocuple

Între tensiunea înregistrată de voltmetru E și diferența de temperatură ($T_1 - T_2$) dintre cele două joncțiuni există o anumită corelație.

$$E = f(T_1 - T_2) \quad (2.2.1)$$

Tensiunea măsurată va fi cu atât mai mare cu cât diferența de temperatură va fi mai mare. Deci, cu ajutorul termocuplelor se măsoară de fapt o temperatură relativă. În procesul de măsurare, una dintre cele două joncțiuni trebuie păstrată la o anumită temperatură foarte bine cunoscută (figura 2.2.3, T_0) care, de cele mai multe ori, este temperatura de zero grade Celsius ușor de obținut în condiții normale de presiune dacă se face un amestec omogen de apă cu gheață. Această joncțiune, fiind de fapt referința, mai poartă și denumirea de joncțiune rece sau sudură rece, cealaltă purtând denumirea de joncțiune caldă sau sudură caldă. În cazul în care sudura rece este păstrată la zero grade Celsius, tensiunea măsurată este o indicație a temperaturii la care se află sudura caldă.

De obicei, măsurarea unei temperaturi nu se realizează într-un singur punct ci se recurge la utilizarea mai multor termocuple dispuse la o anumită distanță în zona investigată. În acest caz, este suficientă o singură joncțiune rece, toate termocuplele vor împărți aceeași sudură rece, conexiunea acestora realizându-se conform figurii 2.2.3.

De foarte multe ori, este dificil să fie asigurate condițiile necesare pentru sudura rece, respectiv amestecul de apă cu gheață, această cale fiind mai puțin practică. Din acest motiv, au fost dezvoltate metode de compensare a sudurii reci, astfel că o termocuplă poate fi conectată direct la aparatul de măsură, figura 2.2.4.

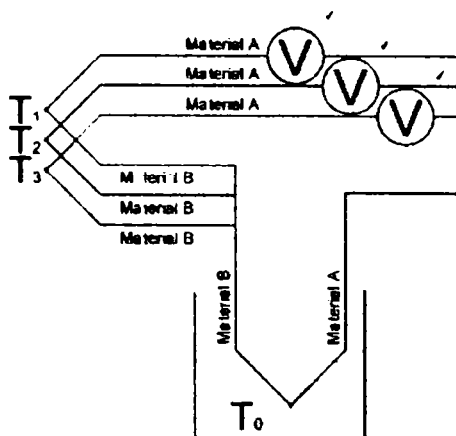


Figura 2.2.3, Modul de conectare a termocuplelor

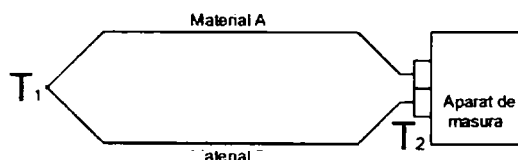


Figura 2.2.4, Modul de conectare a termocuplei la aparatul de măsură

În aceste condiții, joncțiunea caldă se află la temperatura pe care dorim să o măsurăm iar sudura rece se va afla la temperatura la care se află bornele de conectare a termocuplei la aparatul de măsură. Sistemele moderne pot măsura cu ajutorul unui termistor temperatura la care se află sudura rece respectiv bornele de conectare a termocuplei astfel că se va face o compensare electronică a sudurii reci. În cazul sistemelor de achiziție de date compensarea se poate face atât hardware cât și software.

Termocuplele se comercializează sub o gamă foarte largă de variante: o gamă largă de materiale, diferite domenii de măsură, diferite dimensiuni, protejate sau neprotejate s.a.m.d.

Pentru fiecare pereche de materiale există o anumită corelație între tensiune și temperatură. Pentru o scurtă exemplificare se prezintă în figura 2.2.5 caracteristicile câtorva tipuri de termocuple.

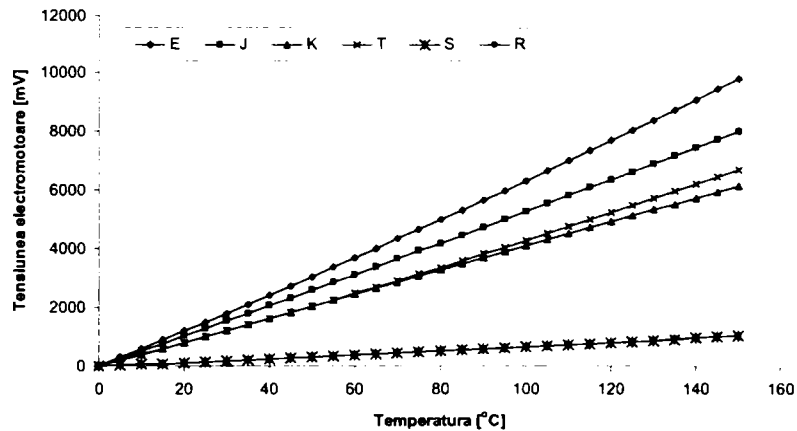


Figura 2.2.5 Variația tensiunii termoelectrice în funcție de temperatură pentru diferite tipuri de termocuple

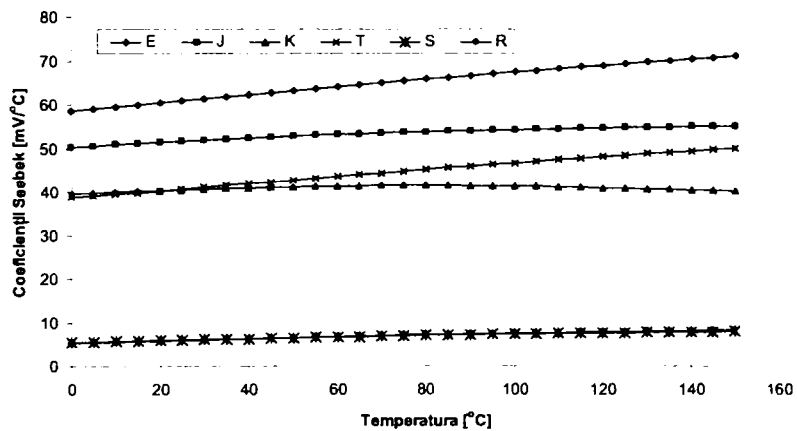


Figura 2.2.6 Coeficienții Seebek în funcție de temperatură pentru diferite tipuri de termocuple

Există o anumită codificare, a principalelor tipuri de termocuple, prezentată în tabelul 2.2.1.

Tabel 2.2.1, Principalele tipuri de termocuple

Materiale	Cromel Constantan	Cromel Alumel	Fier Constantan	Cupru Constantan	Platina10% Rodium Platina	Platina13% Rodium Platina
Tip	E	K	J	T	S	R

O alta caracteristică importantă este coeficientul Seebek care ne arată cu cât crește tensiunea termoelectrică la o creștere a temperaturii cu un grad. Acest

parametru este foarte important atunci când se alege o anumită termocuplă mai ales dacă se cunoaște domeniul de temperaturi pentru care aceasta urmează să fie folosită. Coeficienții Seebek sunt prezentați în figura 2.2.6.

2.2.2 Termorezistențele

Traductoarele de temperatură termorezistive (termorezistențele) se bazează pe schimbarea rezistivității electrice a materialelor metalice în funcție de temperatură.

$$R = \rho(T) \cdot \frac{l}{S} \quad (2.2.2)$$

unde R este rezistența electrică a unui conductor de lungime l , având o secțiune transversală S , realizat dintr-un material cu rezistivitatea electrică ρ .

Astfel, dacă se măsoară rezistența electrică a unui conductor dintr-un material cunoscut având anumite dimensiuni, se poate stabili rezistivitatea electrică iar pe baza corelației dintre rezistivitatea electrică și temperatură se poate determina temperatura.

Cele mai utilizate materiale pentru realizarea traductoarelor de temperatură rezistive sunt platina, cuprul și nichelul deoarece acestea au o puritate ridicată (99%), schimbarea rezistivității în funcție de temperatură fiind foarte bine cunoscută. Cu toate că au o perioadă de răspuns mai mare decât termocuplele, fiind în același timp mai costisitoare, ele sunt folosite datorită stabilității lor precum și a capacității de a măsura temperatura absolută.

Măsurarea rezistivității electrice se poate face relativ simplu dacă se au în vedere anumite aspecte. Pentru reducerea erorilor de măsură se recomandă ca firele de legătură între traductorul de temperatură să fie cât mai scurte, având și ele o anumită rezistență care se modifică cu temperatura, sau să se utilizeze anumite metode de compensare.

În cazul utilizării punții Weaston (figura 2.2.7), o schimbare mică a rezistenței electrice a traductorului de temperatură Pt100, datorate schimbării temperaturii T_1 , duce la modificarea indicației voltmetrului din circuit. Voltmetrul poate indica direct temperatura dacă scara acestuia a fost schimbată corespunzător în urma unei calibrări.

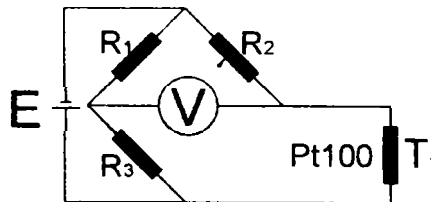


Figura 2.2.7 Modul de conectare a unei termorezistențe de tip Pt100 într-o punte Weaston

Dacă se folosește o sursă de tensiune se poate măsura curentul și căderea de tensiune pe traductor.

$$R = \frac{U}{I} \quad (2.2.3)$$

Aplicând legea lui Ohm se poate calcula rezistența electrică în funcție de căderea de tensiune pe traductor precum și a curentului prin acesta. Această ultimă variantă de conectare a traductorului (figura 2.2.8) asigură cea mai mică eroare datorată schimbării rezistenței electrice a firelor de legătură. Dezavantajul vine însă din faptul că sunt necesare 4 fire de legătură.

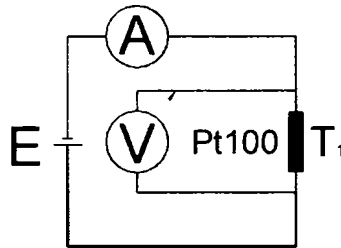


Figura 2.2.8 Modul de conectare a termocuplei cu compensarea rezistivității firelor de legătură

2.2.3 Termistorii

Termistorii funcționează după aceleași principii ca și termorezistențele. Spre deosebire de termorezistențe, termistorii sunt realizați din materiale semiconductoare. Rezistivitatea electrică a acestora descrește pe măsură ce temperatura crește. Deoarece au o caracteristică parabolică, pot fi utilizați pentru domenii restrânse de temperatură, însă precizia pe care o oferă e superioară termorezistențelor. Utilizarea acestora presupune folosirea unor circuite identice cu cele ale termorezistențelor.

2.2.4 Circuit integrat

Traductoarele de temperatură sub formă de circuite integrate se caracterizează printr-o liniaritate aproape perfectă. Ele au la bază anumite caracteristici ale tranzistorilor.

Tabel 2.2.2 Scurtă comparație între diferite tipuri de traductoare de temperatură

Caracteristica	Termocuple (TC)	Termorezistențe (RTD)	Circuite integrate (CI)
Robustețe	Excelent	Sensibil la forțe exterioare și la șocuri	Sensibil la șocuri
Domeniu de măsură (°F)	-400 - +4200	-200 - +1475	-70 - +300
Liniaritate	Neliniar	Mai liniar decât TC	Foarte liniar
Temperatură de referință	Necesar	Nu e necesară	Nu e necesară
Timp de Răspuns	Scăzut(depinde de dimensiunea conductoarelor folosite)	Mare	Mai scăzut decât RTD
Cost	Scăzut atâta timp cât nu se folosesc materiale scumpe	Ridicat	Scăzut
Precizie	redușă	Mai bună decât TC	Cea mai bună

Unul dintre cei mai utilizați traductori de acest tip este traductorul AD590 produs de firma Analog Device. Tensiunea de alimentare a acestuia este în domeniul 4-30 V, iar la ieșire acesta furnizează un curent proporțional cu temperatura măsurată ($1\mu\text{A/K}$).

Pentru a pune în evidență avantajele folosirii traductorilor de temperatură sub formă de circuite integrate se prezintă comparativ, în tabelul 2.2.2 anumite caracteristici ale traductorilor de temperatură pentru diferite tipuri de traductori.

2.2.5 Cristale lichide termosensibile

Cristalele lichide termosensibile sunt un amestec de substanțe colesterice (substanțe organice) care își modifică culoarea în funcție de temperatură. În general, acestea sunt proiectate pentru un anumit domeniu de temperaturi, astfel că pentru domeniul respectiv, ele își vor schimba culoarea începând de la negru (culoare fondului) roșu, portocaliu, galben, verde, albastru și din nou negru. Sunt folosite în cercetare și în industrie datorită avantajelor pe care le oferă. Permit determinarea distribuției temperaturii pe o anumită suprafață, de asemenea permit determinarea distribuției temperaturii într-un fluid prin dispersarea lor în fluidul respectiv.

Cristalele lichide termosensibile se comercializează în mai multe forme și anume: în formă pură sau soluții, încapsulate în sfere din material plastic transparent, sau sub formă de folie (bandă adezivă).

În cazul celor în stare pură, suprafața pe care urmează să fie dispuse trebuie pregătită în prealabil, printr-o curățire și acoperire cu un strat de vopsea neagră, în special în cazul suprafețelor deschise la culoare. Urmează stratul de cristale lichide ce trebuie dispus uniform astfel încât grosimea acestuia să se încadreze în anumite limite. În cazul unui strat prea gros, culorile vor avea o tentă albicioasă, fiind mai puțin clare, iar în cazul unui strat prea subțire, nu se vor vedea culorile ci doar fondul (vopseaua neagră). Pentru a asigura o perioadă cât mai mare de utilizare a acestora este bine să fie protejate cu o folie subțire din material plastic, aceasta dispunându-se peste cristalele lichide în așa fel încât să nu rămână bule de aer.

Deoarece cristalele lichide sunt foarte sensibile la razele ultraviolete, la praf, solvenți și oscilații de temperatură, ele trebuie păstrate într-un mediu corespunzător astfel încât durata acestora de funcționare să fie cât mai mare.

Cele încapsulate sub formă de particule pot fi utilizate în două feluri: sub formă de spray pentru a fi dispuse pe diferite suprafețe, folosindu-se în acest scop pistoale de vopsit cu aer comprimat sau sub formă de particule, acestea fiind dispersate în lichidul a cărui temperatură vrem să o măsurăm. Cea de a doua variantă oferă, două avantaje majore: pe de o parte permite determinarea temperaturii lichidului în punctele dorite și simultan cu aceasta permite determinarea vitezei fluidului în punctele respective. Pentru a face o astfel de determinare e nevoie însă de un fascicul de lumină plat. Rezultate promițătoare în acest sens au fost prezentate de Wozniak [34] care a măsurat simultan atât temperatura cât și viteza în jurul a două bule de gaz așa cum se poate vedea în figura 2.2.9.

Cristalele lichide sub formă de folie constau în dispunerea cristalelor lichide între două folii din material plastic (sandwich) una dintre ele fiind transparentă iar cea de a doua fiind de culoare neagră, asigurându-se astfel fondul necesar în vederea unei funcționări corecte. În această formă, cristalele lichide sunt cel mai stabile, ele putând fi utilizate pentru o perioadă mai mare de timp.

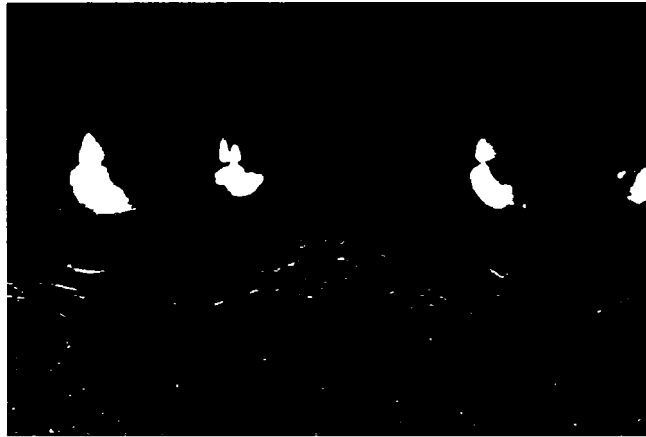


Figura 2.2.9 Măsurarea câmpului de temperaturi și de viteze cu ajutorul cristalelor termosensibile [34]

2.2.5.1 Calibrarea cristalelor lichide termo-sensibile

Transformarea culorilor în câmp de temperaturi presupune parcurgerea a două etape și anume:

- trecerea de la sistemul de culori RGB la HSV (R-roșu, G-verde, B-albastru, H-nuanță, S- saturație, V- strălucire, în general pozele digitale realizate cu camere video sunt în sistemul RGB);
- conversia valorii saturației (hue) în temperatură.

Pentru trecerea de la un sistem de culori la altul au fost dezvoltate o serie de formule. În lucrarea de față se va prezenta o singură formulă respectiv cea folosită pentru calibrare și evaluarea rezultatelor experimentale [35].

$$Hue' = \arccos \left[\frac{R - \frac{G}{2} - \frac{B}{2}}{\sqrt{R^2 + G^2 + B^2 - RG - RB - BG}} \right] \quad (2.2.4)$$

$$Hue = \begin{cases} 360^\circ - Hue' & \text{dacă } B > G \\ Hue & \text{altfel} \end{cases} \quad (2.2.5)$$

Cristalele lichide termosensibile în formă pură oferă cea mai bună rezoluție și cea mai bună precizie însă sunt și cel mai greu de manipulat și întreținut.

Dintre dezavantajele majore putem aminti:

- foarte sensibile la temperaturi mai mari decât cele pentru care au fost proiectate;
- cele în stare pură, în funcție de modul în care au fost manipulate, pot fi folosite pentru o oră sau chiar zile însă nu sunt stabile în timp modificându-și caracteristicile optice;
- nu sunt rezistente la fluctuații de temperatură.

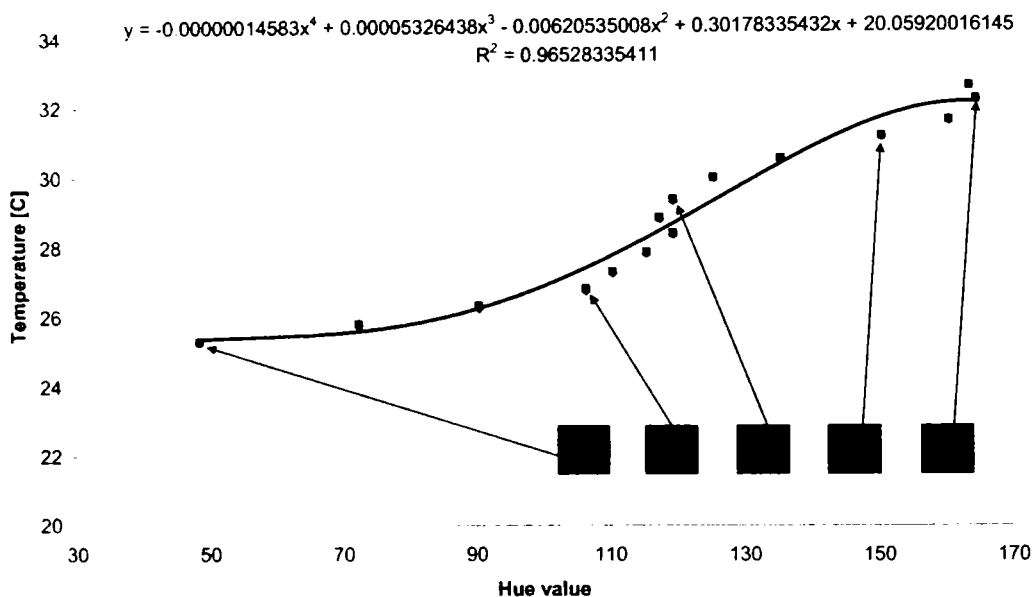


Figura 2.2.10 Curba de calibrare a cristalelor lichide termosensibile

2.2.6 Termometrie în infraroșu

Termometria în infraroșu se încadrează în metodele de măsură fără contact. Cunoașterea principiilor de funcționare a acestora este foarte importantă pentru a asigura precizia de măsură dorită, respectiv pentru a cunoaște limitele și posibilitățile oferite de aceasta.

Termometria în infraroșu are la bază determinarea energiei radiată de orice corp a cărei temperatură este mai mare de zero absolut, în domeniul infraroșu. Un termometru infraroșu este format în principiu dintr-o lentilă care focalizează radiația colectată de la corpul a cărei temperatură dorim să o măsurăm, pe detector, acesta asigurând conversia radiației în semnal electric. Semnalul electric trebuie corectat astfel încât să se țină cont de emisivitatea corpului și de temperatura mediului ambiant pentru ca apoi să fie afișat pe un indicator direct în grade Celsius sau Kelvin. Schema unui astfel de termometru este prezentată în figura 2.2.11.

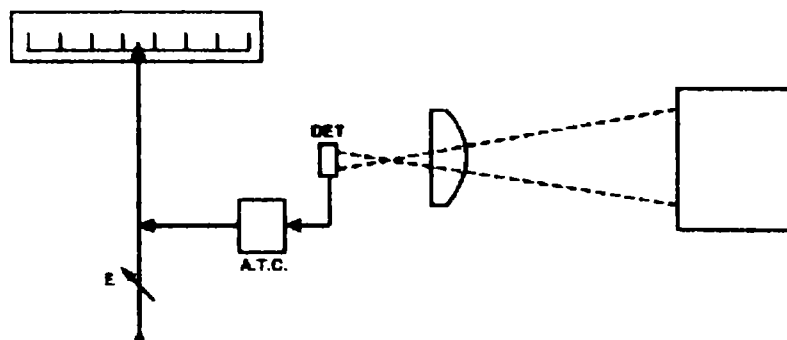


Figura 2.2.11 Schema de principiu a unui termometru infraroșu

Există câteva principii care stau la baza acestei tehnici de măsură. Acestea au fost dezvoltate plecând de la caracteristicile corpului negru. În figura 2.2.12 este prezentată variația radiației emise de corpul negru pentru diferite temperaturi.

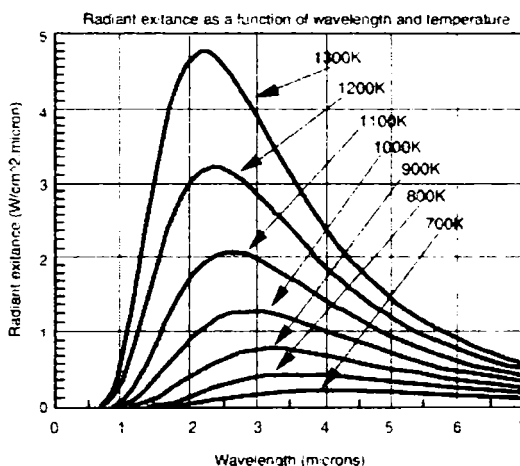


Figura 2.2.12 Caracteristica corpului negru

Dintre legile care stau la baza termometriei infraroșu putem aminti:

a. Ecuația lui Stefan-Boltzman:

$$Q = \sigma \cdot T^4 \quad (2.2.6)$$

Această lege ne arată că energia totală, radiată de corpul negru, este proporțională cu temperatura la puterea a patra.

b. Legea lui Wien

$$\lambda_M = \frac{k}{T} \quad (2.2.7)$$

Pe baza acestei legi, se poate determina lungimea de undă la care energia radiată de corpul negru pentru o anumită temperatură, prezintă un maxim. După cum se vede, pe măsură ce temperatura corpului negru crește, lungimea de undă la care avem un maxim al energiei radiate, scade. Așa se explică și faptul că pe măsură ce temperatura crește avem radiație emisă și în domeniul vizibil.

c. Ecuația lui Plank

$$Q_\lambda = \frac{C \cdot \lambda^{-5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda \cdot T}} - 1} \quad (2.2.8)$$

Pe baza acestei legi se poate determina energia radiată de corpul negru pentru o anumită lungime de undă λ și o anumită temperatură T . Constantele C și C_2 se pot determina pe baza unor ecuații suplimentare sau experimental.

Caracteristicile și legile prezentate mai sus sunt valabile doar pentru corpul negru. În realitate însă nu avem de a face cu un astfel de corp. În consecință, a fost introdusă noțiunea de corp gri. Energia radiativă emisă de corpul gri este proporțională cu energia radiativă emisă de corpul negru pentru orice lungime de undă, factorul de proporționalitate fiind factorul de emisie.

$$\epsilon = \frac{Q_{\lambda c. gri}}{Q_{\lambda c. negru}} \quad (2.2.9)$$

În cazul unui corp non-gri factorul de emisie depinde de lungimea de undă. De exemplu, aluminiul este un material pentru care emisivitatea depinde de lungimea de undă.

Cu toate că radiația infraroșu nu poate fi văzută cu ochiul liber, comportamentul radiației infraroșu este similar cu cel al radiației din spectrul vizibil adică prima lege a lui Kirkoff este și în acest caz valabilă. Suma dintre coeficienții radiației reflectate, radiației transmise și radiației absorbite este egală cu unitatea (ecuația 4.10).

$$r_{\lambda} + t_{\lambda} + a_{\lambda} = 1 \quad (2.2.10)$$

Atunci când se dorește determinarea temperaturii superficiale a unui corp, a suprafeței unui lichid și așa mai departe folosind termometria infraroșu se impune analiza materialelor din care sunt realizate țintele precum și a obiectelor din jur, deoarece pe lângă radiația emisă de țintă putem avea surse de radiație nedorite care pot face ca măsurătoarea să fie complet eronată.

Acest aspect face relativ dificilă determinarea temperaturii folosind această tehnică de măsură, deoarece pentru o măsurătoare corectă, trebuie ținut cont de sursele de radiație din jurul țintei a cărei temperatură dorim să o măsurăm. Radiația emisă de aceste surse poate fi reflectată de ținta iar măsurătoarea în acest caz nu va fi corectă. De asemenea, trebuie să se țină cont de faptul că anumite materiale sunt transparente pentru lungimea de undă în domeniul infraroșu chiar dacă sunt opace pentru radiația din domeniul vizibil. Acest lucru face dificilă determinarea temperaturii suprafeței unui corp realizat dintr-un astfel de material pentru că simultan vom avea și radiație emisă de corpurile situate în spatele acestuia.

2.2.7 Interferometrie

Interferometria este o metodă de măsurare neinvazivă folosită pe scară largă în cazul investigărilor în domeniul termodinamic, deși nu permite o măsurare directă a mărimilor de interes. În general, aceasta permite determinarea unor valori medii după direcția de propagare a fascicolului laser. Determinarea valorilor locale este posibilă în cazul proceselor care prezintă simetrie axială prin calcul matematic sau dacă măsurătorile se fac după mai multe direcții, cazul tomografie optice [36].

Măsurători ale câmpurilor de temperaturi în jurul bulelor de vapori a fost făcută de către Beer [37], Matekunas [38] și Mayinger [39] folosind interferometria holografică. Acești autori au folosit pentru determinarea câmpului mediu de temperaturi numărarea franjelor de interferență, iar pentru determinarea temperaturilor locale algoritmul lui Abe. Aceeași tehnică a fost aplicată de către Arlabosse [40] în cazul unei bule singulare de aer într-un mediu lichid supus unui

gradient de temperatură. În cazul experimentelor lui Zell [41] a fost posibilă doar o interpretare calitativă a interferogramelor. Un câmp de temperaturi relativ complet a fost determinat de către Wozniak [42] folosind interferometria diferențială tehnică care nu permite însă o determinare a temperaturii la interfață. O variantă completă a unui câmp de temperaturi a fost determinată cu succes de către Sheng Mao Tieng [43] în cazul unei flăcări, folosind interferometria cu decalarea fazei.

Această metodă constă de fapt în divizarea unei unde plane cu ajutorul unei oglinzi semitransparente. O parte a radiației va trece prin secțiunea de testare respectiv prin mediul aflat sub studiu, iar cea de a doua va rămâne neperturbată trecând pe lângă secțiunea de testare (undă de referință) [44][45]. Cele două unde vor fi suprapuse cu ajutorul unei alte oglinzi semitransparente dând naștere la franje de interferență. Acestea sunt o indicație directă a indicelui de refracție a mediului străbătut de radiația luminoasă.

Vizualizarea franjelor se face prin proiectarea unei obținute pe un ecran sau pe „retina” unei camere video digitale CCD. Trebuie menționat că unda luminoasă care a străbătut secțiunea de testare nu va mai fi plană.

Ecuția unei interferograme ideale se poate scrie sub forma:

$$I(x, y) = I_1(x, y) + I_2(x, y) + 2 \cdot \sqrt{I_1(x, y) \cdot I_2(x, y)} \cdot \cos(\varphi(x, y)) \quad (2.2.11)$$

unde: I_1 este intensitatea luminoasă a unde de referință, I_2 este intensitatea luminoasă a unde care a străbătut secțiunea de testare, iar $\varphi(x, y)$ este diferența de fază dintre cele două.

Între diferența de fază dintre cele două unde luminoase $\varphi(x, y)$ și indicele de refracție există o interdependență dată de următoarea relație:

$$\varphi(x, y) = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot \int_S [n(x, y, z) - n_{ref}] ds \quad (2.2.12)$$

După cum se poate vedea, faza $\varphi(x, y)$ depinde pe de o parte de indicele de refracție „ n ”, iar pe de altă parte de distanța „ s ” străbătută de unda luminoasă în mediul respectiv. Deoarece este relativ dificil să se țină cont de refracție, respectiv de faptul că o undă luminoasă, care străbate un mediu cu o anumită distribuție a indicelui de refracție, nu se propagă pe o linie dreaptă, se va neglija acest aspect, iar relația 2.2.12 devine:

$$\varphi(x, y) = 2 \cdot \pi \cdot \frac{d \cdot [n(x, y) - n_{ref}]}{\lambda} \quad (2.2.13)$$

Orice măsurătoare care are la bază interferometria constă de fapt în determinarea fazei $\varphi(x, y)$ pentru ca apoi, pe baza relațiilor de mai sus, să se determine indicele de refracție sau distanța „ d ” a mediului aflat în studiu.

Există mai multe tipuri de interferometre și mai multe tehnici care pot fi aplicate, toate având la bază aceleași principii. Cele mai utilizate interferometre utilizate pentru diferite măsurători sunt:

- Michelson;
- Mach-Zehnder;
- Fizeau.

Dintre tehnicile folosite putem aminti:

- Interferometrie holografică;
- Interferometrie diferențială;
- Interferometrie cu decalarea fazei.

De asemenea există mai multe posibilități de determinare a fazei $\varphi(x,y)$ dintr-o interferogramă și anume:

- folosind transformata Fourier;
- folosind transformata Hilbert;
- numărarea și interpolarea franjelor de interferență;
- calcularea pe baza unui număr mai mare de interferograme între care există o anumită corelație (vezi interferometria cu decalarea fazei).

Determinarea fazei, pe baza mai multor interferograme între care există o anumită decalare a fazei, pentru o configurație minimală a interferometrului, poate fi aplicată doar în cazul proceselor staționare. Există anumite configurații ale interferometrului care permit aplicarea interferometriei cu decalarea instantanee a fazei [46].

3 ASPECTE TEORETICE PRIVIND VAPORIZAREA PELICULELOR DE LICHID

3.1 Teoria microregiunii în cazul unui proces axial simetric

Bazele acestei teorii au fost puse încă din ani 70 de către Wayner [5], iar în anii 90 modelul a fost utilizat de către Stephan [11] pentru determinarea coeficienților de schimb de căldură în cazul tuburilor termice precum și în zona de contact bulă de vapori - perete încălzitor. În cadrul acestei teorii, aspectele referitoare la vaporizarea lichidului la interfață sunt rezolvate prin prisma teoriei lui Schrage [47], iar cele referitoare la mișcarea fluidului în această zonă pe baza teoriei lubrificației. Acest model cu toate că nu satisface pe deplin toate condițiile întâlnite în practică, este totuși universal acceptat [12][2][33][14][48][49][50].

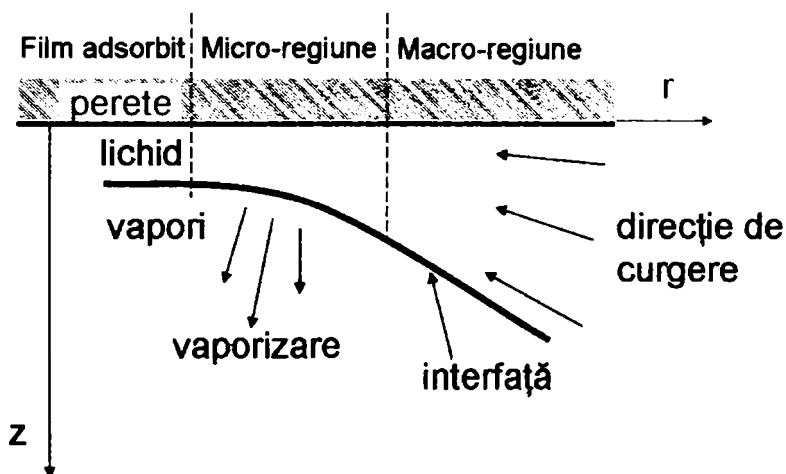


Figura 3.1.1 Reprezentarea schematică a microregiunii

Pe baza acestei teorii se poate demonstra că vaporizarea peliculelor de lichid este foarte importantă atât în ceea ce privește schimbul de căldură cât și viteza de vaporizare. Astfel, dacă se consideră o peliculă de lichid ca cea schematizată în figura 3.1.1, putem distinge trei zone și anume: stratul adsorbit în care nu are loc vaporizare acesta găsiindu-se în echilibru termodinamic, microregiunea în care viteza de vaporizare și transferul termic au valorile cele mai mari și macroregiunea unde viteza de vaporizare devine nesemnificativă relativ la microregiune datorită grosimii mari a peliculei de lichid. În această zonă, schimbul de căldură între perete încălzitor - lichid - vapori se realizează prin convecție și conducție.

În modelarea matematică a acestei regiuni trebuie ținut cont de următoarele fenomene: transferul termic prin conducție și convecție, de vaporizare, de echilibrul mecanic al interfeței lichid vapori și de curgerea lichidului în această zonă. Aceste aspecte vor fi tratate în continuare în paragrafe diferite. La baza acestei modelări matematice stau o serie de ipoteze simplificatoare și anume:

- lichidele udă perfect peretele, lucru care implică luarea în considerare doar a forțelor intermoleculare de tip Van der Waals;
- se consideră o temperatură constantă și uniformă a peretelui, iar temperatura de supraîncălzire este redusă ceea ce implică simplificarea ecuațiilor matematice;
- pelicula de lichid este relativ plată și curgerea este considerată de tip Stokes, deci determinarea câmpurilor de viteze și presiuni se poate face pe baza teoriei lubrificației;
- grosimea peliculei adsorbite este constantă și egală cu valoarea dată de condițiile de echilibru termodinamic.

3.1.1 Ecuația densității fluxului de căldură

Fluxul de căldură printr-o interfață lichid - vapori poate fi descris prin extrapolarea teoriei lui Schrage [47].

$$\dot{q}_i = \frac{2 \cdot f}{2 - f} \cdot \frac{\Delta h_v}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot R}} \cdot \left(\frac{p_{vi}}{\sqrt{T_{vi}}} - \frac{p_v}{\sqrt{T_v}} \right) \quad (3.1.1)$$

unde f este coeficient de condensare/vaporizare, R este constanta gazului, p_{vi} este presiunea vaporilor la interfață, p_v este presiunea medie a vaporilor în bula de vapori, T_{vi} este temperatura vaporilor la interfață, T_v este temperatura de saturație a vaporilor corespunzătoare presiunii p_v iar Δh_v este căldura latentă de vaporizare. O prezentare schematică este redată în figura 3.1.2.

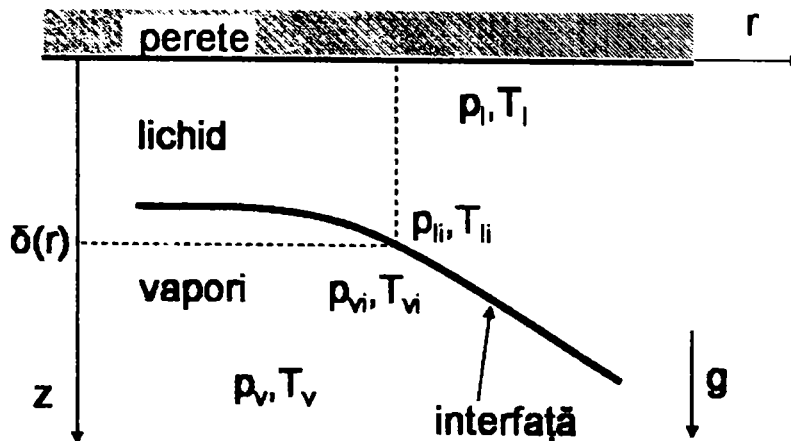


Figura 3.1.2 Principalele mărimi ce intervin în caracterizarea microregiunii

Ținând însă cont de faptul că diferența dintre temperatura vaporilor la interfață și temperatura vaporilor la saturație este relativ mică se poate face următoarea simplificare:

$$T_{vi} = T_v$$

și deci:

$$\dot{q}_i = \frac{2 \cdot f}{2 - f} \cdot \frac{\gamma h_V}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot R \cdot T_V}} \cdot (p_{Vi} - p_V) \quad (3.1.2)$$

Temperatura de saturație și presiunea vaporilor în vecinătatea unei interfețe depind de curbura acesteia și de forțele de coeziune intermoleculară. Acestea din urmă sunt luate în considerare doar în cazul în care interfața se află în imediata vecinătate a unui fluid de natură diferită sau în vecinătatea unui perete. Aceasta poartă și denumirea de efect Kelvin sau efect Thomson. Pe baza formulării matematice a acestui efect, presiunea vaporilor la interfață poate fi determinată pe baza formulei[51]:

$$p_{Vi} = p_V(T_{Vi}) \cdot e^{\frac{\rho_V}{\rho_l} \frac{\Pi(\delta) + K \cdot \sigma}{p_V(T_{Vi})}}, \quad (3.1.3)$$

unde p_{Vi} - presiunea vaporilor la interfață, p_V - presiunea vaporilor la saturație, k - raza de curbură, ρ_l - densitatea lichidului, ρ_V - densitatea vaporilor, σ - tensiunea superficială, δ - grosimea peliculei de lichid.

Deoarece utilizarea acestei formulări este relativ dificilă se trece la o descompunere în serie a funcției e^x . Neglijând termenii mai mari de ordinul doi se ajunge la următoarea formulă aproximativă:

$$p_{Vi} = p_V(T_{Vi}) \cdot \left[1 - \frac{\rho_V}{\rho_l} \cdot \frac{\Pi(\delta) + K \cdot \sigma}{p_V(T_{Vi})} \right] \quad (3.1.4)$$

Această aproximație este acceptabilă în cazul izopentanului, pentru presiuni capilare mai mici de 40 bar după cum se poate vedea în figura 3.1.3.

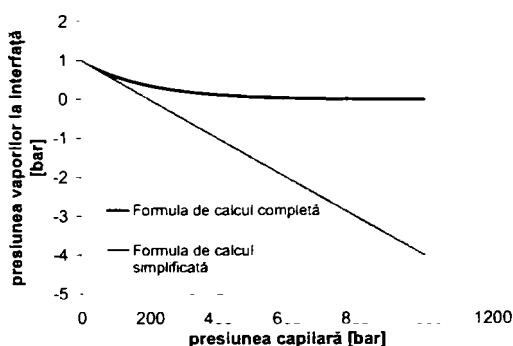


Figura 3.1.3 Variația presiunii vaporilor la interfață în cazul formulei complete precum și în cazul formulei aproximative

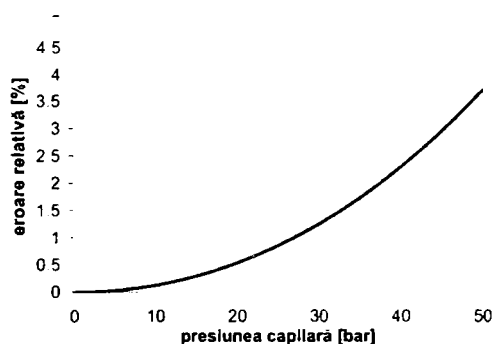


Figura 3.1.4 Eroarea relativă produsă în cazul folosirii formulei aproximative

În urma simplificărilor matematice obținem:

$$p_{Vi} = p_V(T_{Vi}) - \frac{\rho_V}{\rho_l} \cdot (\Pi(\delta) + K \cdot \sigma) \quad (3.1.5)$$

Și ținând cont că:

$$p_{vi} - p_l = \Pi(\delta) + K \cdot \sigma \quad (3.1.6)$$

Vom obține:

$$p_{vi} = \frac{\rho_l}{\rho_l + \rho_v} \cdot p_v(T_{vi}) + \frac{\rho_v}{\rho_l + \rho_v} \cdot p_l \quad (3.1.7)$$

Iar ecuația lui Schrage devine

$$\dot{q}_i = \frac{2 \cdot f}{2 - f} \cdot \frac{\Delta h_v}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot R \cdot T_v}} \cdot \left[\frac{\rho_l}{\rho_l + \rho_v} \cdot p_v(T_{vi}) + \frac{\rho_v}{\rho_l + \rho_v} \cdot p_l - p_v \right] \quad (3.1.8)$$

Introducând relația lui Clapeyron putem determina temperatura de saturație corespunzătoare unei anumite presiuni în cazul în care se cunoaște cel puțin un punct din curba de saturație a lichidului considerat.

$$\frac{p_v(T_{vi}) - p_v}{T_{vi} - T_v} = \frac{\Delta h_v \cdot \rho_v \cdot \rho_l}{T_v \cdot (\rho_l - \rho_v)}, \quad (3.1.9)$$

Deoarece densitatea lichidului este mult mai mare decât densitatea vaporilor putem scrie:

$$p_v(T_{vi}) - p_v = \frac{\Delta h_v \cdot \rho_v}{T_v} \cdot (T_{vi} - T_v), \quad (3.1.10)$$

iar fluxul de căldură prin interfață devine:

$$\dot{q}_i = \frac{2 \cdot f}{2 - f} \cdot \frac{\Delta h_v^2}{T_v \cdot \sqrt{2 \cdot \pi \cdot R \cdot T_v}} \cdot \frac{\rho_l \cdot \rho_v}{\rho_l + \rho_v} \cdot \left[T_{vi} - T_v \cdot \left(1 + \frac{p_v - p_l}{\Delta h_v \cdot \rho_l} \right) \right] \quad (3.1.11)$$

O formă simplificată poate fi scrisă prin introducerea rezistenței termice la nivelul interfeței:

$$\dot{q}_i = \frac{1}{R_i} \cdot \left[T_{vi} - T_v \cdot \left(1 + \frac{p_v - p_l}{\Delta h_v \cdot \rho_l} \right) \right] \quad (3.1.12)$$

unde

$$\text{[Redacted area]} \quad (3.1.13)$$

De obicei această rezistență termică este neglijată, fiind foarte mică în comparație cu rezistența termică datorată conducției în lichid. Ea devine semnificativă în cazul peliculelor de lichid cu grosime foarte mică, a bulelor sau picăturilor de dimensiuni foarte mici, caz în care, temperatura de vaporizare a interfeței crește sau scade semnificativ datorită forțelor de adeziune intermoleculare și a curburii interfeței. În aceste condiții rezistența termică a interfeței trebuie luată în considerare fiind de același ordin de mărime cu rezistența termică datorată conducției în lichid sau poate fi chiar predominantă.

Pe baza acestei formule se poate determina densitatea fluxului de căldură prin interfața lichid vapori doar în condițiile în care s-ar cunoaște temperatura la nivelul interfeței.

Este însă evident că densitatea fluxului de căldură prin interfața lichid vapori trebuie să fie egalată de fluxul de căldură de la perete la interfață, iar dacă ținem cont de faptul că avem de a face cu o peliculă subțire de lichid putem neglija schimbul de căldură prin convecție, iar schimbul de căldură prin conducție îl putem considera unidirecțional. Cu aceste ipoteze putem scrie ecuația conducției termice sub forma:

$$\dot{q}_w = \frac{\lambda}{\delta} \cdot [T_w - T_{vi}] \quad (3.1.14)$$

Această formă este acceptată dacă se consideră că temperatura interfeței este aceeași, atât pe partea de vapori cât și pe partea de lichid.

Între fluxul de căldură prin interfața lichid vapori și fluxul de căldură transferat de la perete există următoarea corelație.

$$d\dot{Q} = \dot{q}_w \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot dr = \dot{q}_i \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot \sqrt{dr^2 + d\delta^2} \quad (3.1.15)$$

deci:

$$\dot{q}_w = \dot{q}_i \sqrt{1 + \left(\frac{d\delta}{dr}\right)^2} \quad (3.1.16)$$

Reprezentarea grafică a acestei corelații este dată în figura următoare:

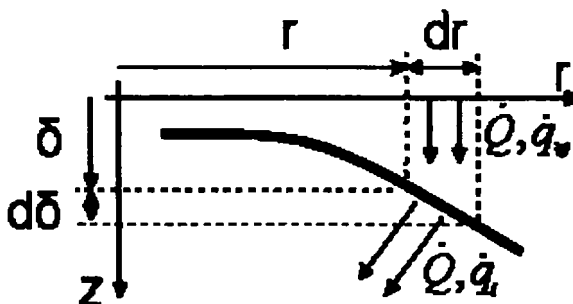


Figura 3.1.5 Corelația dintre densitatea fluxului de căldură prin interfață și densitatea fluxului de căldură transferat de la perete în condițiile ipotezelor menționate

Pe baza formulelor 3.1.12, 3.1.14 și 3.1.16 prin eliminare temperaturii la interfața lichid vapori T_v , putem scrie densitatea fluxului de căldură la perete ca fiind:

$$\dot{q}_w = \frac{\left[T_w - T_v \cdot \left(1 + \frac{p_v - p_l}{\Delta h_v \cdot \rho_l} \right) \right]}{\frac{R_l}{\sqrt{1 + \left(\frac{d\delta}{dr} \right)^2}} + \frac{\delta}{\lambda}} \quad (3.1.17)$$

Această formulă, împreună cu ecuațiile de echilibru mecanic și ecuațiile de curgere, ne permite determinarea fluxului de căldură prin interfața lichid vapori, a fluxului de căldură de la perete, precum și a fluxului masic evaporat.

3.1.2 Echilibru mecanic la nivelul interfeței.

Interfața lichid vapori se află în echilibru mecanic doar dacă forțele care acționează asupra ei sunt în echilibru. Deci între forțele de presiune care acționează pe cele două părți ale interfeței și forțele datorate tensiunilor superficiale trebuie să avem următoarea relație.

$$p_{vi} - p_{li} = \sigma \cdot K \quad (3.1.18)$$

Presiunea vaporilor la interfață se determină ținând cont de formula lui Schrage.

$$p_{vi} = \frac{\dot{q}}{\frac{2 \cdot f}{2 - f} \cdot \frac{\Delta h_v}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot R \cdot T_v}}} + p_v \quad (3.1.19)$$

Introducând notația folosită în cazul teoriei lubrificației:

$$p_{li} = p_l + \Pi(\delta) + \rho \cdot g \cdot \delta, \quad (3.1.20)$$

Se poate scrie ecuația finală care redă condiția de echilibru mecanic a interfeței:

$$\frac{\dot{q}}{\frac{2 \cdot f}{2 - f} \cdot \frac{\Delta h_v}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot R \cdot T_v}}} + p_v - p_l - \rho \cdot g \cdot \delta = \sigma \cdot K + \Pi(\delta) \quad (3.1.21)$$

Unde K este curbura interfeței și are următoarea formă:

$$K = \frac{\frac{d^2\delta}{dr^2}}{\left(1 + \left(\frac{d\delta}{dr}\right)^2\right)^{\frac{3}{2}}} + \frac{\frac{d\delta}{dr}}{r \cdot \left(1 + \left(\frac{d\delta}{dr}\right)^2\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (3.1.22)$$

3.1.3 Ecuația de conservare a masei

Din condiția de conservare a masei se poate determina fluxul de căldură:

$$\dot{q}_w = \Delta h_v \cdot \frac{d\dot{m}}{2 \cdot \pi \cdot r \cdot dr} \quad (3.1.23)$$

unde membrul stâng reprezintă căldură transferată de la perete iar membrul drept reprezintă căldura latentă de vaporizare corespunzătoare fluxului masic vaporizat. Pe baza câmpului de viteze rezultat din teoriei lubrificației prezentată detaliat în anexa B, se poate determina fluxul masic prin interfață folosind relația:

$$d\dot{m} = 2 \cdot \pi \cdot \rho \cdot d(r \cdot \delta \cdot \bar{v}_r) \quad (3.1.24)$$

unde viteza medie a peliculei de lichid este:

$$\bar{v}_r = -\frac{1}{3 \cdot \mu} \cdot \frac{dp_l}{dr} \cdot \delta^2 + \frac{\tau}{\mu} \cdot \frac{\delta}{2} \quad (3.1.25)$$

Prin introducerea relației 3.1.24 și neglijarea tensiunii tangențiale obținem:

$$\dot{q}_w = \frac{\Delta h_v}{3 \cdot v \cdot r} \cdot \frac{d}{dr} \left(\frac{dp_l}{dr} \cdot \delta^3 \cdot r \right) \quad (3.1.26)$$

3.1.4 Sistemul final de ecuații

Considerând că presiunea capilară e definită ca:

$$p_c = p_v - p_l \quad \frac{dp_c}{dr} = -\frac{dp_l}{dr}, \quad (3.1.27)$$

atunci sistemul final de ecuații (3.1.13, 3.1.17, 3.1.21, 3.1.22, 3.1.26) este :

$$\begin{aligned}
 & \left[\frac{T_w - T_v \cdot \left(1 + \frac{p_c}{\Delta h_v \cdot \rho_l} \right)}{R_i + \frac{\delta}{\lambda}} \right] \\
 & \frac{\frac{2 \cdot f}{2-f} \cdot \frac{\Delta h_v}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot R \cdot T_v}} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{d\delta}{dr} \right)^2} + p_c - \rho \cdot g \cdot \delta = \sigma \cdot \left[\frac{\frac{d^2 \delta}{dr^2}}{\left(1 + \left(\frac{d\delta}{dr} \right)^2 \right)^{\frac{3}{2}}} + \frac{\frac{d\delta}{dr}}{r \cdot \left(1 + \left(\frac{d\delta}{dr} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}} \right] + \Pi(\delta) \\
 & \left[\frac{T_w - T_v \cdot \left(1 + \frac{p_c}{\Delta h_v \cdot \rho_l} \right)}{R_i + \frac{\delta}{\lambda}} \right] = - \frac{\Delta h_v}{3 \cdot v \cdot r} \cdot \left[\frac{d^2 p_c}{dr^2} \cdot \delta^3 \cdot r + \frac{dp_c}{dr} \cdot \delta^3 + 3 \cdot \frac{dp_c}{dr} \cdot \delta^2 \cdot \frac{d\delta}{dr} \cdot r \right]
 \end{aligned}
 \tag{3.1.28}$$

La ora actuală, în acest sistem de ecuații se neglijează pe de o parte derivata profilului interfeței în raport cu raza ca urmare a ipotezei de lucru și pe de altă parte efectul presiunii vaporilor la interfață asupra echilibrului mecanic. Acest ultim aspect neavând o explicație bine fundamentată. În plus, se consideră un lichid care udă perfect peretele astfel că presiunea datorată forțelor intermoleculare este de forma:

$$\Pi(z) = \frac{A}{z^3}
 \tag{3.1.29}$$

În aceste condiții se obține un sistem de ecuații echivalent cu cel al lui Stephan [11].

$$\begin{aligned}
 & \left\{ p_c = \sigma \cdot \left[\frac{\frac{d^2 \delta}{dr^2}}{\left(1 + \left(\frac{d\delta}{dr} \right)^2 \right)^{\frac{3}{2}}} + \frac{\frac{d\delta}{dr}}{r \cdot \left(1 + \left(\frac{d\delta}{dr} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}} \right] + \frac{A}{\delta^3} \right. \\
 & \left. \left[\frac{T_w - T_v \cdot \left(1 + \frac{p_c}{\Delta h_v \cdot \rho_l} \right)}{R_i + \frac{\delta}{\lambda}} \right] = - \frac{\Delta h_v}{3 \cdot v \cdot r} \cdot \left[\frac{d^2 p_c}{dr^2} \cdot \delta^3 \cdot r + \frac{dp_c}{dr} \cdot \delta^3 + 3 \cdot \frac{dp_c}{dr} \cdot \delta^2 \cdot \frac{d\delta}{dr} \cdot r \right] \right.
 \end{aligned}
 \tag{3.1.30}$$

În rezolvarea acestui sistem de ecuații se consideră următoarele condiții inițiale:

- Condiția de echilibru termodinamic în stratul adsorbit ceea ce implică un flux de căldură nul $\dot{q}_w|_{r=r_0} = 0$ și deci:

$$p_{cads} = \frac{T_w - T_v}{T_v} \cdot \Delta h_v \rho_l, \quad (3.1.31)$$

- Condiția ca în stratul adsorbit curbura sa fie nulă $K|_{r=r_0} = 0$.

$$\delta_{ads} = \sqrt[3]{\frac{A}{p_{cads}}} \quad (3.1.32)$$

Deoarece este relativ dificil să se rezolve sistemul de ecuații în forma prezentată se iau în considerare următoarele normalizări:

$$\begin{aligned} r &= r^* \cdot \delta_{ads} & \frac{d^2 p_c}{dr^2} &= \frac{p_{cads}}{\delta_{ads}^2} \cdot \frac{d^2 p_c^*}{dr^{*2}} = \frac{p_{cads}}{\delta_{ads}^2} \cdot p_c^{**} \\ z &= z^* \cdot \delta_{ads} & K &= \frac{K^*}{\delta_{ads}} \\ p_c &= p_c^* \cdot p_{cads} & \sigma &= \sigma^* \cdot p_{cads} \cdot \delta_{ads} \\ \frac{d\delta}{dr} &= \frac{d\delta^*}{dr^*} = \delta^{*,*} & \lambda &= \lambda^* \cdot \delta_{ads} \\ \frac{d^2 \delta}{dr^2} &= \frac{1}{\delta_{ads}} \cdot \frac{d^2 \delta^*}{dr^{*2}} = \frac{1}{\delta_{ads}} \cdot \delta^{**} & \frac{dp_c}{dr} &= \frac{p_{cads}}{\delta_{ads}} \cdot \frac{dp_c^*}{dr^*} = \frac{p_{cads}}{\delta_{ads}} \cdot p_c^{*,*} \\ C &= \frac{\Delta h_v \cdot p_{cads} \cdot \delta_{ads}}{3 \cdot v} \end{aligned}$$

Cu acestea, sistemul de ecuații 3.1.30 devine:

$$\left\{ \begin{aligned}
 p_c^* &= \sigma^* \cdot \left[\frac{\delta'^{*}}{\left(1 + \delta'^{*2}\right)^{\frac{3}{2}}} + \frac{\delta'^{*}}{r \cdot \left(1 + \delta'^{*2}\right)^{\frac{1}{2}}} \right] + \frac{1}{\delta'^{*3}} \\
 \dot{q}_w &= -C \cdot \delta'^{*3} \cdot \left[p_c^* + p_c'^* \cdot \left(\frac{1}{r^*} + 3 \cdot \frac{\delta'^{*}}{\delta'^{*}} \right) \right] \\
 \dot{q}_w &= \frac{\left[T_w - T_v \cdot \left(1 + \frac{p_c^* \cdot p_{cads}}{\Delta h_v \cdot \rho_l} \right) \right]}{\frac{R_j}{\sqrt{1 + \delta'^{*2}}} + \frac{\delta'^{*}}{\lambda^*}}
 \end{aligned} \right. \quad (3.1.33)$$

Pentru a rezolva sistemul de ecuații 3.1.35 folosind pachetul de programe Matlab acesta trebuie rescris într-o formă accesibilă programului menționat și anume:

$$\left\{ \begin{aligned}
 &y(2) \\
 y(1) &\xrightarrow{\frac{d}{dx}} \left[\frac{dy(2)}{dx} = \left(1 + y(2)^2\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \left[\frac{1}{\sigma^*} \cdot \left(y(3) - \frac{1}{y(1)^3} \right) - \frac{y(2)}{x \cdot \left(1 + y(2)^2\right)^{\frac{1}{2}}} \right] \right. \\
 &y(2) \\
 &y(3) \\
 &y(4) \\
 &\left. \frac{dy(4)}{dx} = -\frac{\dot{q}_w}{C \cdot y(1)^3} - y(4) \cdot \left(\frac{1}{x} + 3 \cdot \frac{y(2)}{y(1)} \right) \right]
 \end{aligned} \right. \quad (3.1.34)$$

unde:

$$\dot{q}_w = \frac{\left[T_w - T_v \cdot \left(1 + \frac{y(3) \cdot p_{cads}}{\Delta h_v \cdot \rho_l} \right) \right]}{\frac{R_j}{\sqrt{1 + y(2)^2}} + \frac{y(1)}{\lambda^*}} \quad (3.1.35)$$

Sistemul de ecuații este rezolvat în general folosind așa numita metoda balistică. Condițiile inițiale care ar trebui avute în vedere pentru sistemul normalizat sunt:

$$\begin{cases} y(1) \\ y(2) \\ y(3) \\ y(4) \end{cases} \Big|_{x=x_0} = \begin{cases} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{cases} \quad (3.1.36)$$

Folosirea acestor condiții inițiale duce la determinarea unui profil al interfeței pentru care fluxul de căldură este nul. Mai mult, raza de curbură la finalul regiunii nu este similară cu raza de curbură impusă. Aceste neajunsuri pot fi explicate prin faptul că nu se cunosc condițiile inițiale pentru derivata înălțimii interfeței, respectiv a presiunii. Ele au fost considerate zero deoarece s-a pornit de la stratul adsorbit care în principiu ar trebui să prezinte o grosime constantă și deci, derivată nulă, lucru similar pentru presiunea din această zonă.

Deoarece rezolvarea nu este posibilă pornind de la condițiile mai sus menționate unii autori iau în considerare o anumită perturbație a stratului adsorbit astfel că folosesc pentru rezolvarea sistemului următoarele condiții inițiale:

$$\begin{cases} y(1) \\ y(2) \\ y(3) \\ y(4) \end{cases} \Big|_{x=x_0} = \begin{cases} 1 + \Delta\delta \\ 0 \\ 1 \\ \Delta p_{var} \end{cases} \quad (3.1.37)$$

Valoarea perturbației $\Delta\delta$ este impusă și menținută constantă pe când derivata presiunii Δp_{var} este modificată în așa fel încât raza de curbură la finele microregiunii să fie egală cu o valoare prestabilită care, de fapt, depinde de mărimea bulei de vapori.

3.1.5 Rezultate numerice

Pentru aceste calcule au fost luați în considerare parametri prezentați în tabelul 3.1.1.

Sistemul de ecuații 3.1.35 a fost rezolvat luând în considerare următoarele condiții inițiale:

$$\begin{cases} y(1) \\ y(2) \\ y(3) \\ y(4) \end{cases} \Big|_{x=x_0} = \begin{cases} 1 \\ 0.013 \\ 1 \\ \Delta p_{var} \end{cases} \quad (3.1.38)$$

iar raza de curbură la finele microregiunii a fost considerată ca fiind: $K=2000$.

Au fost folosite:

- Sistemul de ecuații 3.1.35 luând în considerare aproximația: $\rho_c^* = \sigma^* \cdot \delta^{*3} + \frac{1}{\delta^{*3}}$ Această aproximație este una din ipotezele de bază care stă la baza teoriei lubrificației. Dacă nu este satisfăcută sistemul de ecuații

3.1.35 își pierde validitatea. În grafice, acest caz se regăsește sub numele de Vladimir;

- Întregul sistem de ecuații 3.1.28.

Tabel 3.1.1 Parametri folosiți pentru calculul comparativ

Mărime	Simbol	Valoare	U.M.
Constanta lui Hamaker	A	3.8e-20	Nm
Tensiunea superficială	σ	0.014	N/m
Căldura latentă de vaporizare	Δh_v	341.9e+3	J/kg
Temperatura peretelui	T_w	301.7	K
Temperatura de saturație corespunzătoare presiunii p_v	T_v	301.00	K
Presiunea vaporilor la saturație	p_v	1e+5	N/m ²
Densitatea fazei lichide	ρ_l	613	kg/m ³
Densitatea fazei gazoase	ρ_v	3.07	kg/m ³
Vâscozitatea cinematică	ν	201e-6/ ρ_l	m ² /s
Constanta gazului	R	115.4722	J/kgK
Coeficientul de Vaporizare condensare	f	1	-
Conductivitatea termică a fazei lichide	λ	0.103	W/mK
Accelerația gravitațională	g	9.81	m/s ²

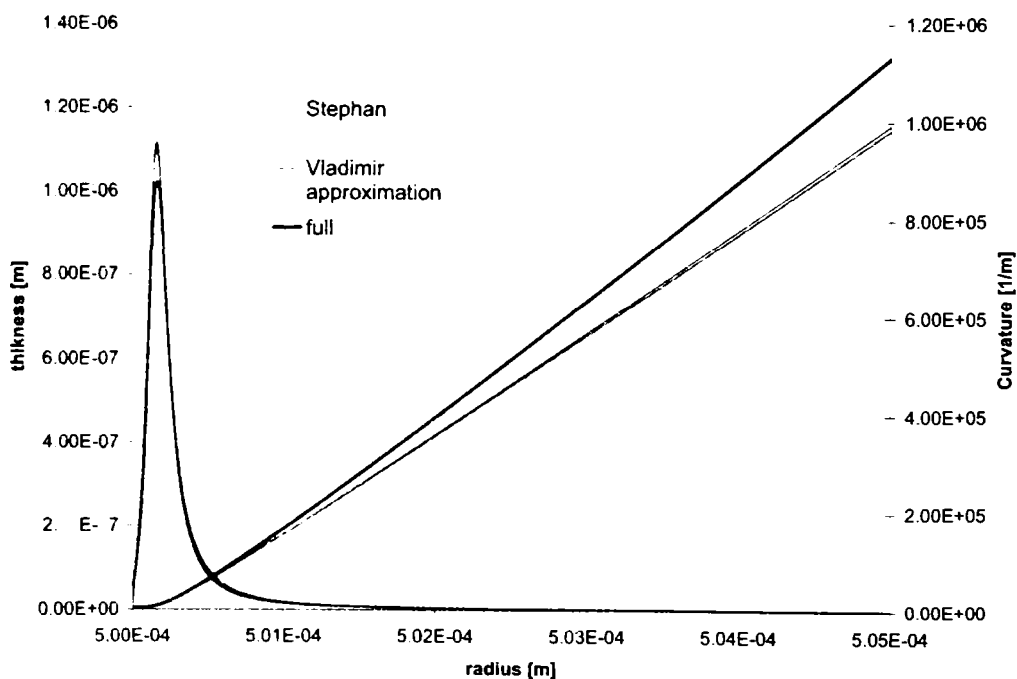


Figura 3.1.6 Profilul peliculei de lichid și curbura acesteia

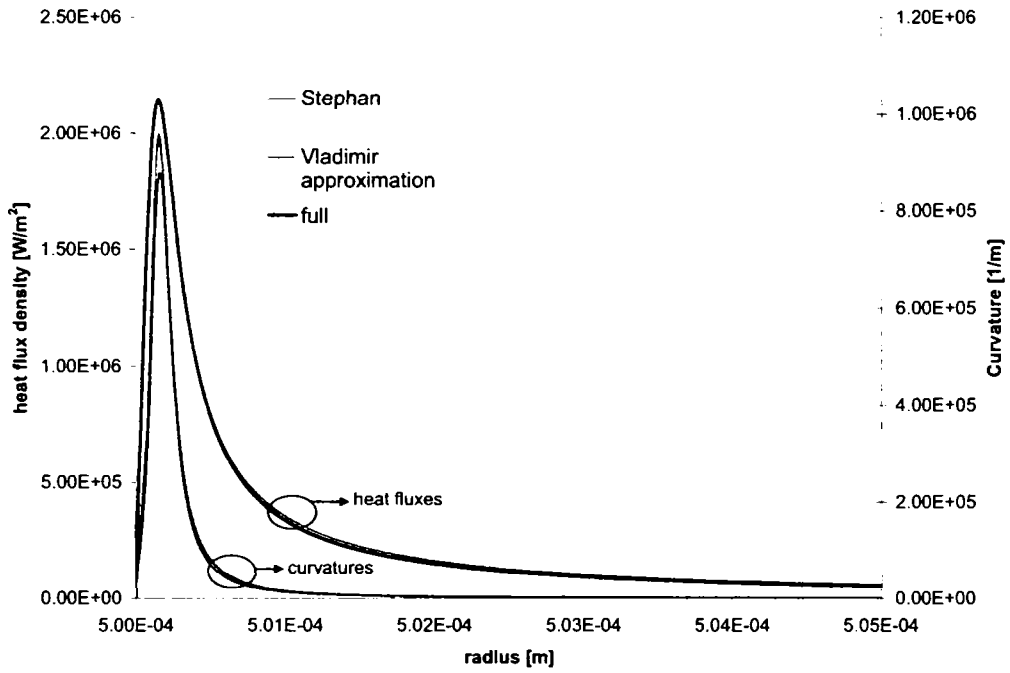


Figura 3.1.7 Curbura peliculei de lichid și densitatea fluxului de căldură

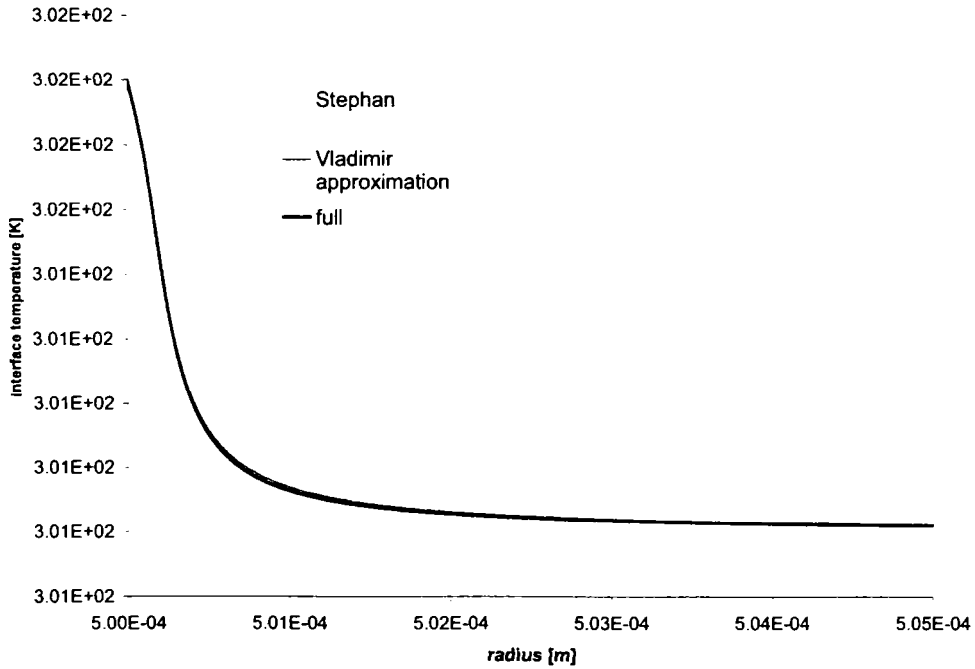


Figura 3.1.8 Temperatura interfeței

Diferențele nu sunt majore între cele trei sisteme de ecuații. Se observă totuși că neglijarea (nejustificată de către Stephan) a unor termeni, duce la apariția unui unghi de contact mai mic decât în cazul folosirii sistemului complet de ecuații.

Folosirea aproximației pentru raza de curbură ca fiind egală cu derivata a doua a profilului peliculei de lichid nu duce la apariția unor diferențe semnificative lucru evident dacă se compară soluția sistemului de ecuații 3.1.35 cu și fără această ipoteză. În cazul în care această ipoteză nu este satisfăcută, așa cum de altfel a fost menționat mai sus, cele două sisteme de ecuații 3.1.35 și 3.1.28 își pierd validitatea.

3.2 Analiza ipotezelor ce stau la baza teoriei microregiunii

Așa cum a fost prezentată anterior teoria microregiunii are la bază un set de ipoteze care îngreădește aplicarea ei.

Folosirea lichidelor care udă perfect peretele încălzitor ar duce la creșterea semnificativă a performanțelor termice respectiv la creșterea vitezei de vaporizare. Cum însă în practică acest lucru nu este întâlnit foarte des, pentru o descriere corectă și riguroasă ar trebui avute în vedere toate tipurile de forțe intermoleculare care interacționează la interfața lichid-lichid sau lichid-perete. Folosirea doar a forțelor de atracție intermoleculară de tip Van der Waals duce la obținerea unor unghiuri de contact lichid-perete foarte mici și implicit la niște coeficienți de schimb de căldură foarte mari care nu concordă cu realitatea. Pentru a ține cont de toate efectele se pot avea în vedere cele trei tipuri principale de forțe așa cum sunt ele prezentate în literatură [52].

- a. *forțe intermoleculare de tip Van der Waals* care duc la apariția în pelicula de lichid a unei presiuni de forma:

$$\Pi_m(z) = \frac{A_{slv}}{6 \cdot \pi \cdot z^3} \quad (3.2.1)$$

unde A_{slv} este constanta lui Hamaker

- b. *forțe electrostatice* care implică o presiune de forma:

$$\Pi_e(z) = -\frac{\varepsilon_0 \cdot (\phi_1 - \phi_2)^2}{8 \cdot \pi \cdot z^2} \quad (3.2.2)$$

unde ε_0 este permitivitatea electrică, ϕ_1 și ϕ_2 sunt potențialele electrice la suprafață

- c. *forțe structurale* cu presiunea corespunzătoare:

$$\Pi_s(z) = K \cdot e^{-\frac{z}{\lambda}} \quad (3.2.3)$$

unde K este o constantă pozitivă în cazul forțelor structurale de repulsie (hydrophilic) sau negativă în cazul forțelor structurale de atracție (hydrophobic) iar λ este lungimea caracteristică de descreștere a forțelor structurale.

În caracterizarea microregiunii trebuie ținut cont de toate cele trei tipuri de forțe obținându-se astfel unghiuri de contact mai apropiate ca valoare de cele reale.

Folosirea doar a forțelor intermoleculare de tip Van der Waals și a celor structurale va conduce la obținerea unui câmp de forțe similar cu cel obținut în urma impunerii unui potențial de tip Lenard-Jones, foarte uzitat în cazul studiului dinamici moleculare. O abordare mai detaliată trebuie să ia în considerare și alte tipuri de forțe intermoleculare sau un comportament diferit al celor deja prezentate [53]. Modelul prezentat de Churaev [52] este considerat de către Dobbs [53] ca fiind un model primar.

Ipoteza unui perete cu temperatură constantă și uniformă are aplicații mai mult teoretice, deoarece o astfel de situație nu poate fi regăsită în practică și deci compararea rezultatelor numerice cu cele experimentale devine dificilă sau chiar imposibilă. Prezența vaporizării implică un schimb de căldură foarte eficient ceea ce duce la o scădere semnificativă a temperaturii locale în peretele încălzitor.

Curgerea de tip Stokes poate fi aplicată în cazul curgerilor cu un număr Reynolds mic. În cazul de față, dacă grosimea peliculei de lichid se consideră ca fiind lungimea caracteristică, chiar în cazul unor viteze de curgere relativ mari (1 m/s) numărul Reynolds va rămâne scăzut, astfel că ipoteza unei curgeri de tip Stokes se păstrează. Pe aceste considerente și pe baza faptului că e vorba de o peliculă subțire de lichid, majoritatea autorilor au considerat că teoria lubrificației se pretează foarte bine la o astfel de problemă. În urma unor ipoteze simplificatoare în cadrul teoriei lubrificației, se ajunge la concluzia că viteza radială are cea mai mare importanță, iar presiunea are, după direcția axială, aceeași variație ca în cazul presiunii hidrostatice. Ceea ce nu s-a avut în vedere însă este faptul că, datorită evaporării, componenta axială a vitezei, cel puțin la nivelul interfeței, poate fi de același ordin de mărime cu viteza radială. În cadrul teoriei lubrificației pereții între care are loc curgerea sunt considerați impermeabili, deci nu există curgere după direcția normală la pereți astfel că atât câmpul de viteze dar mai ales cel de presiuni nu vor corespunde realității datorită neglijării acestui aspect. Teoria menționată poate fi folosită în condițiile în care nu există evaporare doar dacă pelicula de lichid este considerată relativ plată. În condițiile în care în viitor se vor lua în considerare toate tipurile de forțe intermoleculare se vor obține unghiuri de contact relativ mari ceea ce nu mai permite folosirea teoriei lubrificației deoarece condiția ca pelicula să fie relativ plată nu mai este satisfăcută.

3.3 Modelarea procesului de vaporizare al peliculelor de lichid cu un număr restrâns de ipoteze simplificatoare

Având în vedere că în prezent, în studiul fenomenului de vaporizare al peliculelor de lichid, există discrepanțe între rezultatele experimentale și cele numerice, se încearcă explicarea acestora prin reducerea numărului de ipoteze simplificatoare considerate în modele teoretice.

Pentru început se va recurge la eliminarea teoriei lubrificației pentru modelarea curgerii. Așa cum a fost menționat anterior, teoria lubrificației presupune pereți impermeabili și existența unei pelicule plate de lichid, condiții care își pierd validitatea în cazul unghiurilor de contact mari precum și în cazul existenței vaporizării. În aceste condiții vom lua în considerare sistemul de ecuații Navier Stokes fără a recurge la simplificări. Pentru un proces axial simetric și ținând cont de forțele gravitaționale și cele exterioare, acesta poate fi scris sub forma:

$$\rho \cdot \left(v_r \cdot \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \cdot \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \mu \cdot \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(r \cdot v_r)}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \right] \quad (3.3.1)$$

$$\rho \cdot \left(v_r \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \cdot \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \cdot \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right] + \rho \cdot g_z + f_z$$

Ecuția de continuitate pentru același proces fiind:

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(r \cdot v_r)}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (3.3.2)$$

Rezolvarea acestui sistem de ecuații se poate face relativ simplu folosind orice program comercial (în cazul în care nu se ține cont de forțele intermoleculare). Deoarece, pentru problema de față nu putem renunța la acest tip de forțe va trebui să recurgem la artificii matematice pentru a putea rezolva sistemul de ecuații. Includerea forțelor intermoleculare sub forma unor forțe exterioare f va conduce la instabilități numerice și rezultate care nu sunt conforme cu realitatea deoarece aceste forțe au valori foarte mari iar la perete ele tind la ∞ . În consecință, forțele exterioare și cele gravitaționale vor fi introduse în termenul de presiune astfel că sistemul de ecuații de mișcare va fi rezolvat pentru o presiune convențională p_c :

$$p_c = p - \Pi(\delta) - \rho \cdot g \cdot \delta \quad (3.3.3)$$

iar sistemul de ecuații Navier Stokes devine:

$$\rho \cdot \left(v_r \cdot \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \cdot \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p_c}{\partial r} + \mu \cdot \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(r \cdot v_r)}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \right] \quad (3.3.4)$$

$$\rho \cdot \left(v_r \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \cdot \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p_c}{\partial z} + \mu \cdot \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right]$$

Rezolvarea acestui sistem de ecuații cu ajutorul SEPRAN-ului presupune delimitarea zonei de interes precum și prescrierea condițiilor pe frontiera acesteia.

3.3.1 Condițiile la limită

Condițiile la limită pentru domeniul investigat sunt prezentate schematic în figura 3.3.1 și sunt explicate detaliat în continuare.

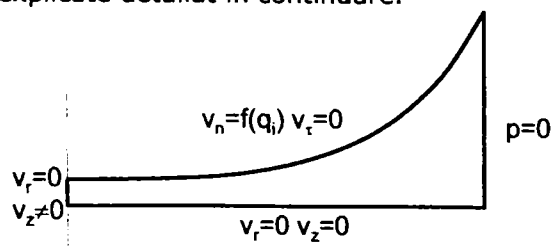


Figura 3.3.1 Reprezentarea schematică a microregiunii și a condițiilor la limită

- Viteza radială în axa de simetrie este zero datorită faptului că avem de a face cu un proces axial simetric, iar viteza după direcția axială va fi după caz diferită de zero și va rezulta din calcule;
- Viteza la perete este nulă;
- Viteza tangențială la interfață este considerată zero ceea ce înseamnă că nu avem efecte de suprafață de tip convecție Marangoni, iar viteza după direcția normală este diferită de zero și depinde de densitatea fluxului termic prin interfață, respectiv de masa de substanță vaporizată;
- Presiunea convențională la finele microregiunii este considerată zero și reprezintă de fapt o presiune de referință, știut fiind faptul că, în urma rezolvării ecuației Navier Stokes vom obține o presiune relativă care va trebui corectată. Această presiune convențională a fost obținută din considerentul că la o distanță suficient de mare de microregiune, unde viteza lichidului este zero, presiunea din lichid p este de fapt presiunea hidrostatică și este de forma:

$$p = p_0 + \Pi(z) + \rho \cdot g \cdot (h + z) \quad (3.3.5)$$

astfel că presiunea convențională în această zonă va fi o constantă:

$$p_c(r_2) = p_0 + \rho \cdot g \cdot h \quad (3.3.6)$$

În calcule însă, ea a fost considerată zero, corecția fiind făcută ulterior ținând cont de presiunea din interiorul bulei de vapori și de raza de curbură la finele microregiunii.

Sistemul de ecuații Navier Stokes poate fi rezolvat pentru domeniul considerat și condițiile la limită menționate cu ajutorul programelor comerciale existente în prezent. În urma rezolvării sistemului de ecuații vom obține câmpul de viteze din interiorul microregiunii precum și câmpul de presiuni convențional pe baza căruia se poate determina câmpul de presiuni real din lichid, relația de legătură fiind:

$$p = p_c + \Pi(z) + \rho \cdot g \cdot z + C \quad (3.3.7)$$

unde C reprezintă corecția de presiune. Aceasta se determină din considerentul că la finele microregiunii trebuie să fie satisfăcută ecuația lui Laplace:

$$p_v(r_2, z_2) - p(r_2, z_2) = \sigma \cdot K \quad (3.3.8)$$

Deci constanta C va fi:

$$C = p_c(r_2, z_2) + \Pi(z_2) + \rho \cdot g \cdot z_2 - p_v(r_2) - \sigma \cdot K(r_2) \quad (3.3.9)$$

3.3.2 Ecuația de echilibru mecanic al interfeței

Echilibru mecanic al interfeței se atinge atunci când forțele datorate presiunilor de o parte și de alta interfeței precum și forțele superficiale sunt în echilibru. Ecuația lui Laplace pentru cazul de față este de forma:

$$\frac{\dot{q}_i}{\frac{2 \cdot f}{2-f} \cdot \frac{\Delta h_v}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot R \cdot T_v}}} + p_v - p(\delta) = \sigma \cdot K \quad (3.3.10)$$

3.3.3 Ecuțiile de transfer termic

Determinarea temperaturii lichidului la interfața lichid vapori se poate face pe baza ecuațiilor generale de schimb de căldură care în coordonate cilindrice are următoarea formă:

$$\rho_l \cdot c_l \cdot \left(v_r \cdot \frac{\partial T}{\partial r} + v_z \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \lambda_l \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_l \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (3.3.11)$$

În urma rezolvării acestei ecuații se obține atât câmpul de temperaturi în interiorul microregiunii precum și fluxurile termice necesare determinării condițiilor la limită pentru sistemul de ecuații de mișcare precum și pentru a verifica dacă echilibrul mecanic al interfeței este satisfăcut.

În cadrul teoriei microregiunii s-a considerat că schimbul de căldură de la perete la interfață se face preponderent prin conducție, pelicula de lichid fiind foarte subțire. Vom accepta această ipoteză, în cadrul studiului de față, pentru a reduce din volumul de calcul. Ca urmare, fluxul termic poate fi determinat cu ajutorul formulei prezentate în cadrul teoriei microregiunii considerând că presiunea suplimentară datorată vaporizării precum și cea datorată gravitației pot fi neglijate adică $p_v - p_l = \sigma \cdot K + \Pi(\delta)$ și deci densitatea fluxului termic devine:

$$\dot{q}_i = \frac{\left[T_w - T_v \cdot \left(1 + \frac{\Pi(\delta) + \sigma \cdot K}{\Delta h_v \cdot \rho_l} \right) \right]}{R_i + \frac{\delta}{\lambda} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{d\delta}{dr} \right)^2}} \quad (3.3.12)$$

3.3.4 Ecuțiile de conservare a masei la nivelul interfeței

Pe baza ecuațiilor de conservare a masei la nivelul interfeței se poate determina viteza normală la interfață a substanței vaporizate. Fluxul masic de substanță vaporizată la nivelul interfeței poate fi scris sub forma:

$$d\dot{m} = \rho \cdot v_n \cdot dS \quad (3.3.13)$$

Iar fluxul termic prin interfață:

$$d\dot{Q}_i = \dot{q}_i \cdot dS \quad (3.3.14)$$

Și ținând cont de legătura dintre fluxul termic și masa evaporată:

$$d\dot{Q}_i = \Delta h_v \cdot d\dot{m} \quad (3.3.15)$$

Se poate determina viteza normală la interfață cu ajutorul relației:

$$v_n = \frac{\dot{q}_i}{\rho \cdot \Delta h_v} \quad (3.3.16)$$

3.3.5 Mod de rezolvare a sistemului de ecuații

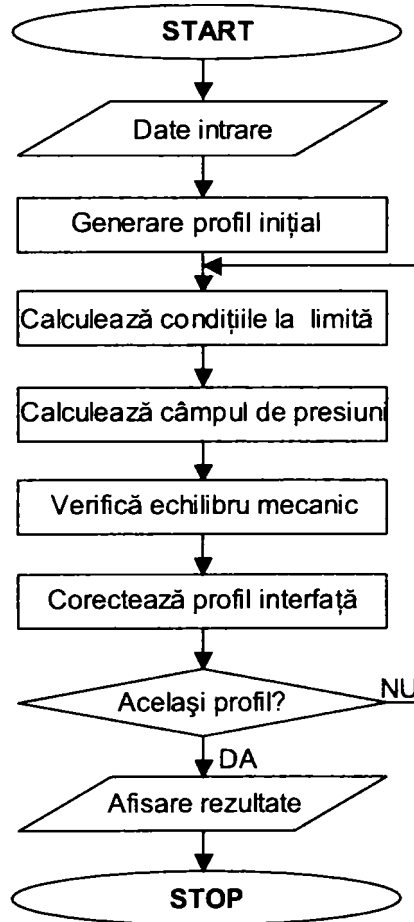


Figura 3.3.2 Organigrama algoritmului de calcul

Rezolvarea sistemului de ecuații și mai ales determinarea profilului interfeței mai necesită un set de condiții la capete pentru interfața lichid-vapori. În axa de simetrie, profilul trebuie să aibă panta zero adică $\left. \frac{d\delta}{dr} \right|_{r=0} = 0$, iar la periferia microregiunii, trebuie să se considere o poziție fixă a interfeței iar raza de curbură trebuie să aibă o valoare bine stabilită dată de căderea de presiune pe interfață

deoarece s-a considerat că, în acest punct, forțele intermoleculare devin nesemnificative (r_2, z_2, K_2).

Pe baza acestor condiții, împreună cu condițiile la frontiere se poate rezolva sistemul de ecuații aplicând algoritmul prezentat schematic în figura 3.3.2.. Se pornește de la un profil al interfeței ales arbitrar care definește, de fapt, domeniul care urmează să fie investigat. Pe baza formulelor de transfer termic, se determină condițiile la frontieră pentru profilul ales.

Utilizând un program de calcul cu element finit, Sepran, se discretizează domeniul format de interfață și perete. După care se pot prescrie condițiile la limită deja calculate. Geometria fiind definită și condițiile impuse se poate trece la rezolvarea ecuațiilor Navier Stokes în presiune convențională. În urma rezolvării sistemului de ecuații, se poate determina presiunea în lichid la interfață pe baza ecuațiilor 3.3.7-3.3.9. Presiunea vaporilor la interfață fiind calculată în prealabil se poate trece la verificarea echilibrului mecanic al interfeței.

Dacă condiția de echilibru a interfeței nu este satisfăcută se trece la ajustarea profilului după care se reia calculul. Acest calcul se face iterativ până când diferența între două profile consecutive este nulă.

În raport cu modelul care stă la baza teoriei microregiunii, acest model folosește aceleași principii pentru transferul termic însă recurge la rezolvarea sistemului complet de ecuații de curgere. Modelul permite de asemenea folosirea ecuațiilor complete de transfer termic atât în lichid cât și în perete. Durata unui calcul este însă considerabil mai mare deoarece pentru a asigura convergența calcului, pașii de ajustare ai profilului interfeței trebuie să fie foarte mici. Chiar o modificare de ordinul nanometrilor poate duce la creșteri semnificative de presiune și asta datorită forțelor intermoleculare. Folosirea sistemului complet de ecuații ar duce la o creștere semnificativă a timpului de calcul.

Acest model permite doar analiza efectelor pe care le are folosirea teoriei lubrificației pentru determinarea câmpurilor de viteze și presiuni.

O altă ipoteză importantă, care poate explica discrepanța dintre teoreticieni și experimenterii, este ipoteza temperaturii constante la perete. Această ipoteză este imposibil de satisfăcut în practică mai ales atunci când există un transfer de căldură neuniform. Cum o mare parte a experimentelor cu bule sunt făcute pe folii metalice foarte subțiri ne propunem în continuare o abordare simplificată care să permită însă o analiză a efectelor pe care distribuția temperaturii peretelui încălzitor le are asupra profilului bulei în zona de contact precum și asupra transferului termic.

Vom considera în continuare că bula este în contact cu un perete de grosime foarte mică ($\approx 10\mu\text{m}$) a cărui temperatură este constantă. Determinarea distribuției temperaturii $T_w(r)$ se poate face luând în considerare căldura generată de curentul electric care străbate această folie precum și căldura cedată de la perete spre interfață. În consecință trebuie rezolvată ecuația conducției termice în coordonate cilindrice și anume:

$$\dot{q}_s = -\lambda \cdot d \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{dT}{dr} - \lambda \cdot d \cdot \frac{d^2T}{dr^2} + \dot{q}_w \quad (3.3.17)$$

Această ecuație a fost scrisă în ipoteza unui schimb de căldură prin convecție între perete și aerul înconjurător neglijabil în raport cu transferul termic între perete și interfața lichid vaporii. Modul în care ecuația a fost dedusă precum și semnificația termenilor este prezentat detaliat în anexa C.

Aceasta este rezolvată folosind algoritmul matricei tri-diagonale TDMA (tri-diagonal matrix algorithm) de asemenea prezentat în anexa D.

Ca și condiție la limită pentru rezolvarea ecuației s-a impus o anumită temperatură a peretelui la capătul microregiunii $T|_{r_2} = T_2$, iar în zona centrală s-a

impus condiția de simetrie axială $\left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=0} = 0$.

Rezolvarea modelului microregiunii ținând cont și de variația temperaturii peretelui se poate face pe baza algoritmului prezentat schematic în figura 3.3.3. Toate condițiile la limită prezentate în subcapitolul anterior rămân valabile și în acest caz, fluxul de căldură calculându-se pe baza unei temperaturi a peretelui care depinde de rază.

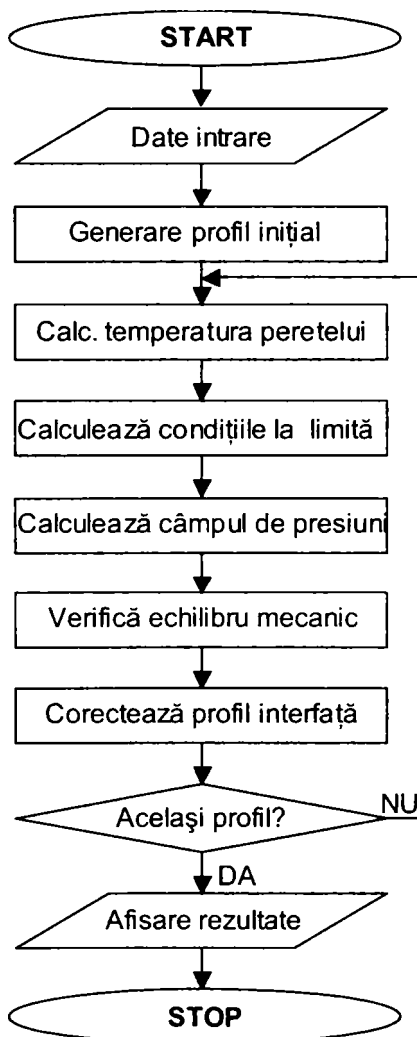


Figura 3.3.3 Organigrama algoritmului de calcul ținând cont de temperatura peretelui

4 PREZENTAREA STANDULUI EXPERIMENTAL ȘI A TEHNICILOR DE MĂSURARE

4.1 Introducere

Validarea experimentală a modelelor matematice, ce descriu vaporizarea peliculelor de lichid, impune determinarea câmpurilor de temperaturi și viteze atât în pelicula de lichid cât și în zonele adiacente acesteia. În cazul lucrării de față, se va aborda cazul proceselor staționare pentru a facilita înțelegerea fenomenelor care guvernează vaporizarea. În consecință, în conceperea standului experimental s-a urmărit obținerea unei bule singulare, axial-simetrice și staționare, facilitând astfel investigarea a două zone de interes: zona de contact bulă-perete încălzitor, unde predominantă este vaporizarea, și interfața bulă-masă de lichid, unde predominantă este condensarea.

În capitolul de față se vor prezenta blocurile componente cu funcțiile aferente și tehnicile de prelucrare a datelor.

4.2 Prezentare generală a standului

Imaginea de ansamblu a standului experimental este prezentată în figura 4.2.2 a și b. Configurația aleasă presupune interconectarea a trei sisteme principale și anume: celula de testare, interferometrul și sistemul de măsurare în infraroșu.

Celula de testare permite obținerea unei bule singulare, axial-simetrice și staționare. În principiu, configurația acesteia permite atât dozarea fluxului de căldură introdus, asigurând astfel posibilitatea controlării dimensiunilor bulei, precum și dozarea fluxului de căldură extras din sistem asigurând astfel condiții de subrăcire diferite.



Figura 4.2.1 Fotografia standului experimental

Utilizarea interferometrului vizează determinarea tridimensională a câmpului de temperaturi în lichidul care înconjoară bula de vapori. Fiind o metoda indirectă de măsură, implică utilizarea unor algoritmi speciali de prelucrare a datelor. Pentru a avea o imagine completă a câmpului de temperaturi din jurul bulei de vapori obținute este necesară și determinarea temperaturii foliei încălzitoare motiv pentru care s-a recurs la termometria în infraroșu.

O prezentare detaliată a fiecărui sistem menționat anterior se va realiza în paragrafele următoare.

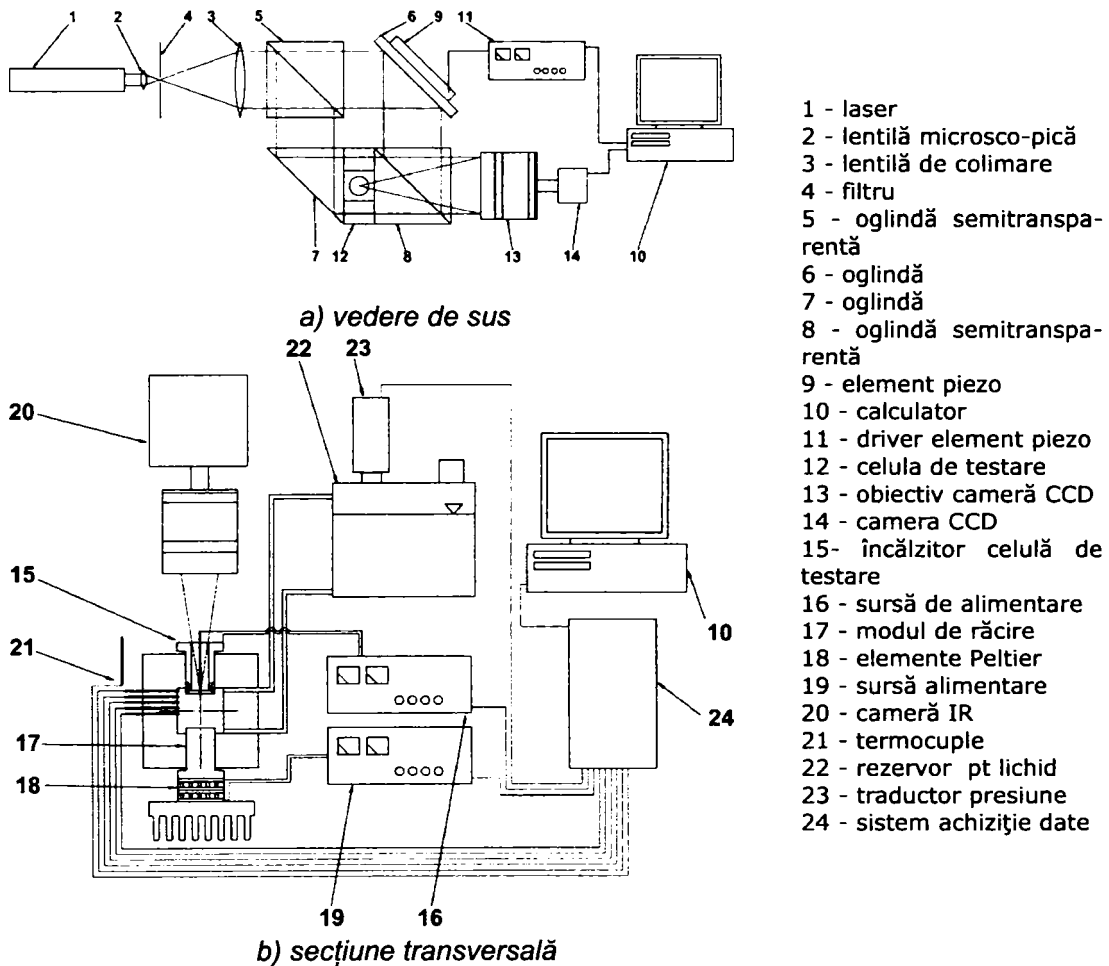


Figura 4.2.2 Schema de principiu a standului experimental

4.2.1 Prezentarea celulei de testare

4.2.1.1 Celula 1

Celula de testare prezentată în figura 4.2.3 este formată în principal din trei părți și anume: modulul de încălzire 1, modulul de răcire 3 și componentele optice 6 și 7. Deoarece se dorește obținerea unei bule de vapori stabile, încălzitorul este situat la partea superioară a celulei de testare. Încălzitorul 14 are formă circulară și

este realizat dintr-o folie de oțel cu grosime de 0.05 mm. Acesta este conectat la sursa de curent prin intermediul a doi electrozi. Electrocul central 11 este realizat dintr-o sârmă de nichel cu diametrul de 0.5mm. Fixarea acestuia pe folia încălzitoare s-a făcut prin sudare. Electrocul exterior 12 este sub formă de inel, este realizat din cupru și este fixat pe folia încălzitoare 13 prin cositorire. (De asemenea, au fost folosite și inele de Cu fixate prin sudare cu laser). Elementele încălzitorului sunt fixate în corpul modulului de încălzire 10 realizat din aluminiu.

Această conectare a foliei încălzitoare la sursa de curent, face ca fluxul de căldură generat de folie să prezinte o distribuție radială, având un maxim în centrul foliei și descrescând spre periferie cu pătratul razei.

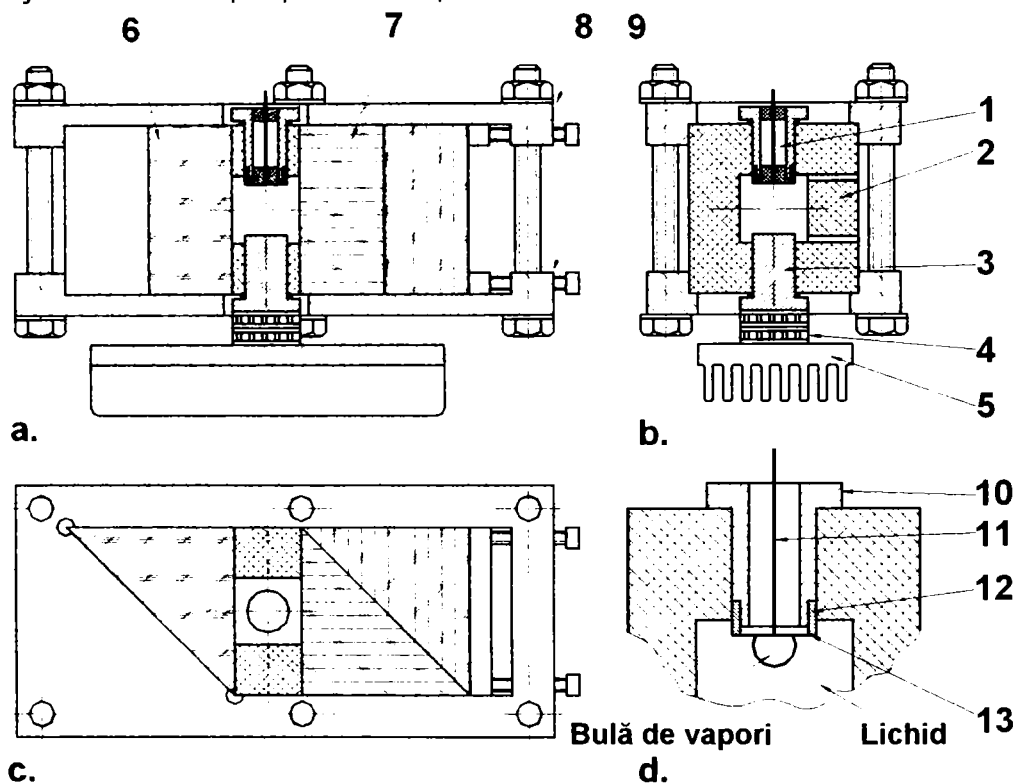


Figura 4.2.3 Schema de principiu a celulei de testare 1

Modulul de răcire constă din elementul 3, realizat din cupru, material cu o conductivitate termică ridicată, cele două elemente Peltier 4 conectate în serie, care asigură transferul de căldură, și radiatorul 5, care asigură disiparea căldurii. Cele două elemente Peltier sunt de tipul TECI-1703.

Atât modulul de încălzire cât și cel de răcire sunt montate în corpul celulei de testare 2, realizat din PVC. Acest material a fost ales datorită conductivității termice scăzute. În corpul celulei de testare sunt prevăzute găuri pentru fixarea termocuplelor precum și două găuri necesare umplerii și golirii celulei cu lichidul supus testării. Corpul celulei 1 este centrat între două componente optice și anume prisma 6 și oglinda semitransparentă 7. Aceste două componente vor fi descrise o dată cu descrierea interferometrului, fiind parte componentă a acestuia.

Toate componentele prezentate anterior sunt fixate între două plăci rigide 8 și 9 pentru a se asigura menținerea în poziție corespunzătoare a elementelor optice precum și a corpului celulei 1.

4.2.1.2 Celula 2

Cea de a doua celulă de testare are în principal aceeași configurație ca cea prezentată anterior. Ea are însă un volum mai mare de lichid, astfel convecția naturală se poate dezvolta mai rapid, cu un caracter mai pronunțat, acoperind fenomenele apărute la interfața lichid-vapori, cum ar fi convecția Marangoni.

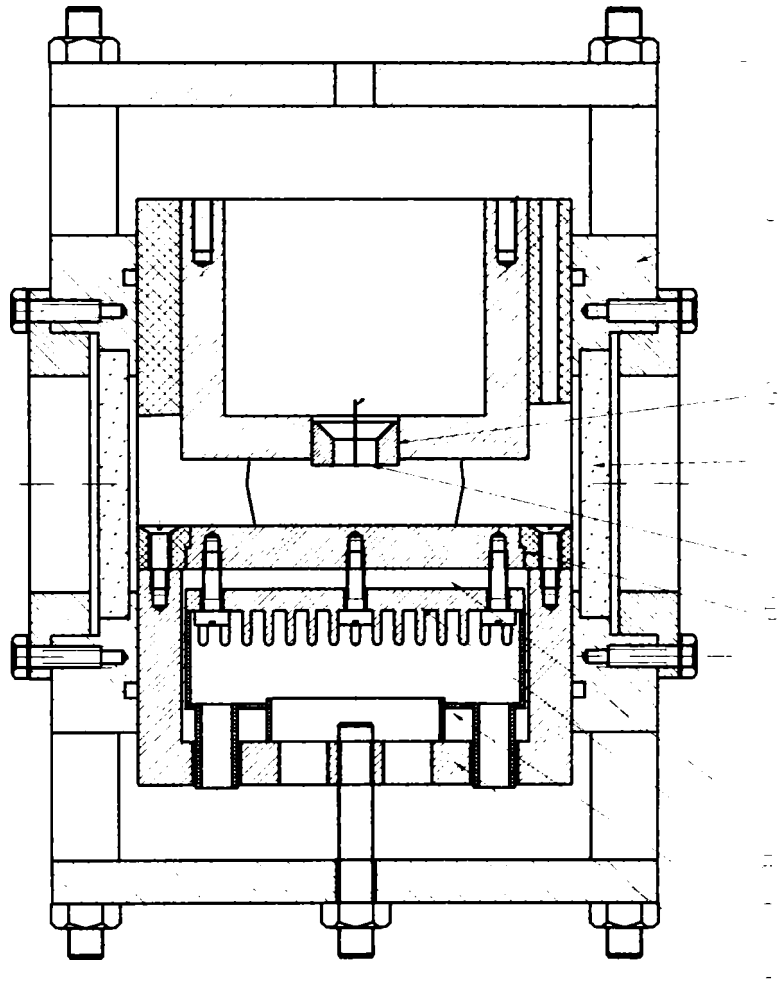


Figura 4.2.4 Schema de principiu a celulei de testare 2

În cazul de față, modulul de răcire este format din 12 elemente Peltier, fixate între placa rece 6 și radiatorul 8 realizate din aluminiu. Șuruburile de fixare, ale celor două plăci sunt din material plastic, material cu conductivitate termică scăzută, pentru a se evita o eventuală recirculare a căldurii între cele două plăci.

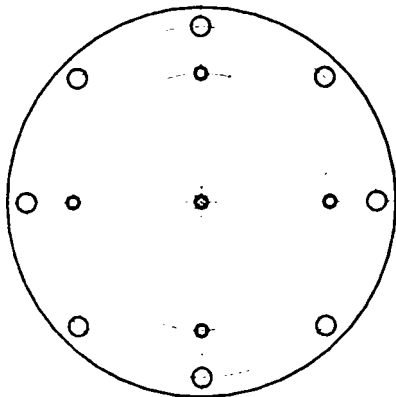


Figura 4.2.5 Modul de aranjare a elementelor Peltier în modulul de răcire

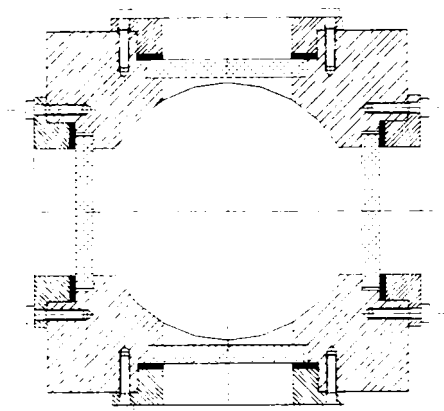


Figura 4.2.6 Secțiune transversală prin celula de testare 2

Pentru evacuarea căldurii s-a folosit aer comprimat furnizat prin intermediul găurilor prevăzute în corpul principal al modulului de răcire 10. Pentru a se evita contactul între aerul cald și elementele modulului de răcire, în interiorul acestuia a fost montată o structură din PVC 9.

Celula este echipată cu geamuri speciale 11 pentru a permite investigarea cu ajutorul interferometrului. Geamurile sunt realizate din sticlă de tipul BK7, au un diametru de 60 mm și o grosime de 8 mm. Planeitatea acestora este de $\lambda / 10$ pentru o lungime de undă de 550 nm iar paralelismul între cele două fețe este de asemenea de $\lambda / 10$. Pentru a se evita reflecțiile multiple acestea au fost protejate cu un strat special care funcționează între 400 și 700 nm.

Construcția celulei permite modificarea distanței între modulul de răcire și cel de încălzire, prin simpla culisare a modulelor în interiorul corpului principal al celulei 5. Etanșeitatea a fost asigurată cu ajutorul a două garnituri de tip O, realizate din silicon și protejate cu FEP (un strat de materia plastic).

4.2.2 Prezentarea interferometrului și prelucrarea datelor

Interferometrul ales pentru măsurători este de tip Mach-Zehnder și este prezentat schematic în figura 4.2.7. Ca sursă de lumină a fost folosit un laser diodă de tipul 56ICS153 având o lungime de undă de $\lambda = 657\text{nm}$, o putere de 27mW, un diametru al fasciculului de 6 mm și un raport de polarizare de 1000:1. Laserul este realizat de firma Melles-Griot. Deoarece suprafața ce se dorește a fi investigată este mult mai mare decât diametrul fasciculului laser, a fost necesară utilizarea unor elemente optice și anume: lentila L1 cu un diametru de 9mm și o distanță focală de 18.2mm care asigură focalizarea fasciculului laser; filtrul F cu un diametru de $30\mu\text{m}$ situat în punctul focal al celor două lentile și lentila acromatică L2 cu un diametru de 38mm și o distanță focală de 76.2mm, care asigură colimarea fasciculului laser. Elementele de fixare ale acestora sunt prevăzute cu șuruburi micrometrice pentru a putea realiza o ajustare fină a poziției. Diametrul fasciculului laser obținut la ieșire este în jur de 25 mm.

Pentru divizarea fasciculului laser în două și pentru recombinarea ulterioară a acestora, au fost folosite două oglinzi semitransparente BS. O oglindă

semitransparență este de tip plat, cu un diametru de 50 mm asigurând 50% reflexie și 50% transmisie pentru lungimea de undă a laserului. Cea de a doua oglindă semitransparență este de tip cubic, cu dimensiunea laturii de 38.1mm și aceleași caracteristici optice ca și cea plată.

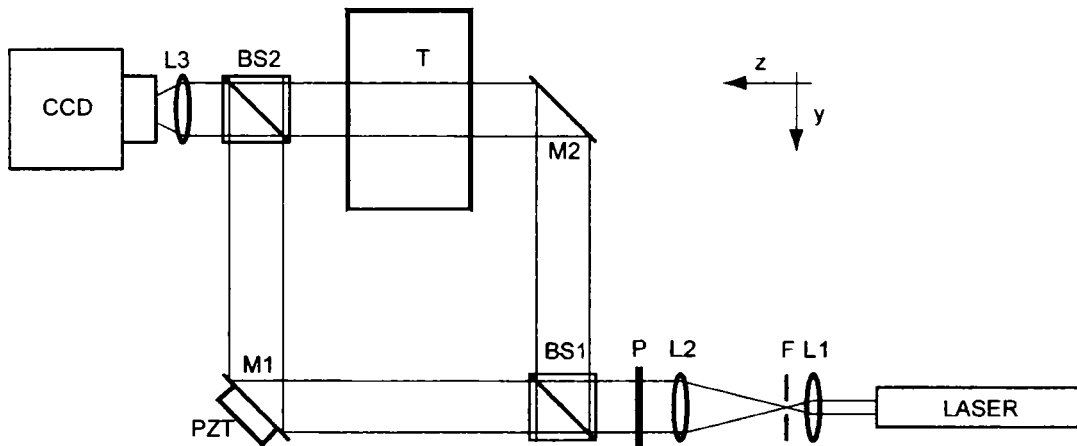


Figura 4.2.7 Schema de principiu a interferometrului

Redirecționarea fasciculului se face cu un sistem de 2 oglinzi. Oglinda M1 are un diametru de 50 mm și o grosime de 10mm. Este realizată din siliciu cu o precizie a planeității de $\lambda / 20$. Oglinda M2 este de fapt o prismă cu dimensiunea laturii de 38.1mm și o precizie de ± 3 arcmin având ipotenuza acoperită cu un strat de aluminiu.

Înregistrarea interferogramelor este realizată cu o cameră video digitală prevăzută cu microlentile având o rezoluție de 1008x1018 pixeli la o frecvență de achiziție de 25 cadre/s și o rezoluție de 500x1000 pixeli pentru o frecvență de 50 de cadre/s. Pentru a se utiliza întreaga rezoluție oferită de camera, aceasta a fost echipată cu un obiectiv Cosmicar L3 cu o distanță focală de 75 mm. Comunicarea între camera digitală și calculator se face prin intermediul unei conexiuni de tip CameraLink. Pentru a achiziționa datele de la cameră, calculatorul este echipat cu o placă specială (frame grabber) realizată de firma Matrix-Vision.

Deoarece se dorește aplicarea interferometriei cu modificarea fazei, oglinda M1 este echipată cu un element de acționare de tip piezo (PZT) cu un diametru de 30mm și o grosime de 8mm. Acesta poate asigura deplasarea oglinzii pe o distanță maximă de $2\mu\text{m}$ cu o precizie de 1nm. Controlul poziției este asigurat prin intermediul unui traductor de tip capacitiv montat în interiorul elementului piezo. Dispozitivul de comandă al acestuia este prevăzut cu un port serial pentru comunicare directă cu computerul.

Toate elementele interferometrului sunt dispuse pe o masă pneumatică pentru a asigura eliminarea posibilelor vibrații care ar perturba măsurătorile, știut fiind că orice interferometru este foarte sensibil din acest punct de vedere. Masa este de tipul "IsoStation Vibration Isolated Workstation" realizată de Newport.

4.2.2.1 Determinarea fazei ϕ

În vederea determinării fazei pe baza mai multor interferograme trebuie asigurate anumite condiții. În primul rând sunt necesare cel puțin 3 interferograme, deoarece există 3 necunoscute și anume: intensitatea razei de referință I_1 ,

intensitatea razei care a străbătut celula de testare I_2 precum și faza $\varphi(x,y)$. Pe de altă parte între cele trei interferograme este necesară existența unei diferențe de fază. Acest lucru poate fi asigurat dacă una dintre oglinzile interferometrului este deplasată, paralel cu ea însăși, pe o anumită distanță care să asigure o diferență de fază între cele două fascicule de exemplu de $\pi/2$. În cazul în care înregistrăm interferogramele asigurând condițiile de mai sus, vom putea scrie următorul sistem de ecuații valabil pentru un decalaj între interferograme de $\pi/2$ [54] .

$$I_1(x, y) = I_0(x, y) \cdot (1 + \gamma \cdot \cos \varphi(x, y)) \quad (4.2.1)$$

$$I_2(x, y) = I_0(x, y) \cdot \left\{ 1 + \gamma \cdot \cos \left[\varphi(x, y) + \frac{\pi}{2} \right] \right\} = I_0(x, y) \cdot (1 - \gamma \cdot \sin \varphi(x, y)) \quad (4.2.2)$$

$$I_3(x, y) = I_0(x, y) \cdot \{ 1 + \gamma \cdot \cos[\varphi(x, y) + \pi] \} = I_0(x, y) \cdot (1 - \gamma \cdot \cos \varphi(x, y)) \quad (4.2.3)$$

$$I_4(x, y) = I_0(x, y) \cdot \left\{ 1 + \gamma \cdot \cos \left[\varphi(x, y) + \frac{3 \cdot \pi}{2} \right] \right\} = I_0(x, y) \cdot (1 + \gamma \cdot \sin \varphi(x, y)) \quad (4.2.4)$$

În figura 4.2.8. sunt prezentate interferogramele corespunzătoare sistemului de ecuații 4.2.1-4.2.4.

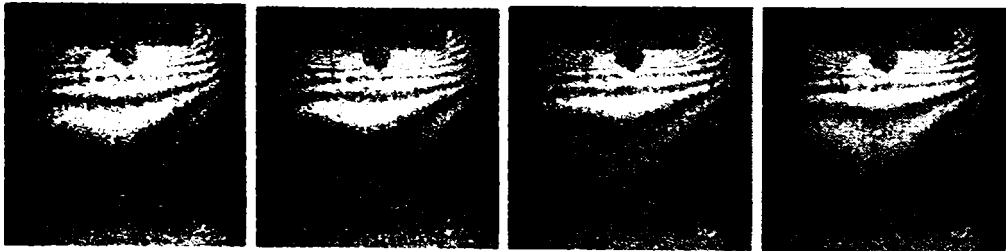


Figura 4.2.8 Interferogramele I_1, I_2, I_3, I_4 , cu o diferență de fază între ele de $\pi/2$

În urma rezolvării sistemului de ecuații 4.2.1-4.2.4, se obține formula (4.2.5) de calcul a fazei $\varphi(x,y)$.

$$\varphi_w(x, y) = \arctan \left(\frac{I_4(x, y) - I_2(x, y)}{I_1(x, y) - I_3(x, y)} \right) \quad (4.2.5)$$

Rezultatul sub formă grafică este redat în figura 4.2.9.

Figura 4.2.9 Faza $\varphi(x,y)$

Pe baza acestei tehnici, determinarea fazei $\varphi(x,y)$ se face relativ simplu fiind necesare doar niște calcule aritmetice. În urma aplicării acestui algoritm obținem faza în formă „împachetată” de tip modulo 2π . Acest lucru apare datorită faptului că funcția arc-tangentă are valori în domeniul $[-\pi/2, \pi/2]$. În cazul în care se cunosc valorile funcției $\sin[\varphi(x,y)]$ și $\cos[\varphi(x,y)]$ funcția arc-tangentă poate fi extinsă astfel încât să ia valori în domeniul $[-\pi, \pi]$. Pentru că avem de a face cu funcții trigonometrice, pe baza relațiilor de mai sus se poate determina faza numai pe baza a 3 interferograme obținându-se următorul rezultat:

$$\varphi_w(x,y) = \arctan\left(\frac{I_1(x,y) + I_3(x,y) - 2 \cdot I_2(x,y)}{I_1(x,y) - I_3(x,y)}\right) \quad (4.2.6)$$

Deoarece rezultatul obținut are valori în domeniul $[-\pi, \pi]$ este necesară aplicarea unui algoritm în vederea „despachetării” fazei.

Pe parcursul timpului au fost dezvoltati o serie de algoritmi pentru determinarea fazei pe baza mai multor interferograme. Acest lucru a fost făcut în ideea reducerii cât mai mult posibil a diferitelor erori, cum ar fi de exemplu cele datorate neliniarității elementului piezo, a camerei digitale, erori datorate diferitelor surse de vibrații și altele. Dintre cei mai importanți algoritmi de calcul amintim:

- formula lui Hariharan;

$$\varphi_w(x,y) = \arctan\left(\frac{2 \cdot (I_2(x,y) - I_4(x,y))}{2 \cdot I_3(x,y) - I_5(x,y) - I_1(x,y)}\right) \quad (4.2.7)$$

- algoritmul lui Caree.

În cazul algoritmului lui Caree măsurătorile se fac în așa fel încât între două interferograme să existe o anumită schimbare de fază egală cu 2α . Ecuațiile interferogramelor putând fi scrise sub forma:

$$I_1(x,y) = I_0(x,y) \cdot \{1 + \gamma \cdot \cos[\varphi(x,y) - 3 \cdot \alpha]\} \quad (4.2.8)$$

$$I_2(x, y) = I_0(x, y) \cdot \{1 + \gamma \cdot \cos[\varphi(x, y) - \alpha]\} \quad (4.2.9)$$

$$I_3(x, y) = I_0(x, y) \cdot \{1 + \gamma \cdot \cos[\varphi(x, y) + \alpha]\} \quad (4.2.10)$$

$$I_4(x, y) = I_0(x, y) \cdot \{1 + \gamma \cdot \cos[\varphi(x, y) + 3 \cdot \alpha]\} \quad (4.2.11)$$

În urma rezolvării sistemului de ecuații se obține formula (3.12) pentru calculul fazei φ :

$$\varphi_w(x, y) = \arctan \left[\frac{(I_2(x, y) - I_3(x, y)) + (I_1(x, y) - I_4(x, y))}{(I_1(x, y) + I_4(x, y)) - (I_2(x, y) + I_3(x, y))} \cdot \tan(\alpha) \right] \quad (4.2.12)$$

iar pentru α :

$$\alpha(x, y) = \arccos \left[\sqrt{\frac{1}{4} \cdot \left(\frac{I_1(x, y) - I_4(x, y)}{I_2(x, y) - I_3(x, y)} + 1 \right)} \right] \quad (4.2.13)$$

4.2.2.2 Holografie digitală

În cazul folosirii interferometriei cu decalarea fazei se poate avea în vedere o anumită tehnică numită interferometrie holografică digitală. Pentru aceasta, înainte de realizarea oricărei măsurători, atunci când temperatura în interiorul secțiunii de testare este uniformă și egală cu o anumită valoare, se va înregistra un set de interferograme pe baza cărora se poate determina faza inițială numită și fază de referință. Această fază redă, de fapt, imperfecțiunile sistemului optic și eventualele ajustări necorespunzătoare ale sistemului. Faza de referință împreună cu cele 4 interferograme poate fi considerată o hologramă digitală deoarece informația conținută cu privire la unda luminoasă (intensitatea luminoasă și faza acesteia) e completă. Pe durata experimentului se vor înregistra interferograme, ce corespund anumitor stări ale fluidului din interiorul secțiunii de testare și care vor conține în același timp și imperfecțiunile sistemului optic.

Deoarece pe baza măsurătorii se dorește stabilirea efectelor datorate doar proceselor ce au loc în interiorul secțiunii de testare, efectele optice datorate imperfecțiunilor optice și ajustajelor necorespunzătoare pot fi eliminate printr-o simplă scădere, între faza determinată inițial și cea determinată pe durata experimentului. Algoritm de calcul este dat de relația:

$$\varphi(i, j) = \arctan(\tan(\varphi_{exp(i, j)} - \varphi_{ref(i, j)})) \quad (4.2.14)$$

unde indicii: exp-experimental, ref-referință, iar i și j ne dau numărul de ordine al unui pixel în cadrul unei imagini (digitale).

Un rezultat concret este redat în figura 4.2.10

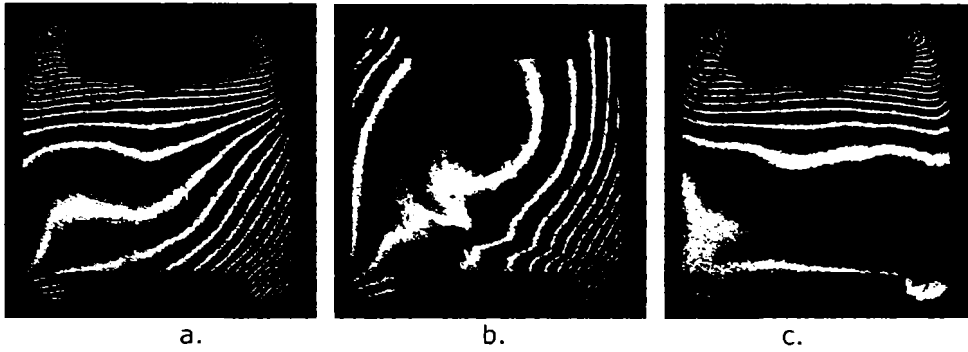


Figura 4.2.10 Holografie digitală, a. Interferogramă obținută pe durata experimentului, b. Interferograma de referință, c. Interferograma rezultată doar ca urmare a proceselor din interiorul secțiunii de testare

4.2.2.3 Algoritmul lui Itoh („despachetarea fazei”)

Pentru despachetarea fazei au fost dezvoltati o serie de algoritmi, a căror prezentare detaliată poate fi găsită în literatura de specialitate[55].

Algoritmul lui Itoh este unul dintre cei mai simpli algoritmi de „despachetare” a fazei. Pentru aplicarea acestui algoritm se consideră că primul pixel al fazei despachetate este 0. În aceste condiții, prima coloana a fazei poate fi calculată pe baza relației 4.2.15 Deoarece elementele acestei coloane reprezintă de fapt primele elemente ale liniilor, se poate asigura despachetarea completă utilizând același algoritm.

$$\varphi_{Uj} = \arctan(\tan(\varphi_{Wj} - \varphi_{W(i-1)})) + \varphi_{U(i-1)} \quad (4.2.15)$$

φ_U faza „despachetată”

φ_W faza „împachetată”

Pentru exemplificare, se prezintă în figura de mai jos un caz concret de despachetare pe baza algoritmului lui Itoh (figura 4.2.11).

Problema majoră a acestui algoritm constă în propagarea erorilor datorită recursivității relației amintite. Deoarece valorile unui pixel sunt calculate pe baza valorilor pixelului anterior, în foarte multe cazuri este necesară o filtrare prealabilă.

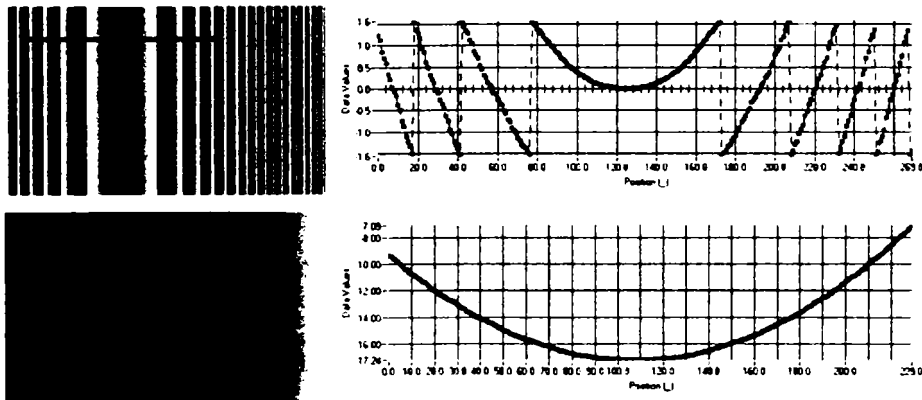


Figura 4.2.11 Rezultatul aplicării algoritmului lui Itoh

4.2.2.4 Transformarea fazei φ în câmp de temperaturi

Conversia fazei φ în temperatură se poate face foarte simplu dacă se cunoaște relația de legătură între indicele de refracție și temperatură. În general, indicele de refracție are o variație liniară cu temperatura având forma:

$$n = n_T \cdot T + n_0 \quad (4.2.16)$$

În acest caz relația 2.2.13 devine:

$$\varphi(x, y) = 2 \cdot \pi \cdot \frac{d \cdot (n_T \cdot T_{mean}(x, y) - n_T \cdot T_{ref})}{\lambda} \quad (4.2.17)$$

unde T_{mean} - temperatura medie, T_{ref} - temperatura de referință, n_0 - indicele de refracție la 0°C, iar n_T - este panta de variație a indicelui de refracție cu temperatura.

Pe baza acestei relații se poate determina temperatura medie după direcția fasciculului laser. Înainte însă de a scrie ultima relație trebuie făcută o observație. Să presupunem ca avem un anumit câmp de temperaturi căruia îi corespunde o anumită distribuție a fazei φ . În cazul în care translatăm câmpul de temperaturi, în așa fel încât faza φ să se modifice cu 2π , vom avea pentru un nivel diferit de temperaturi, aceeași distribuție a fazei φ . Din această cauză este necesară instalarea în interiorul secțiunii de testare a unei termocuple pentru a determina nivelul temperaturilor și a avea o temperatură de referință. Relația de mai sus se poate scrie, dacă se ține cont de faptul că se măsoară temperatura de referință, sub forma:

$$T_{mean}(x, y) = \frac{\lambda \cdot \varphi(x, y)}{2 \cdot \pi \cdot d \cdot n_T} + C \quad (4.2.18)$$

unde C este o constantă care se determină în funcție de temperatura de referință măsurată cu ajutorul termocuplei conform relației.

$$T_{mean}(x_0, y_0) = T_0 \quad (4.2.19)$$

unde x_0, y_0 sunt coordonatele punctului de fixare a termocuplei situat în interiorul celulei de testare în zona în care temperatura are aceeași valoare indiferent de coordonata z iar T_0 este temperatura determinată cu aceasta.

4.2.2.5 Determinarea temperaturii locale

Este știut faptul că pe baza măsurătorilor interferometrice pot fi determinate doar valori medii după direcția razei luminoase. Determinarea temperaturilor locale poate fi făcută doar în cazul în care procesul studiat prezintă o simetrie axială. În cazuri contrare, determinarea temperaturii locale se face prin măsurători după mai multe direcții cu ajutorul unui tomograf optic [36].

În cazul proceselor axial simetrice, pentru determinare temperaturii locale vom considera următorul aranjament al secțiunii de testare și al procesului din

interiorul acesteia. Se consideră o secțiune transversală a celulei de testare, având lungimea l după direcția fascicului laser. De asemenea, se consideră că în interiorul secțiunii de testare avem două regiuni despărțite de cercul de rază R . În interiorul cercului procesul este axial simetric $T(r)$, iar în exteriorul cercului avem o temperatură constată și egală cu T ($T=T(R)$).

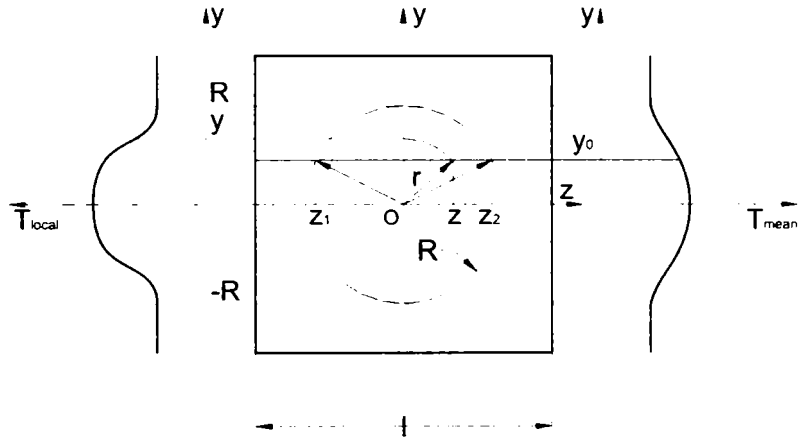


Figura 4.2.12 Schema de principiu, conversia temperaturii medii în temperatură locală pentru un proces axial simetric

Calculul temperaturii medii într-o anumită poziție se face aplicând următoarea relație:

$$T_{mean}(y) = \begin{cases} T & y > R \\ \frac{1}{l} \cdot \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} T_{local}(z, y) dz & -R < y < R \\ T & y < -R \end{cases} \quad (4.2.20)$$

Dacă considerăm $-R < y_0 < R$ relația de mai sus devine:

$$T_{mean}(y_0) = \frac{1}{l} \cdot \left[\int_{-\sqrt{R^2 - y_0^2}}^{\sqrt{R^2 - y_0^2}} T_{local}(z, y_0) dz + (l - 2 \cdot \sqrt{R^2 - y_0^2}) \cdot T \right] \quad (4.2.21)$$

Deoarece avem de a face cu o simetrie axială (figura 4.2.13), putem scrie:

$$\frac{r}{z} = \frac{dz}{dr} \quad (4.2.22)$$

$$dz = \frac{rdr}{z} = \frac{rdr}{\sqrt{r^2 - y^2}} \quad (4.2.23)$$

$$T_{mean}(y_0) = \frac{1}{l} \left[2 \cdot \int_{y_0}^R T_{local}(r) \frac{rdr}{\sqrt{r^2 - y_0^2}} + (1 - 2 \cdot \sqrt{R^2 - y_0^2}) \cdot T \right] \quad (4.2.24)$$

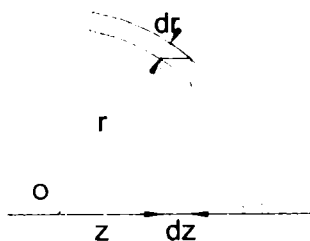


Figura 4.2.13 Trecerea de la un sistem de coordonate la altul

Deoarece temperatura locală este prezentată ca o funcție de variabila y putem scrie $T(r) = T_{local}(y)$ și chiar mai mult $dy = dr$. În aceste condiții, formula de mai sus devine:

$$T_{mean}(y_0) = \frac{1}{l} \left[2 \cdot \int_{y_0}^R T_{local}(y) \frac{ydy}{\sqrt{y^2 - y_0^2}} + (1 - 2 \cdot \sqrt{R^2 - y_0^2}) \cdot T \right] \quad (4.2.25)$$

Această relație permite determinarea temperaturii medii dacă se cunoaște distribuția temperaturii locale. În cazul experimentelor se dorește tocmai procedura inversă și anume determinarea temperaturii locale pe baza temperaturii medii. În cazul proceselor axial simetrice este necesară o singură distribuție a temperaturii medii.

Deoarece măsurarea fazei ϕ și determinarea temperaturii medii se fac în mod discret, și algoritmul de calcul al temperaturii locale va fi dezvoltat în formă discretă, mult mai accesibil din punct de vedere matematic. Vom considera pentru aceasta același aranjament prezentat mai sus.

Calculul temperaturii medii după direcția z de propagare a fascicului laser se face pe baza următoarei relații:

$$T_{mean}(y_j) = \frac{2}{l} \left[\sum_{i=j}^n [T_{local}(z_i, y_j) \cdot \Delta z] + \left(\frac{l}{2} - \sqrt{R^2 - y_j^2} \right) \cdot T \right] \quad (4.2.26)$$

unde:

$$z_{i+1} = \sqrt{r_{i+1}^2 - y_j^2} \quad (4.2.27)$$

$$z_i = \sqrt{r_i^2 - y_j^2} \quad (4.2.28)$$

$$\Delta z_i = \sqrt{r_{i+1}^2 - y_j^2} - \sqrt{r_i^2 - y_j^2} \quad (4.2.29)$$

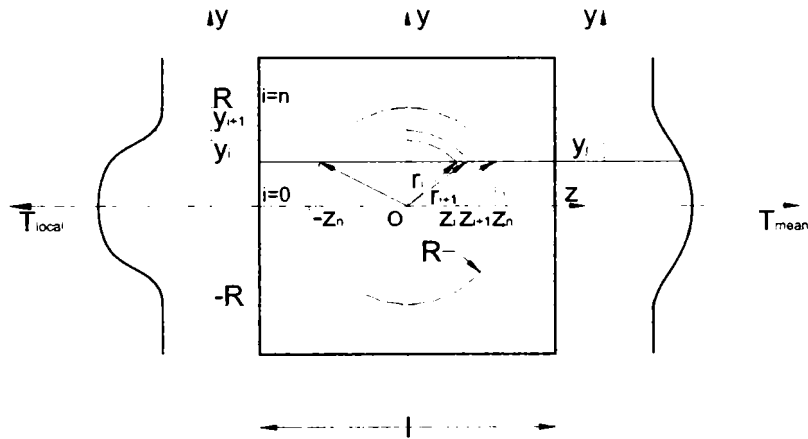


Figura 4.2.14 Conversia temperaturii medii în temperatură locală pentru un proces axial simetric,

Ca și în cazul precedent putem scrie $T(r_i) = T_{local}(y_i)$, $y_i = r_i$, de asemenea $T(z_i, y_j) = T(r_i) = T_{local}(y_i)$. Din aceste considerente relația de mai sus devine:

$$T_{mean}(y_j) = \frac{2}{l} \cdot \left[\sum_{i=j}^n \left[T_{local}(y_i) \cdot \left(\sqrt{y_{i+1}^2 - y_j^2} - \sqrt{y_i^2 - y_j^2} \right) \right] + \left(\frac{l}{2} - \sqrt{R^2 - y_j^2} \right) \cdot T \right] \quad (4.2.30)$$

$$\Delta z_i = \left(\sqrt{y_{i+1}^2 - y_j^2} - \sqrt{y_i^2 - y_j^2} \right) \quad (4.2.31)$$

Făcând următoarea notație:

$$B_j = \left(\frac{l}{2} - \sqrt{R^2 - y_j^2} \right) \quad (4.2.32)$$

relația (4.2.30) poate fi scrisă sub forma

$$T_{mean}(y_j) = \frac{2}{l} \cdot \left[\sum_{i=j+1}^n \left[T_{local}(y_i) \cdot \Delta z_i \right] + T_{local}(y_j) \cdot \sqrt{y_{j+1}^2 - y_j^2} + B_j \cdot T \right] \quad (4.2.33)$$

Pe baza acestei relații, determinăm temperatura locală corespunzătoare poziției y_i :

$$T_{local}(y_j) = \frac{T_{mean}(y_j) \cdot \frac{l}{2} - \sum_{i=j+1}^n A_i \cdot T_{local}(y_i) - B_j \cdot T}{\sqrt{y_{j+1}^2 - y_j^2}} \quad (4.2.34)$$

Datorită recursivității relației de mai sus, în determinarea temperaturii locale calculul trebuie să pornească din zona în care temperatura locală este egală cu temperatura medie, urmând apoi să fie determinată pas cu pas până în momentul atingerii axei de simetrie.

Aplicarea relației de mai sus pentru fiecare linie a pozei, care ne descrie temperatura medie, conduce la determinarea temperaturii locale în planul de simetrie. O exemplificare a algoritmului prezentat este redată în figurile de mai jos.

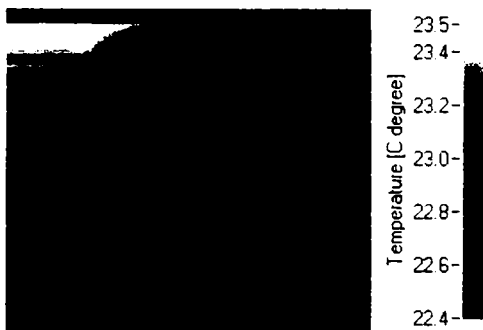


Figura 4.2.15 Distribuția temperaturii medii

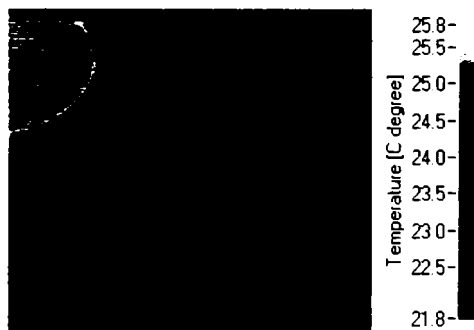


Figura 4.2.16 Distribuția temperaturii locale

4.2.2.6 Calibrarea

Prin calibrarea sistemului se înțelege determinarea distanței de deplasare a oglinzii necesară obținerii unei diferențe de fază de $\pi/2$ între cele două fascicule laser. Calibrarea sistemului se realizează în regim automat pe baza unui algoritm special elaborat în acest scop.

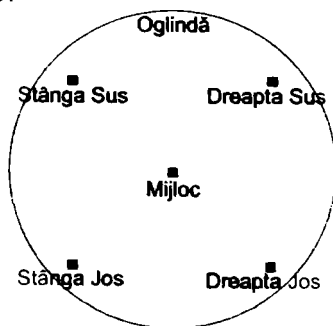


Figura 4.2.17 Amplasarea pixelilor de interes în câmpul vizual

Într-o primă etapă, oglinda este deplasată cu pași mici pe o anumită distanță prescrisă de către utilizator, înregistrându-se poziția și intensitatea

luminoasă corespunzătoare unui număr de 5 pixeli uniform distribuiți pe suprafața interferogramei. Distribuția acestora este prezentată în figura 4.2.17. Pentru fiecare pixel în parte se trasează curba de variație a intensității luminoase în funcție de poziția oglinzii.

Deoarece se consideră că oglinda se deplasează liniar, curbele de variație ale intensității luminoase în funcție de deplasarea oglinzii pot fi aproximate cu funcții sinusoidale (formula 2.2.11) în concordanță cu ecuația interferogramei ideale:

$$I(d) = A \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot \nu \cdot d + \varphi) + B \quad (4.2.35)$$

unde au fost folosite următoarele notații:

A	-	amplitudinea semnalului
ν	-	frecvența semnalului [1/nm]
φ	-	faza inițială [rad]
B	-	valoare medie a semnalului
d	-	poziția oglinzii [nm]

Cei patru parametri A, ν , φ și B trebuie determinați pentru fiecare pixel luat în considerare, în așa fel încât să urmărească cât mai bine valorile măsurate. Frecvența semnalului a fost determinată pe baza transformatei Fourier (FFT-Fast Fourier Transform), amplitudinea A, a fost aproximată pe baza valorilor maxime și minime ale semnalului, faza inițială φ a fost considerată zero, iar valoarea medie a semnalului B a fost de asemenea determinată pe baza valorilor maxime și minime ale semnalului. Plecând de la aceste valori inițial determinate, a fost aplicată metoda gradientului în vederea determinării celor mai buni parametri care determină o abatere medie pătratică minimă:

$$MSR = \sqrt{\frac{1}{n} \cdot \sum_1^n (m(d) - I(d))^2} \quad (4.2.36)$$

MSR	-	abaterea pătratică minimă
$m(d)$	-	valori măsurate
$I(d)$	-	valori estimate

În final se obțin, pentru fiecare curbă în parte, cei 4 parametri care le caracterizează. Frecvența principală se calculează ca valoare medie a celor 5 frecvențe determinate. Pe baza acesteia, se poate determina folosind următoarea relație (4.2.37), cu cât trebuie deplasată oglinda pentru a asigura o schimbare de fază de $\pi/2$.

$$d = \frac{1}{4 \cdot \nu} \quad (4.2.37)$$

La finalul calibrării este creat un fișier în care sunt trecute datele necesare măsurărilor ulterioare.

4.2.2.7 Analiză de caz a erorilor de măsurare

Exemplificarea cu date a algoritmului de mai sus și evidențierea problemelor ce pot apărea pe parcursul calibrării, sunt discutate în continuare.

În figura 4.2.18 sunt prezentate curbele intensității luminoase în funcție de poziția oglinzii atât pentru valorile măsurate cât și pentru cele estimate.

Cu linie continuă sunt prezentate curbele estimate iar valorile măsurate sunt prezentate cu marcatori. După cum se poate vedea, valorile estimate urmăresc foarte bine valorile măsurate, dar faptul că anumite curbe au o frecvență mai mare decât altele, indică faptul că oglinda nu se deplasează paralel cu ea însăși. Acest lucru este evidențiat și în tabelul 3.1 unde sunt prezentate valorile caracteristice fiecărei curbe.

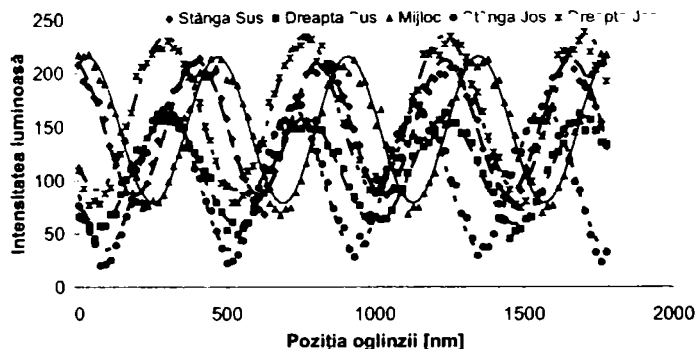


Figura 4.2.18 Variația intensității luminoase, măsurată și estimată, pentru pixelii luați în considerare

Tabel 4.2.1 Mărimile caracteristice pentru curbele din figura 4.2.18

Pixel	Amplitudine	Frecvența	Faza Inițială	Val.Medie	MSR
Stânga Sus	62.87897	0.002387	1.834756	149.2237	7.792227
Dreapta Sus	50.28422	0.002135	-2.46748	108.5686	6.467525
Mijloc	68.61773	0.002279	1.098071	146.6729	7.702466
Stânga Jos	66.85323	0.00237	-2.91275	101.2979	7.800466
Dreapta Jos	71.87067	0.002128	-2.41011	163.1476	9.503565
Valori medii	6.410.096	0.001.833	0.430.759	1.337.821	-

Un calcul mai detaliat permite determinarea poziției reale a oglinzii în fiecare punct de măsură. Valoarea poziției reale în funcție de poziția măsurată cu ajutorul traductorului capacitiv inclus în elementul piezo este prezentată în figura 4.2.19.

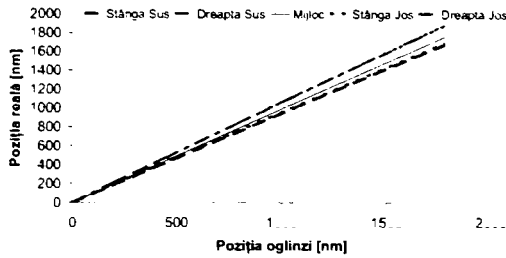


Figura 4.2.19 Poziția reală a oglinzii-piezo relativ la poziția indicată de traductor

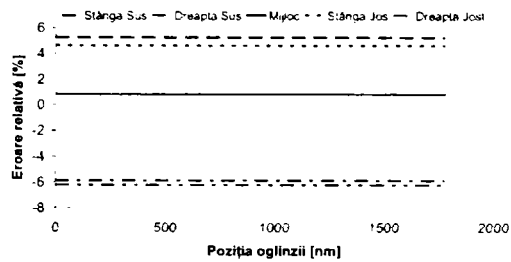


Figura 4.2.20 Eroarea relativă produsă

Eroarea relativă caracteristică fiecărui pixel este prezentată în figura 4.2.20. Datele indică o deplasare mai rapidă a părții din stânga și a părții de sus. Aceste erori, se vor regăsi în valorile temperaturii măsurate. Ca urmare, este necesară o cuantificare a acestora. Evaluarea acestor erori precum și a celor de altă natură se va face în paragraful 4.2.2.8.

4.2.2.8 Analiza erorilor de măsură

Analiza propagării erorilor este necesară pentru a determina precizia cu care poate fi măsurată temperatura, folosind această tehnică de măsură. În continuare vor fi prezentate pas cu pas principalele surse de erori și modul în care acestea se propagă și influențează valoarea finală a temperaturii.

• Caracteristica elementului piezo

Pentru determinarea fazei folosind metoda celor 4 interferograme se consideră că oglinda piezo are o caracteristică liniară și uniformă pe toată suprafața acesteia, adică oglinda se deplasează cu anumiți pași foarte bine stabiliți, rămânând în același timp paralelă cu ea însăși. Acest aspect nu este respectat în realitate, unde avem de-a face cu o caracteristică liniară însă diferită pe suprafața oglinzii, lucru evidențiat anterior în paragraful 4.2.2.6.

Ca urmare, faza va fi detectată cu o anumită eroare, care depinde de formula de calcul folosită. Pentru a cuantifica eroarea produsă datorită liniarității diferite în ceea ce privește deplasarea oglinzii, vom calcula pentru diferite faze intensitatea luminoasă produsă folosind ecuația interferogramei ideale, ținând cont de deplasarea reală a oglinzii pentru ca apoi, folosind una din formulele de calcul, să recalculăm faza. Făcând diferența între faza inițială și cea detectată pe baza intensității luminoase putem evidenția eroarea produsă ca urmare a liniarității diferite. Pentru acest calcul s-a considerat că o deplasare a oglinzii cu un pas $d=110.6\text{nm}$ corespunde la o schimbare de fază cu un pas $\varphi=n/2$, pasul real de deplasare a oglinzii fiind $d_1=d(1\pm 0.05)$.

În figura 4.2.21 și 4.2.22 este redată valoarea detectată a fazei precum și erorile produse, corespunzătoare diferitelor formule de calcul.

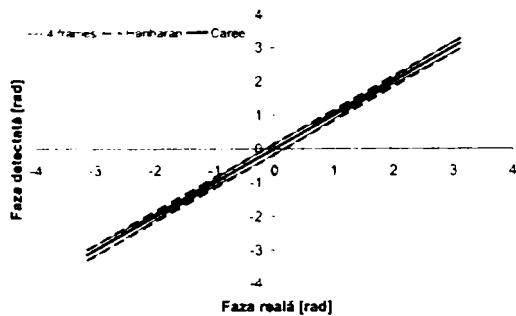


Figura 4.2.21 Faza detectată în funcție de faza reală pentru o eroare a pasului de deplasare a oglinzii piezo de $\pm 5\%$

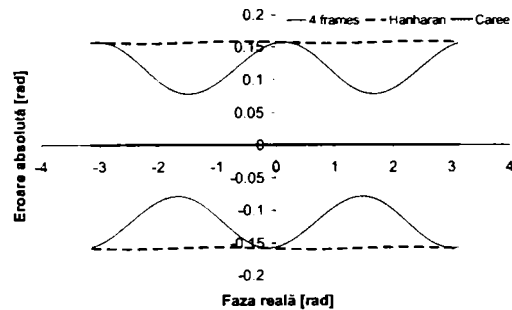


Figura 4.2.22 Eroare cu care faza este detectată pentru o eroare a pasului de deplasare a oglinzii piezo de $\pm 5\%$

După cum se observă, eroarea cea mai mică pentru condițiile prezentate este obținută dacă se folosește formula lui Caree. Dacă s-ar considera că oglinda se deplasează paralel cu ea însăși, dar pașii cu care aceasta se deplasează nu corespund întocmai unei schimbări de fază egală cu $\pi/2$, atunci poate fi luată în considerare și formula lui Hariharan deoarece faza finală va fi doar translatată față de cea reală, aspect eliminat din rezultatul final o dată cu conversia în temperatură. În cazul utilizării metodei celor patru interferograme sau a formulei lui Hariharan, o deplasare a oglinzii cu un pas mai mare cu 5% decât cel necesar duce la o eroare maximă a determinării fazei în jur de -0.15 radiani iar un pas mai mic cu 5% duce la o eroare maximă de 0.15 radiani. În cazul formulei lui Caree, eroarea este nesemnificativă. Ca urmare, pentru cazul concret prezentat în lucrarea de față, folosirea formulei lui Caree, va duce la reducerea semnificativă a erorilor datorate liniarității diferite a elementului piezo.

• Digitizarea imaginilor

În procesul de digitizare a imaginilor, trebuie avute în vedere două surse de erori. Pe de o parte, avem o discretizare a semnalului luminos care implică, în primă etapă, o transformare a intensității luminoase în semnal electric urmată de o conversie a acestuia în semnal digital. Semnalul digital poate lua orice valoare în intervalul $0 - 255$, pasul fiind egal cu unitatea.

Pe de altă parte, avem de-a face cu o discretizarea în spațiu a semnalului luminos deoarece camera digitală are un număr finit de pixeli. Această componentă poate avea o influență majoră atunci când variația fazei în spațiu este mare. Determinarea erorii cu care este determinată faza se poate face cu formula 4.2.38.

$$\Delta\varphi(i, j) = \sum_{i=1}^n \left| \frac{\partial\varphi(i, j)}{\partial I_i(i, j)} \right| \cdot \Delta I + \frac{\partial\varphi(i, j)}{\partial i} \cdot \Delta i + \frac{\partial\varphi(i, j)}{\partial j} \cdot \Delta j \quad (4.2.38)$$

unde

$\Delta I = 1$, deoarece intensitatea luminoasă poate lua orice valoare între 0 și 255 cu pasul de 1 .

n este numărul de interferograme necesar pentru calculul fazei $n=4$ pentru cazul metodei celor 4 interferograme sau pentru algoritmul lui Care și $n=5$ pentru cazul formulei lui Hariharan

$\Delta i=1$, $\Delta j=1$, i și j sunt indicii pixelilor în interiorul pozei; ulterior se va face corecția ținând cont de dimensiunea reală a pixelilor respectiv de trecerea la coordonatele x și y

În figura 4.2.23 sunt redată erorile datorate digitizării intensității luminoase. După cum se vede erorile produse în acest caz sunt ne semnificative iar diferențele între cele trei formule de calcul sunt de asemenea minore.

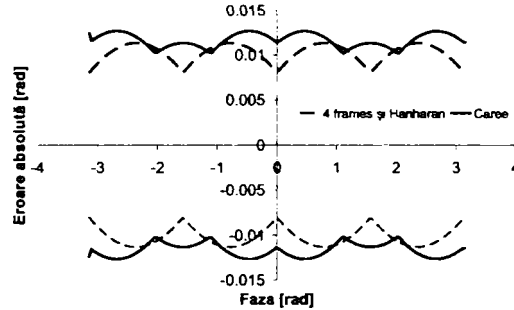


Figura 4.2.23 Eroarea datorată digitizării imaginii respectiv componenta datorată digitizării intensității luminoase

Erorile datorate digitizării spațiale depind de distribuția reală a fazei în spațiu și diferă de la o măsurătoare la alta. În consecință, analiza acestei erori se va face pe un caz real. Deoarece este dificil să se calculeze derivatele fazei în raport cu indicii i și j , faza poate fi calculată folosindu-se algoritmul lui Itoh, iar apoi filtrată după care se pot calcula numeric derivatele după cele două axe. Filtrarea este necesară deoarece calcularea unei derivate numerice bazată pe un semnal măsurat este relativ dificilă, ca urmare a faptului că acesta are o componentă aleatoare.

- **Algoritmul lui Itoh**

Formula pe baza căreia se poate cuantifica eroarea produsă ca urmare a aplicării acestui algoritm este redată mai jos:

$$\Delta\varphi_{ui} = \frac{1}{1 + [\tan(\varphi_{wi} - \varphi_{w(i-1)})]^2} \cdot \frac{1}{[\cos(\varphi_{wi} - \varphi_{w(i-1)})]^2} \cdot (\Delta\varphi_{wi} - \Delta\varphi_{w(i-1)}) + \Delta\varphi_{u(i-1)} \quad (4.2.39)$$

- **Conversia fazei în temperatură**

Pentru a determina modul în care erorile se propagă ca urmare a conversiei fazei în temperatură, trebuie avută în vedere formula de conversie a fazei în temperatură, respectiv ecuația 4.2.18. Pe baza acesteia se poate determina eroarea de măsură a temperaturii medii. Formula de calcul a erorii este:

$$\Delta T_{mean}(x, y) = [T_{mean}(x, y) - C] \cdot \left[\left| \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right| + \left| \frac{\Delta\varphi(x, y)}{\varphi(x, y)} \right| + \left| \frac{\Delta d}{d} \right| + \left| \frac{\Delta n_T}{n_T} \right| \right] + |\Delta C| \quad (4.2.40)$$

unde următorii termeni reprezintă erorile relative datorate:

$$\left| \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right| \quad - \text{lungimii de undă;}$$

$$\left| \frac{\Delta \varphi(x, y)}{\varphi(x, y)} \right| \quad - \text{fazei măsurate;}$$

$$\left| \frac{\Delta d}{d} \right| \quad - \text{lungimii secțiunii de testare după direcția fascicului laser;}$$

$$\left| \frac{\Delta n_T}{n_T} \right| \quad - \text{pantei curbei de variație a indicelui de refracție cu}$$

temperatura;

$$|\Delta C| \quad - \text{temperaturii de referință măsurate cu ajutorul termocuplei.}$$

- **Calcularea temperaturii locale pe baza temperaturii medii**

Conversia temperaturii medii în temperatură locală (vezi formula 4.2.34) introduce două surse de eroare și anume: dimensiunea reală care corespunde în cadrul unei interferograme unui pixel și eroarea cu care se determină poziția axei de simetrie.

Pentru a calcula eroarea cu care se determină temperatura locală se poate folosi formula:

$$\Delta T_{local}(x, y) = \frac{\partial T_{local}(x, y)}{\partial T_{mean}(x, y)} \cdot \Delta T_{mean}(x, y) + \frac{\partial T_{local}(x, y)}{\partial P} \cdot \Delta P + \frac{\partial T_{local}(x, y)}{\partial R} \cdot \Delta R \quad (4.2.41)$$

unde P reprezintă dimensiunea reală ce corespunde în cadrul unei interferograme unui pixel, iar R este poziția axei de simetrie.

Pentru că este relativ dificil să se determine modul în care eroarea se propagă folosind formula 4.2.34, aceasta se va determina folosind următoarea aproximație pentru calculul erorilor datorate fiecărei componente în parte:

$$\Delta T_{local1}(T_{mean}, P, R) = T_{local}(T_{mean} + \Delta T_{mean}, P, R) - T_{local}(T_{mean}, P, R) \quad (4.2.42)$$

$$\Delta T_{local2}(T_{mean}, P, R) = T_{local}(T_{mean}, P + \Delta P, R) - T_{local}(T_{mean}, P, R) \quad (4.2.43)$$

$$\Delta T_{local3}(T_{mean}, P, R) = T_{local}(T_{mean}, P, R + \Delta R) - T_{local}(T_{mean}, P, R) \quad (4.2.44)$$

eroarea totală fiind:

$$\Delta T_{local}(T_{mean}, P, R) = \Delta T_{local1}(T_{mean}, P, R) + \Delta T_{local2}(T_{mean}, P, R) + \Delta T_{local3}(T_{mean}, P, R) \quad (4.2.45)$$

- **Devierea luminii într-un câmp cu indice de refracție variabil**

Din considerente de simplificare a algoritmului de procesare a datelor, s-a considerat ca radiația se propagă rectiliniu. Însă, atunci când lumina traversează un câmp cu indice de refracție variabil, traiectoria sa nu va fi o linie dreaptă ci o traiectorie dictată de modul de variație al acestuia. Pentru a reduce cât mai mult posibil efectele curbării razei luminoase se recomandă ca planul focal să fie cât mai aproape de axa de simetrie a procesului iar lentilele obiectivului camerei video să fie cât mai aproape de celula de testare.

Folosind relațiile prezentate de către I. H. Lira [56] se poate estima deviația luminii în funcție de procesul studiat dacă acesta prezintă simetrie axială .

$$\frac{dN(y)}{dy} = \pm \frac{n}{\lambda} \cdot \sin(\alpha) \quad (4.2.46)$$

unde:

N – numărul de franje;
 y – poziția;
 n – indicele de refracție;
 λ – lungimea de undă;
 α – unghiul format între raza de lumină la intrarea în celula de testare și raza de lumină la ieșirea din celula de testare.

Pentru experimentele considerate, cea mai defavorizantă situație este atunci când avem 2 pixeli pe franjă. Dacă se ține cont de faptul că unui pixel îi corespunde în realitate un câmp cu lungimea de 0.01185 mm și că lungimea de undă a laserului este de 657nm, iar indicele de refracție pentru o temperatură de 20°C este de 1.3537, atunci deviația luminii este de 1.1734 grade. Pe baza acestei deviații este posibil să calculăm poziția razei la intrare respectiv la ieșirea din celula de testare aplicând formula [56].

$$y_0 = y \cdot \cos(\alpha) - L \cdot \sin(\alpha) \quad (4.2.47)$$

unde:

y₀ – poziția razei la intrare;
 y – poziția razei la ieșire;
 L – distanța dintre planul focal și axa de simetrie a procesului.

Planul focal a fost ales în așa fel încât să corespundă centrului celulei de testare care în principiu corespunde cu axa de simetrie a procesului deci L=0. Și pentru că bulele de vapori studiate au un diametru în jur de 4 mm, iar la interfața lichid vapori avem gradientul cel mai mare al indicelui de refracție s-a considerat o poziție a razei la ieșire de y=2mm. În condițiile prezentate anterior acestei poziții îi corespunde o poziție la intrare de y₀=1.99958mm. Diferența între cele două poziții este de 0.42μm. Deoarece unui pixel îi corespunde un câmp cu lungimea de 11,85 μm și pentru că a fost luată în considerare cea mai defavorabilă situație, se consideră că eroarea produsă datorită devierii razei de lumină este nesemnificativă.

4.2.3 Prezentarea termometriei infraroșu

Determinarea experimentală a temperaturii foliei încălzitoare au fost realizată cu ajutorul unei camere video în infraroșu de tipul IN-Phoenix M1 echipată cu un obiectiv IN-MID50 și cu sistem de răcire a detectorului. Temperatura acestuia pe durata măsurătorilor fiind setată la 70K.

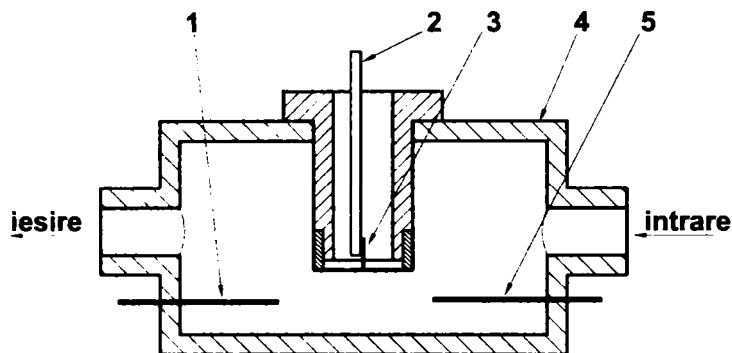


Figura 4.2.24 Prezentarea schematică a încălzitorului și a cuvei termostate

Precizia mai ridicată a măsurătorilor este asigurată prin acoperirea suprafeței metalice a încălzitorului cu un strat subțire ($\sim 10 \mu\text{m}$) de vopsea neagră mată, reducând astfel reflexia și îmbunătățind emisivitatea. Prin dublarea electrodului central 3 cu un electrod mai gros 2, realizat din cupru se asigură o încălzire mai redusă și o evacuare mai bună a căldurii generate, evitând astfel existența unei surse de radiație care ar afecta semnificativ măsurătorile. O prezentare schematică a soluției folosite pentru electrodul central este prezentată în figura 4.2.24.

În cazul în care factorul de emisie și modul de variație al acestuia cu temperatura nu este cunoscută trebuie făcută o calibrare pentru a stabili corelația dintre intensitatea luminoasă înregistrată cu ajutorul camerei video și temperatură. În acest scop s-a realizat un sistem pentru menținerea încălzitorului la o anumită temperatură prescrisă.

În figura 4.2.24 este prezentat schematic modul în care a fost făcută calibrarea. Se pot distinge încălzitorul așa cum este el folosit în celula de testare și o cuvă 4 realizată din material plastic prin care este circulată apa de la un termostat. Temperatura în interiorul băii este determinată cu ajutorul a două termocuple 1 și 5. Pentru a stabili corelația dintre intensitatea luminoasă și temperatură se recurge la o prelucrare a imaginilor obținute și anume se determină intensitatea luminoasă medie ce corespunde temperaturii la care a fost determinată. În figura 4.2.25 este prezentată variația intensității luminoase în raport cu temperatura.

Măsurătorile de calibrare au fost repetate la intervale de câteva zile și pentru diferite încălzitoare. Ca urmare au fost obținute trei curbe diferite. Diferențele dintre cele trei măsurători pot fi explicate prin existența altor condiții de testare și anume o grosime a stratului de vopsea aplicat pe încălzitor diferită, temperatura ambiantă diferită și deci un zgomot de fond diferit. Deci înaintea realizării oricărui experiment cu bulă de vaporii încălzitorului ar trebui calibrat în prealabil pentru a avea corelația corectă între intensitatea luminoasă și temperatură. Cu toate acestea zgomotul de fond nu poate fi monitorizat în permanență. Un lucru foarte important de observat este faptul că punctele măsurate în domeniul investigat au o variație liniară și sunt paralele. Faptul că cele trei curbe rămân

paralele ne permite să nu folosim întreaga curbă de calibrare ci doar panta acesteia. Astfel putem determina temperaturile relative între diferitele puncte din termogramă. Pentru a determina temperaturile absolute este nevoie de un punct de referință lucru care poate fi asigurat fie cu ajutorul unei termocuple fie considerând că la o distanță suficient de mare de bula de vapori acolo unde și temperatura încălzitorului este redusă, temperatura pe ambele părți ale foliei încălzitoare este aceeași. Astfel, în această zonă temperatura determinată cu ajutorul camerei infraroșu și cea determinată cu ajutorul interferometriei trebuie să fie egale.

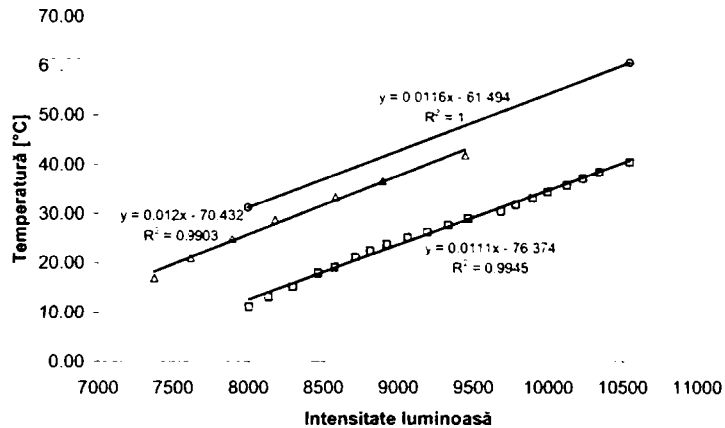


Figura 4.2.25 Calibrarea camerei infraroșu

Aplicarea termografiei infraroșu diferențiale asigură o îmbunătățire semnificativă a precizie măsurătorilor. Aceasta constă în scăderea termogramei de referință din termograma determinată în timpul unui experiment. Termograma de referință poate fi determinată înaintea începerii experimentului propriu-zis atunci când în interiorul celei de testare temperatura este constantă și uniformă, sau poate fi determinată pentru alte condiții care însă să aibă o semnificație pentru experimentul avut în vedere. Aceasta asigură pe de o parte eliminarea zgomotului de fond care va fi similar pentru cele două termograme și prin această diferență se elimină efectele datorate neregularităților stratului de vopsea. Deci precizia diferenței celor două termograme este mai mare decât precizia fiecărei termograme luată în parte.

4.3 Concluzii

În cazul bulelor de vapori singulare care prezintă simetrie axială, metoda interferometrică de determinare a câmpului de temperaturi oferă informații detaliate în vederea identificării mecanismelor fundamentale ce stau la baza procesului de vaporizare.

Deoarece metoda interferometrică nu este o metodă directă de măsurare, este necesară parcurgerea unor etape foarte bine stabilite pentru determinarea câmpului de temperaturi. Ca orice tehnică de măsurare și aceasta implică cumulearea unor erori, pentru a căror diminuare este necesară o analiză amănunțită a principalelor surse.

În acest context, s-a urmărit realizarea unui echipament complex care să poată fi folosit pentru determinarea câmpului de temperaturi în jurul bulelor de vapori singulare. S-a decis utilizarea unui interferometru Mach-Zehnder datorită simplității și robusteții pe care o prezintă.

Pentru investigarea zonelor neaccesibile interferometriei, cum ar fi temperatura peretelui încălzitor, s-a recurs la termometria în infraroșu ca urmare a avantajelor pe care aceasta le prezintă.

Aria de aplicație a acestui echipament poate fi extinsă atât în cazul determinării concentrației amestecurilor binare, precum și în toate celelalte cazuri în care interferometria și-a dovedit eficiența.

5 REZULTATE EXPERIMENTALE ȘI TEORETICE

5.1 Verificarea tehnicii de măsurare

Pentru a verifica acuratețea tehnicii de măsurare s-au utilizat două metode: măsurarea temperaturii unei pseudo-bule realizate din cupru și măsurarea temperaturii vaporilor din bulă prin plasarea unei microtermocuple în interiorul acesteia.

5.1.1 Utilizarea unei pseudo-bule

Pseudo-bula este de fapt o suprafață de cupru semi-sferică inserată într-un modul care permite controlul temperaturii acesteia. În principiu, modulul realizat (figura 5.1.1) asigură circulația unui debit constant de apă furnizat de un termostat. Partea centrală a acestuia este realizată integral din cupru și izolată de corpul modulului, asigurând astfel o temperatură cât mai uniformă pe suprafața pseudo-bulei.

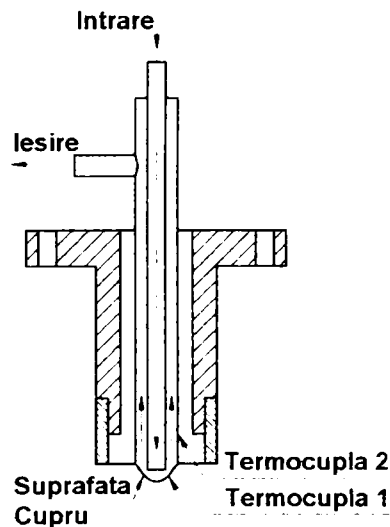


Figura 5.1.1 Schema de principiu a modului pentru verificarea tehnicii de măsurare

Pentru monitorizarea temperaturii s-au plasat două microtermocuple cu un diametru de 100 μm , una pe suprafața pseudo-bulei și una pe peretele exterior al tubului de cupru.

Pentru măsurătorile interferometrice, modulul a fost inserat în celula de testare 1 și s-a urmărit crearea unor condiții similare cu cele existente în cazul unui experiment cu bulă de vapori. În interiorul celulei de testare s-au amplasat 4 termocuple, din care una este folosită pentru obținerea temperaturii de referință iar celelalte trei pentru verificarea pantei curbei de variație a indicelui de refracție cu temperatura. Cele patru termocuple sunt fixate pe peretele celulei de testare iar

poziția acestora relativ la pseudobulă poate fi foarte bine observată în interferograma prezentată în figura 5.1.2.

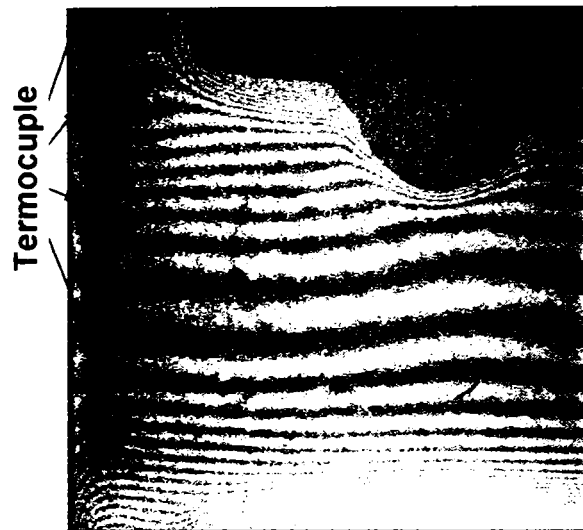


Figura 5.1.2 Interferogramă obținută în timpul experimentului

Pe baza a patru interferograme similare cu cea prezentată în figura 3.2 înregistrate inițial când temperatura în interiorul celulei de testare era uniformă, și egală cu temperatura camerei, modulul de testare cât și cel de răcire fiind oprite, s-a determinat faza inițială, faza de referință.

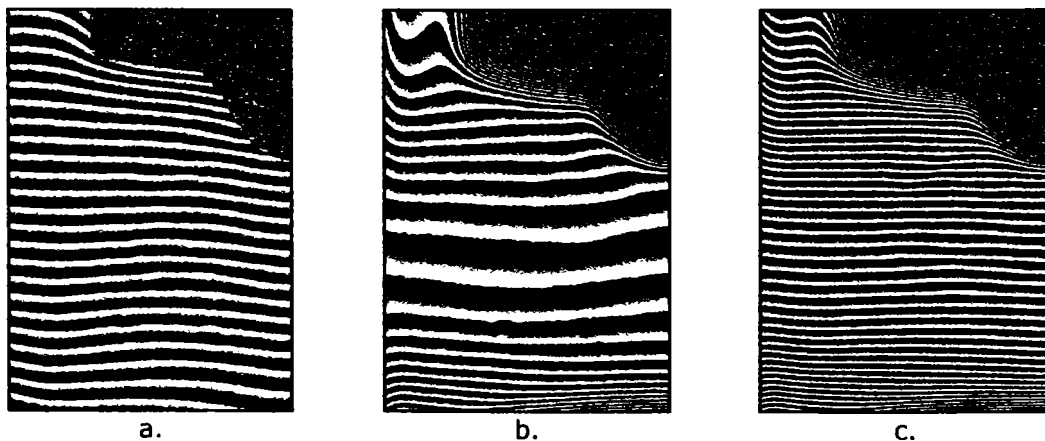


Figura 5.1.3, Fazele "împachetate" pentru: (a) condiții de referință, (b) condiții experimentale, (c) condiții experimentale din care a fost scăzută faza de referință

În mod similar, pe perioada experimentului, s-a determinat faza corespunzătoare condițiilor experimentale. Din faza determinată pe durata experimentului este scăzută faza de referință folosind formula 4.2.14 din paragraful 4.2.2.2. Fazele împachetate sunt prezentate în figura 5.1.3.

Pentru a determina temperatura locală, faza a fost despachetată aplicându-se algoritmul lui Itoh, iar conversia fazei în temperatură s-a realizat pe baza relației

4.2.18 din paragraful 4.2.2.4. Faza despachetată și temperatura medie sunt prezentate în figura 5.1.4.



Figura 5.1.4 Faza despachetată (a) și temperature medie (b)

Temperatura locală este obținută folosindu-se relația 4.2.34 paragraful 4.2.2.5, iar rezultatul este prezentat în figura 5.1.5. Temperatura suprafeței pseudo-bulei, determinată cu ajutorul interferometrului este în medie de $26,2^{\circ}\text{C}$ iar variația acesteia pe suprafață este mai mică de $\pm 0,3^{\circ}\text{C}$.

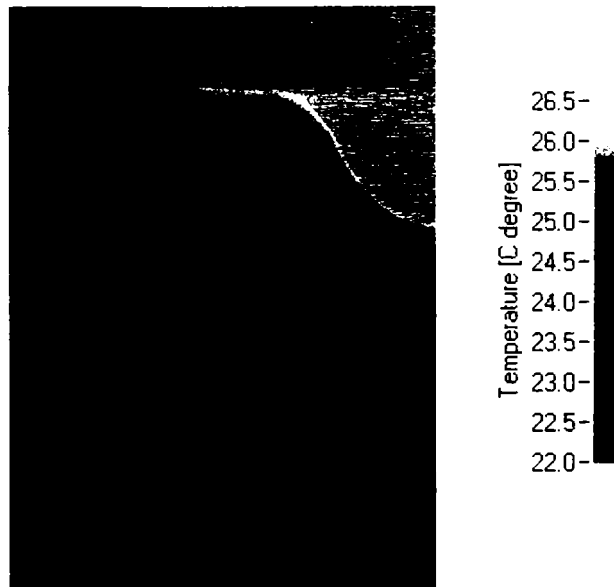


Figura 5.1.5 Distribuția temperaturii oca e

Cele două microtermocuple, amplasate în modul, indică o temperatură a pseudo-bulei de $26,17^{\circ}\text{C}$ și o temperatură a tubului de $26,55^{\circ}\text{C}$.

Acest experiment test ne arată că temperatura determinată atât cu interferometrul cât și cu termocuplele este într-o bună corelație, diferențele încadrându-se în limitele preciziei de măsură.

În ceea ce privește variația indicelui de refracție cu temperatura, o comparație între valorile înregistrate de cele patru termocuple și valorile obținute prin interferometrie, pentru două temperaturi diferite ale suprafeței de cupru, confirmă valoarea pantei curbei de variație a indicelui de refracție cu temperatura, $n_T = -0.00075$ (figurile 5.1.6 și 5.1.7).

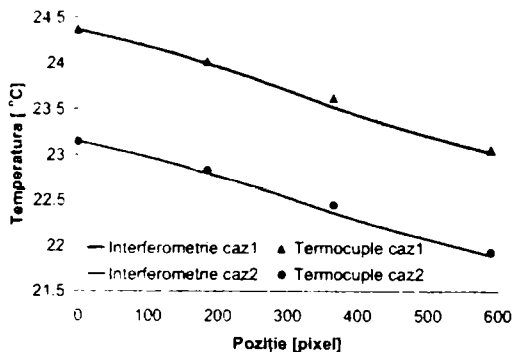


Figura 5.1.6 Temperatura măsurată cu interferometrul Tint și cu termocuple

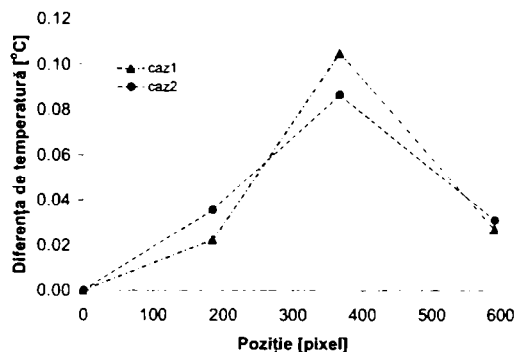


Figura 5.1.7 Diferența între temperatura determinată cu interferometrul și cea determinată cu termocuple

5.1.2 Utilizarea unei microtermocuple

Verificarea tehnicii de măsurare a temperaturii cu ajutorul interferometriei s-a făcut suplimentar cu ajutorul unei termocuple speciale de $12 \mu\text{m}$, realizate la Universitatea Tehnică din Berlin sub conducerea profesorului Auracher [57][58]. Cu ajutorul acestei termocuple s-a reușit determinarea temperaturii în interiorul bulei de vapori.

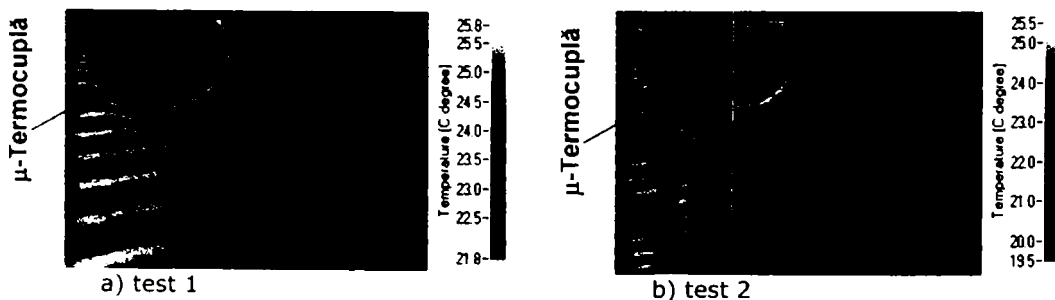


Figura 5.1.8 Rezultate comparative între măsurătorile de temperatură realizate cu interferometrul și cele cu microtermocuplă

În figura 5.1.8 a și b sunt prezentate două cazuri iar în tabelul 5.1.1 sunt centralizate datele obținute. Diferențele între indicația μ -termocuplei și a valorilor obținute cu ajutorul interferometrului sunt foarte mici, ele încadrându-se în limitele erorilor de măsurare. În concluzie și pe baza acestui test se poate afirma că temperatura determinată cu ajutorul interferometriei asigură precizia necesară.

Tabel 5.1.1 Datele centralizate pentru experimentele prezentate în figura 5.1.8

Data	Test nr.	P [mbar] (ambient)	T [°C] (μ Termo.)	T [°C] (interf.)	T [°C] (ambient)	T [°C] (B.P.)
18 Feb.2005	1	999.54	25.53	25.6 (± 0.3)	21.96	27.33
22 Feb.2005	2	984.56	25.09	25.0 (± 0.5)	23.42	26.9

5.2 Studiu de caz în propagarea erorilor

Așa cum s-a menționat, interferometria este o metodă indirectă de determinare a temperaturii în jurul bulelor de vapori și poate implica o propagare a erorilor de măsură și chiar o amplificare a acestora.

Conform analizei erorilor de măsurare putem afirma că temperatura în jurul unei bule de vapori poate fi determinată cu o precizie de $\pm 0.6-0.8^\circ\text{C}$. Pentru a proba această afirmație vor fi prezentate în continuare rezultatele analizei erorilor pentru un caz concret. Datele avute în vedere sunt prezentate în tabelul 1.

Tabel 5.2.1 Datele necesare pentru calculul erorilor de măsură

Parametru	Valoare	Eroare
Lungimea de undă λ	657 nm	$\pm 0.5\%$
Lungimea celulei de testare l	15.4 mm	$\pm 1\%$
Indicele de refracție n_T	-0.00075	$\pm 5\%$
Temperatura de referință T_{ref}	-	$\pm 0.2^\circ\text{C}$
Dimensiunea unui pixel	11.185 μm	$\pm 1.5\%$
Poziția axei de simetrie a procesului	-	$\pm 1.5\%$

Pentru exemplificare, a fost considerat un câmp de temperaturi determinat urmând algoritmul prezentat anterior. Erorile de măsură au fost determinate pentru poziția corespunzătoare liniei negre din câmpul de temperaturi (figura 5.2.1) conform cu pașii prezentați în paragraful 4.2.2.7, iar eroarea totală este prezentată în figura 5.2.2.

Se observă că în partea de început a câmpului de temperaturi, acolo unde temperatura locală ar trebui să fie egală cu temperatura medie, avem o eroare foarte mare. În schimb, la interfața lichid-vapori, aceasta atinge o valoare acceptabilă, maximul fiind de $0,52^\circ\text{C}$. În această valoare, sunt cumulate erorile datorate procesării după cum urmează:

- eroarea datorată digitizării imaginii, a despachetării fazei, respectiv a conversiei acesteia în câmp de temperaturi a cărei valoare maximă este de $0,48^\circ\text{C}$ fiind obținută la interfața lichid vapori, acolo unde, de fapt, avem și cel mai mare gradient de temperatură (figura 5.2.3 și 5.2.4);



Figura 5.2.1 Câmpul de temperaturi considerat pentru calculul erorilor

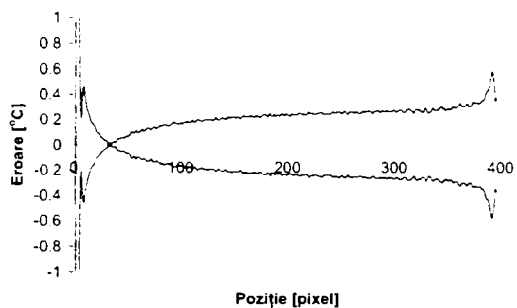


Figura 5.2.2 Eroarea totală obținută

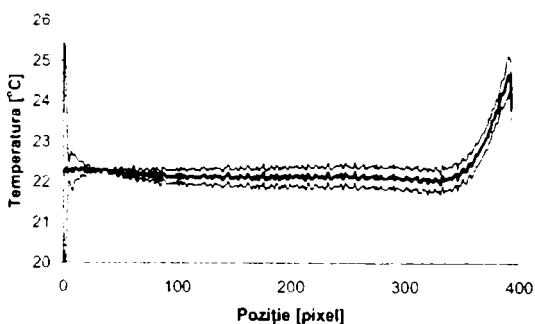


Figura 5.2.3 Distribuția temperaturii și eroarea produsă ca urmare digitizării imaginii precum și a conversiei fazei în câmp de temperaturi (medii)

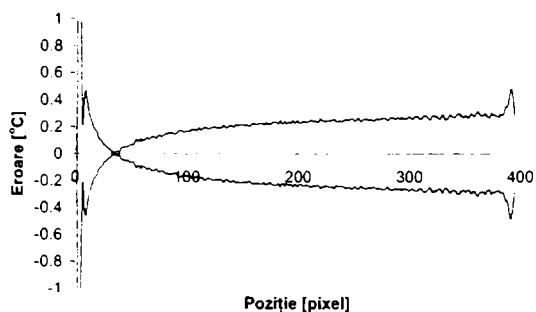


Figura 5.2.4 Eroarea produsă ca urmare digitizării imaginii precum și a conversiei fazei în câmp de temperaturi (medii)

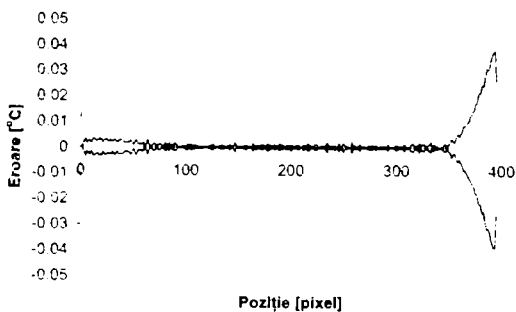


Figura 5.2.5 Eroarea produsă ca urmare a dimensiunii pixelului

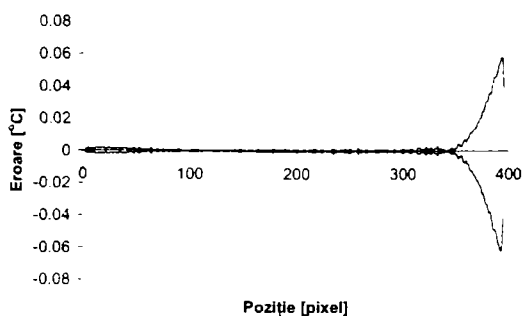
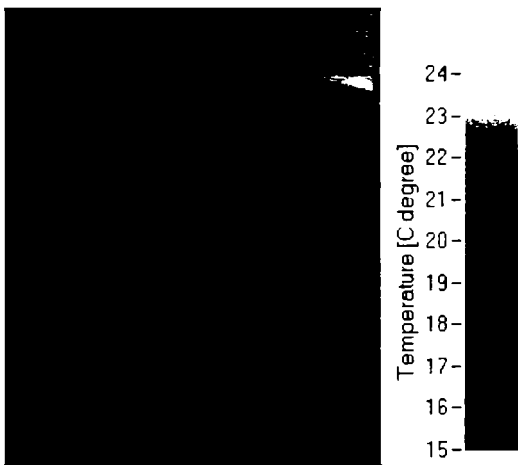


Figura 5.2.6 Eroarea datorată poziției axei de simetrie

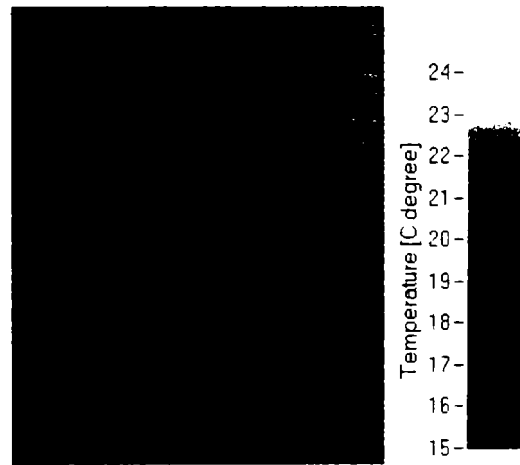
- eroarea datorată dimensiunii reale corespunzătoare unui pixel (figura 5.2.5) este de $0,04\text{ }^{\circ}\text{C}$ pentru o eroare de 1,5% în ce privește estimarea câmpului vizual atribuit unui pixel;
- pentru o abatere a poziției axei de simetrie de 1,5% se obține o eroare a temperaturii la interfață de $0,06\text{ }^{\circ}\text{C}$, așa cum poate fi observat în figura 5.2.6.

5.3 Distribuția temperaturii măsurate în jurul unei bule de vapori

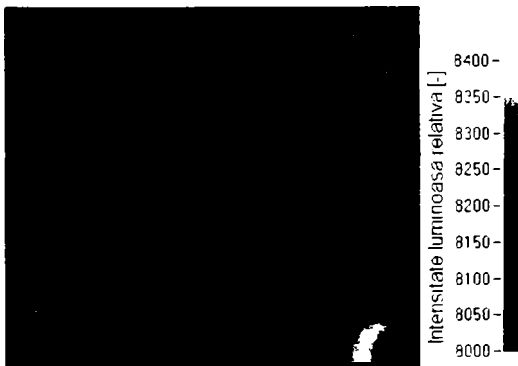
Utilizând standul experimental prezentat în capitolul 4, s-a reușit determinarea completă a câmpului de temperaturi din jurul unei bule de vapori. Distribuția temperaturii în masa lichidului a fost obținută prin măsurători interferometrice iar distribuția temperaturii pe partea superioară a foliei încălzitoare prin termometrie în infraroșu.



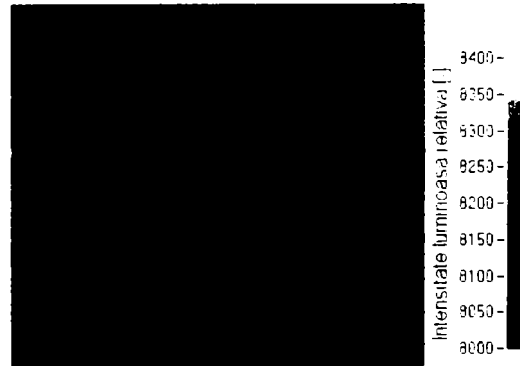
a) Distribuția temperaturii în lichid în cazul în care nu există bulă de vapori



b) Distribuția temperaturii în lichid în cazul în care există bulă de vapori



c) Temperatura foliei încălzitoare în cazul în care nu există bulă de vapori



d) Temperatura foliei încălzitoare pentru cazul în care există bulă de vapori

Figura 5.3.1 Distribuția câmpului de temperaturi

Deoarece pentru o analiză mai riguroasă a datelor obținute este importantă cunoașterea câmpului de temperaturi atât în cazul existenței bulei de vapori cât și în cazul fără bulă de vapori, vom prezenta în continuare măsurători ce corespund celor două cazuri menționate, pentru același flux de căldură introdus în sistem ce corespunde unui curent prin folia încălzitoare de 1.15 A (figura 5.3.1).

Pe baza acestor informații primare nu putem trage niște concluzii clare despre modul în care are loc procesul de vaporizare sau condensare. Se poate afirma că procesul de condensare se manifestă pe toată periferia bulei de vapori deoarece temperatura interfeței este mai mare decât temperatura masei lichide. Ca urmare a acestui fapt, deoarece bula este în echilibru, dimensiunea acesteia rămânând constantă, vaporizarea lichidului se face în zona de contact bulă de vapori - perete încălzitor, astfel că masa de lichid vaporizată să fie egală cu masa de vapori condensată la interfață. De asemenea, ca urmare a profilului câmpului de temperaturi, se mai poate spune că la interfață se manifestă convecția Marangoni, acest lucru urmând însă să fie demonstrat.

Rezultatele sub această formă nu pot furniza informația necesară pentru stabilirea fenomenelor fundamentale ce concură în procesul de vaporizare respectiv condensare, însă pot fi folosite pentru comparații cu rezultate numerice. Modelarea numerică permite calcularea câmpurilor de temperaturi în masa lichidă respectiv în folia încălzitoare pentru diferite configurații de condiții la limită putând astfel să stabilim căror efecte se datorează o anumită distribuție a temperaturii.

Așa cum s-a menționat anterior în paragraful 4.3.2, aplicarea termografiei infraroșu diferențială permite obținerea unor rezultate mai apropiate de realitate. În consecință, pentru măsurătorile prezentate anterior s-a aplicat această tehnică. În figura 5.3.3 este prezentată diferența dintre temperatura măsurată în cazul cu bulă de vapori și cea determinată în cazul fără bulă.

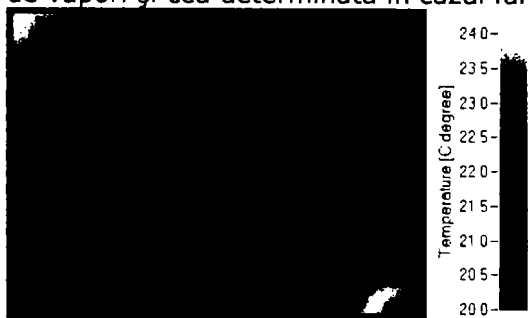


Figura 5.3.2 Temperatura foliei încălzitoare pentru cazul în care există bulă de vapori



Figura 5.3.3 Diferența de temperatură între cazul cu bulă și cel fără bulă

În cazul diferenței celor două temperaturi putem distinge o zonă circulară centrată în jurul electrodului central, situat în colțul din dreapta jos, în care diferența de temperatură este mai mică. Această temperatură redusă este pusă pe seama evaporării peliculei de lichid. Deoarece acest mod de prezentare a distribuției temperaturilor nu este destul de sugestiv în continuare se prezintă secțiuni prin acestea (figura 5.3.4 și 5.3.5).

Temperatura, în cazul în care avem o bulă de vapori pe suprafața inferioară a foliei încălzitoare, este mai mică față de cazul în care nu există o astfel de bulă cu toate că pentru ambele cazuri folia este străbătută de un curent electric de aceeași intensitate și deci avem aceeași energie introdusă în sistem. Acest lucru ne arată foarte clar că în cazul în care există o bulă de vapori schimbul de căldură între folia metalică și masa de lichid este mai eficient.

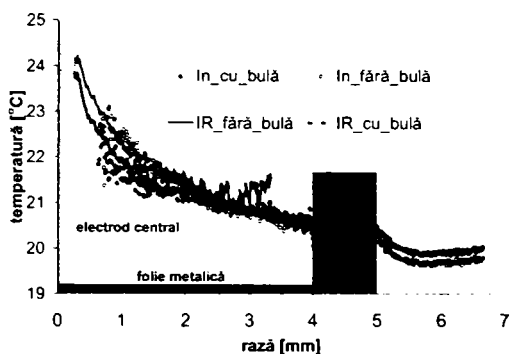


Figura 5.3.4 Distribuția temperaturii în jurul foliei încălzitoare în cazul existenței bulei de vapori precum și în cazul absenței acesteia, pentru aceeași energie introdusă în sistem

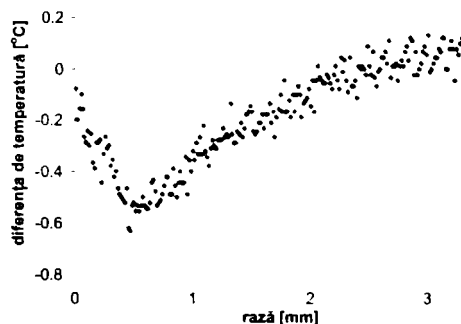


Figura 5.3.5 Diferența dintre temperatura părții superioare a foliei încălzitoare în cazul cu bulă respectiv fără bulă.

5.3.1 Determinarea caracteristicilor geometrice ale bulei și a fluxului de căldură prin interfață

Pe baza măsurătorilor prezentate anterior se mai pot determina profilul bulei și toate caracteristicile geometrice ale acesteia precum și un flux de căldură mediu prin interfața lichid vapori. Aceasta din urmă se determină considerând că în jurul bulei schimbul de căldură se face preponderent prin conducție (convecția se neglijează). Folosind formula de calcul a densității fluxului de căldură în jurul unei suprafețe sferice se poate determina o densitate medie a fluxului de căldură la interfață

$$\dot{q}_i = \lambda \cdot \frac{r}{r_i} \cdot \frac{T_i - T}{r - r_i} \quad (5.3.1)$$

$$\dot{q}_{i\text{mediu}} = \frac{\sum_{j=1}^n \dot{q}_{ij}}{n} \quad (5.3.2)$$

Determinarea profilului bulei de vapori se face pe baza ecuației lui Laplace care are forma:

$$p_v - p_{l0} - \rho \cdot g \cdot h = \sigma \cdot K \quad (5.3.3)$$

sau

$$\Delta p - \rho \cdot g \cdot h = \sigma \cdot K \quad (5.3.4)$$

unde p_v este presiunea din interiorul bulei de vapori, p_{l0} este presiunea în lichid la nivelul foliei încălzitoare, h este distanța de la folia încălzitoare la punctul curent în care se face calculul profilului bulei, σ este tensiunea superficială, K este curbura interfeței, iar Δp este presiunea capilară.

În figura 5.3.6 este prezentată corelația dintre profilul interfeței determinat pe baza relației lui Laplace și interfața reală obținută din câmpul de temperaturi. De asemenea, pe baza profilului matematic obținut se pot determina volumul bulei, aria suprafeței bulei iar unghiul de contact și raza liniei de contact sunt impuse în așa fel încât profilul calculat să se suprapună peste profilul măsurat. În tabelul 5.3.1 sunt prezentate principalele caracteristici ce pot fi obținute pe baza câmpului de temperaturi obținut în urma prelucrării interferogramelor.



Figura 5.3.6 Corelația dintre profilul interfeței calculat și cel măsurat

Tabel 5.3.1 Principalele caracteristici geometrice și termice ale bulei de vapori (figura 5.3.1 b)

Presiunea capilară	36.98 N/m ²
Raza linie de contact aparent	~ 0.000687 m
Volumul bulei de vapori	2.726 mm ³
Suprafața exterioară a bulei	6.678 mm ²
Unghiul aparent de contact	0.89 rad (~ 51°)
Densitatea medie a fluxului de căldură prin interfața lichid vapori	~950 W/m ²
Fluxul căldură prin interfață	~6.346mW
Viteza normală la interfață (datorată condensării)	~0.9mm/s

Pentru determinarea caracteristicilor din tabelul 5.3.1. a fost realizat un program special, prezentat în anexa H.

5.3.2 Analiza temperaturii înregistrate prin termometrie în infraroșu

O analiză rapidă a distribuției temperaturii pe suprafața superioară a foliei încălzitoare ne permite determinarea coeficientului de schimb de căldură între peretele încălzitor și masa lichidă. Această analiză presupune parcurgerea etapelor de calcul prezentate în anexa C împreună cu ipoteze simplificatoare considerate.

Ecuția 5.3.5 poate fi folosită pentru determinarea coeficientului de schimb de căldură α deoarece se cunosc atât temperatura foliei cât și curentul prin aceasta.

Temperatura foliei pentru cazul fără bulă e considerat ca fiind de referință. Ecuția de schimb de căldură prin folia metalică, în cazul prezenței bulei de vapori, poate fi scrisă sub forma:

$$\frac{I^2 \cdot \rho_{rez}}{4 \cdot \pi^2 \cdot r^2 \cdot d} = -\lambda \cdot d \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{dT}{dr} - \lambda \cdot d \cdot \frac{d^2T}{dr^2} + \alpha \cdot (T - T_{bulk}) \quad (5.3.5)$$

unde :

- T_{bulk} - temperatura medie în lichid;
 - T - temperatura părții superioare a foliei încălzitoare
- Iar în cazul absenței acesteia, sub forma:

$$\frac{I^2 \cdot \rho_{rez}}{4 \cdot \pi^2 \cdot r^2 \cdot d} = -\lambda \cdot d \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{dT_{ref}}{dr} - \lambda \cdot d \cdot \frac{d^2T_{ref}}{dr^2} + \alpha_{ref} \cdot (T_{ref} - T_{bulk}) \quad (5.3.6)$$

unde : α_{ref} - coeficientul de schimb de căldură între folia încălzitoare și lichid în cazul absenței bulei de vapori.

Acum coeficientul de schimb de căldură poate fi calculat fără să se mai țină cont de sursa de căldură, bazându-ne pe derivatele întâi și a doua a diferenței dintre cele două temperaturi (relația 5.3.7).

$$\alpha = \frac{1}{T - T_{bulk}} \left[\lambda \cdot d \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} (T - T_{ref}) + \lambda \cdot d \cdot \frac{d^2}{dr^2} (T - T_{ref}) + \alpha_{ref} \cdot (T_{ref} - T_{bulk}) \right] \quad (5.3.7)$$

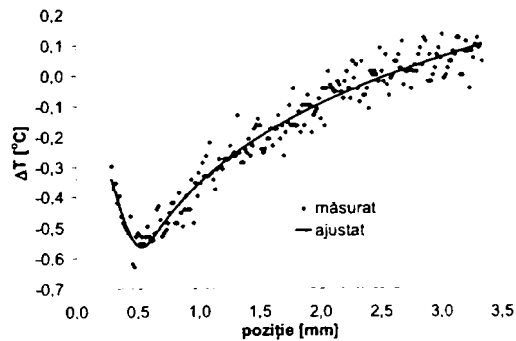


Figura 5.3.7 Diferența între temperatura foliei în cazul cu bulă și cea în cazul fără bulă

Pentru cazul concret avut în vedere s-a calculat diferența celor două temperaturi după care semnalul obținut a fost aproximat cu o funcție de forma 5.3.8:

$$\Delta T = \begin{cases} a_1 \cdot \ln(r) + a_2 & r < r_0 \\ \sum_{i=3..10} a_i \cdot r^i & r_0 \leq r < r_1 \\ a_{11} \cdot \ln(r) + a_{12} & r \geq r_1 \end{cases} \quad (5.3.8)$$

unde coeficienții a_i au fost determinați în așa fel încât să aproximeze cât mai bine diferența de temperatură măsurată, și derivatele de ordinul I, II și III să fie continue.

Aproximarea este necesară pentru a putea calcula derivata întâi și a doua. Rezultatul aproximării este redat în figura 5.3.7.

Pe baza aproximării se pot calcula derivatele:

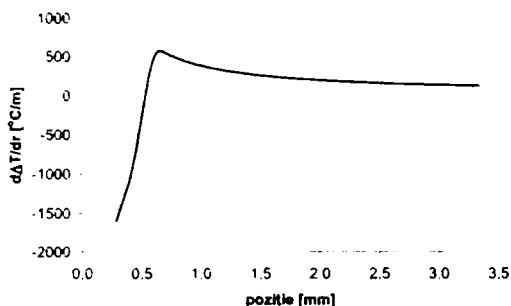


Figura 5.3.8 Prima derivată a diferenței de temperatură

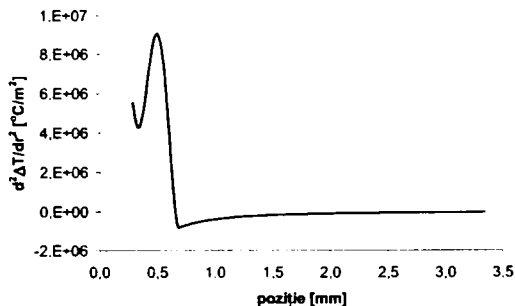


Figura 5.3.9 A doua derivată a diferenței de temperatură

În final, aplicând relația 5.3.5 se poate calcula coeficientul de schimb de căldură sau densitatea fluxului de căldură de la folia încălzitoare spre masa lichidului.

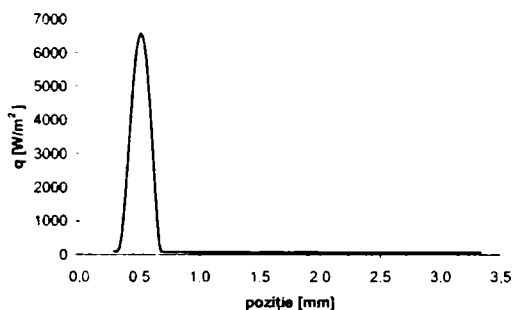


Figura 5.3.10 Densitatea fluxului de căldură în cazul prezenței bulei de vapori

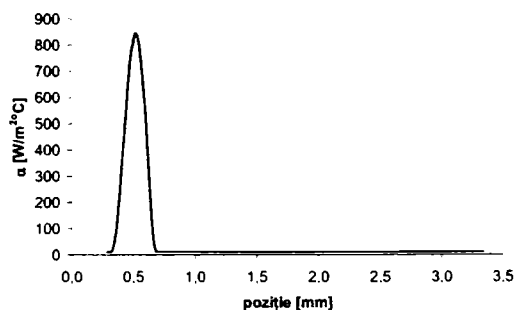


Figura 5.3.11 Coeficientul de schimb de căldură în cazul prezenței bulei de vapori

Aceste valori au fost obținute pentru o temperatură medie a lichidului $T_{\text{bulk}}=15^{\circ}\text{C}$ și pentru un $\alpha_{\text{ref}}=10$ considerat uniform pe toată suprafața foliei încălzitoare.

Cu toate că acest rezultat poate fi apreciat doar din punct de vedere calitativ, el scoate în evidență anumite aspecte foarte importante. După cum se vede, în cazul în care avem o bulă de vapori, coeficientul de schimb de căldură nu este uniform pe suprafața foliei încălzitoare ba mai mult acesta prezintă un maxim. De asemenea, valorile maxime ale coeficientului de schimb de căldură sunt mult mai mari decât în cazul convecției între o suprafață metalică și lichid, ceea ce justifică utilizarea vaporizării ca unul din procedeele de bază pentru intensificarea schimbului de căldură.

Un alt aspect care a fost evidențiat în timpul experimentelor a fost că poziția maximului depinde de dimensiunea bulei și este situat undeva sub bulă. Raza la care este detectat maximul coeficientului de schimb de căldură este de $500\mu\text{m}$, iar raza liniei de contact dintre bula de vapori și perete este de $680\mu\text{m}$. De asemenea dimensiunea zonei cu coeficient de schimb de căldură ridicat este de ordinul sutelor

de micrometri. Aceste două aspecte vin să confirme teoria microstratului conform căreia contactul dintre bula de vapori și peretele încălzitor se face printr-un strat de lichid în formă de pană iar maximum fluxului de căldură este situat sub bula de vapori spre centrul acesteia [2]. Aceste concluzii pot fi puse sub semnul întrebării deoarece coeficientul de schimb de căldură determinat este un coeficient de schimb de căldură aparent, fiind determinat pe baza ipotezei că temperatura foliei încălzitoare este uniformă pe grosimea acesteia.

5.3.3 Analiza câmpurilor de temperaturi cu ajutorul simulărilor numerice

Folosind pachetul de programe SEPRAN s-a recurs la determinarea câmpurilor de temperaturi și de viteze pentru sistemul format din masa lichidă, bulă de vapori folie încălzitoare și pereții celulei de testare. S-a recurs la această simulare pentru a elimina ipoteza unei temperaturi uniforme pe grosimea foliei încălzitoare utilizată pentru analiza din paragraful 5.3.2. În acest scop, știind că avem de a face cu un proces axial simetric, s-a considerat în vederea simulării o problemă de tip 2D axial simetrică. Modul în care s-a făcut determinarea domeniului geometric precum și discretizarea acestuia este prezentat foarte sugestiv în figura 5.3.12 împreună cu condițiile la limită considerate.

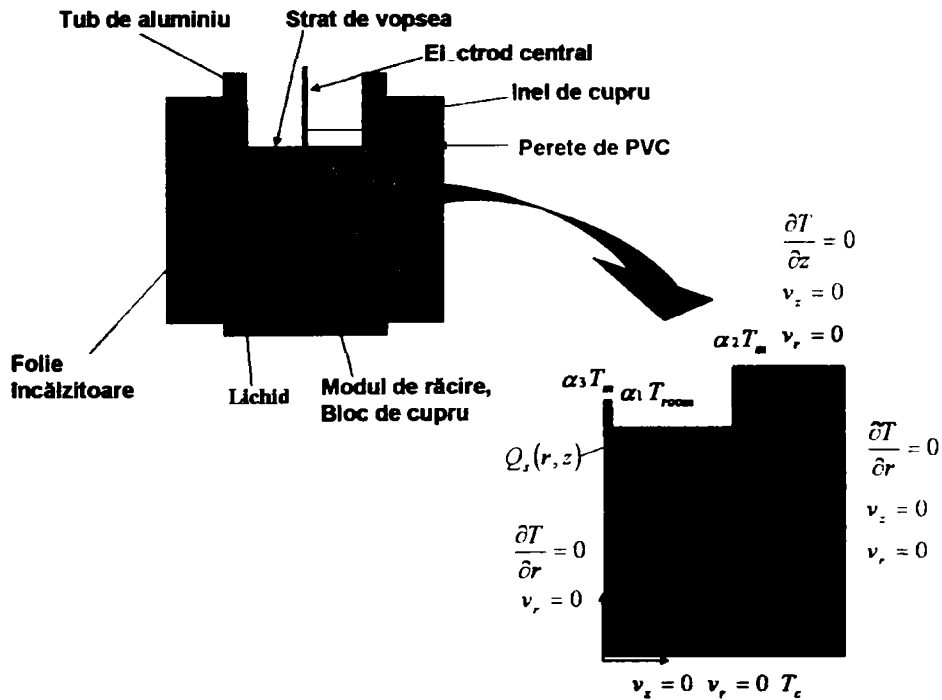
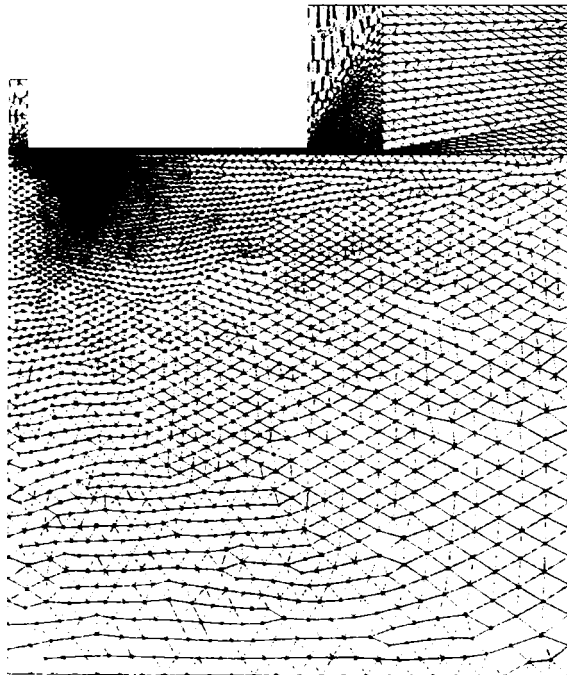
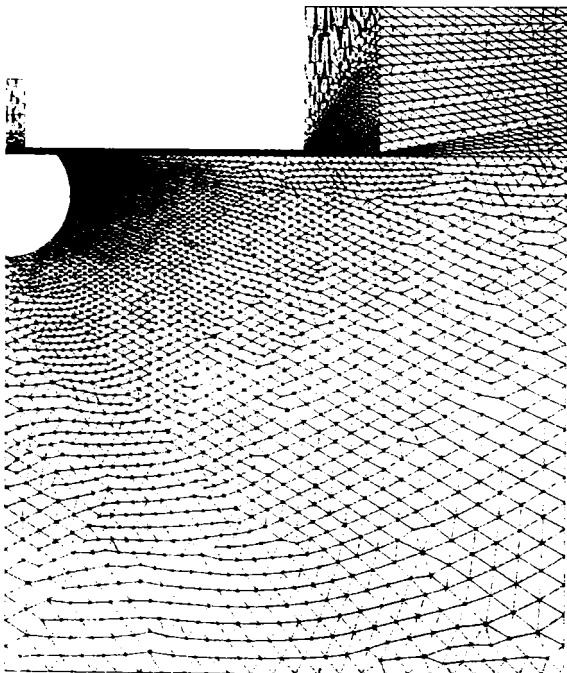


Figura 5.3.12 Modul de realizare a discretizării și condițiile la limită

O descriere detaliată a geometriei și a problemei așa cum a fost ea implementată în vederea rezolvării utilizând programul menționat sunt prezentate în anexa F sub formă de subrutine. Simulările au fost făcute atât pentru cazul cu bulă cât și pentru cazul fără bulă, iar discretizarea domeniului precum și rezultatele obținute sunt prezentate în figurile următoare.



a. Cazul fără bulă



b. Cazul cu bulă

Figura 5.3.13 Discretizarea domeniului geometric

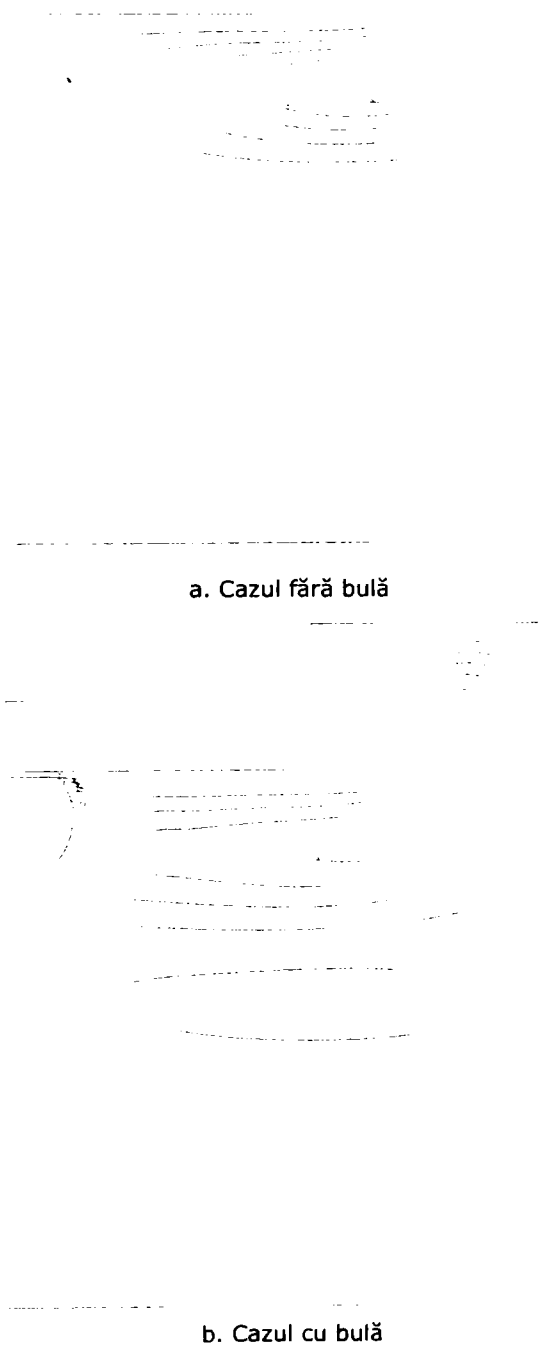


Figura 5.3.14 Liniile de curent

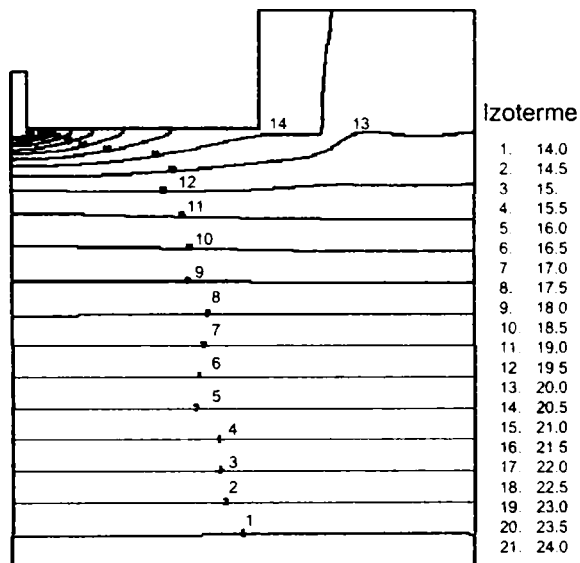


a. Cazul fără bulă

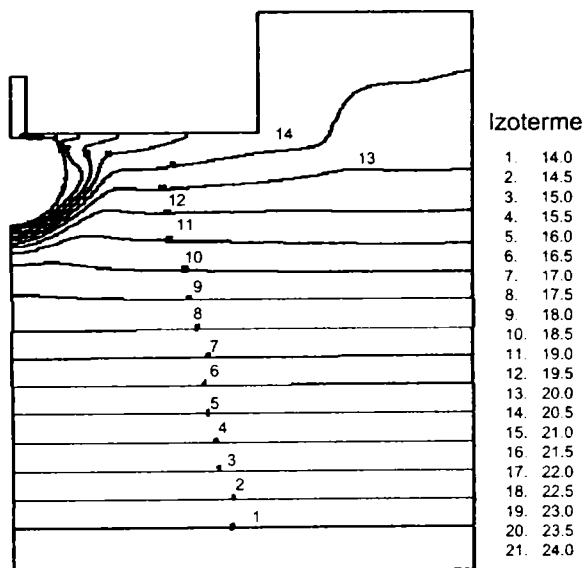


b. Cazul cu bulă

Figura 5.3.15 Câmpul de temperaturi [°C]



a. Cazul fără bulă



b. Cazul cu bulă

Figura 5.3.16 Izotermele

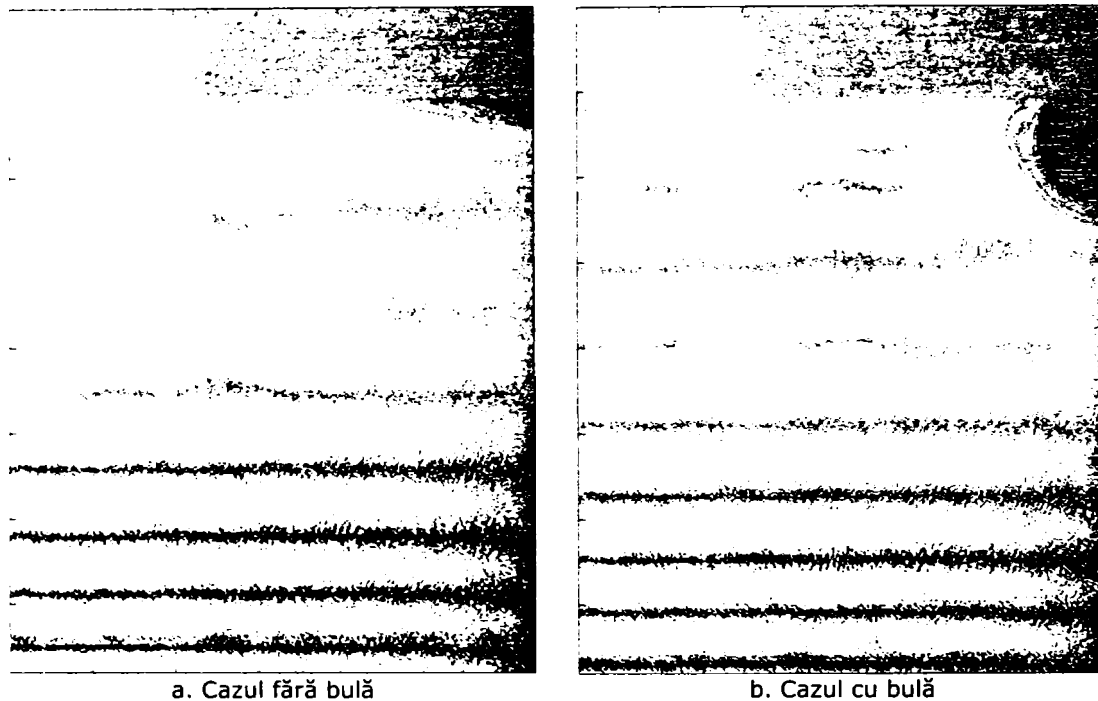


Figura 5.3.17 Izotermele corespunzătoare câmpului de temperaturi măsurat.

În cazul cu bulă s-a folosit ca și condiție la limită pentru interfața lichid-vapori temperatura obținută în urma măsurărilor (22.55°C), iar pentru a obține un câmp de temperaturi similar cu cel măsurat (a se vedea izotermele măsurate figura 5.3.17), s-a prescris de asemenea o viteză tangențială. Ca urmare a existenței acestei viteze tangențiale ce se datorează convecției Marangoni în imediata vecinătate a bulei se dezvoltă un vârtej (figura 5.3.12) care asigură o amestecare a lichidului și implicit un schimb de căldură mai eficient.

Prin aceste simulări numerice s-a dorit de fapt rezolvarea problemei inverse și anume, determinarea distribuției fluxului de căldură între peretele încălzitor și masa lichidă în cazul existenței bulei de vapori. Așa cum s-a demonstrat pe baza analizei din paragraful 5.3.2, fluxul de căldură nu este localizat într-o zonă de ordinul micronilor, așa cum prezice teoria microregiunii, ci mai degrabă într-o zonă de ordinul zecilor și chiar sutelor de microni, fapt care se apropie mai mult de teoria microstratului.

În cazul simulărilor prezentate în acest paragraf s-a eliminat ipoteza unei temperaturi uniforme pe grosimea foliei încălzitoare, iar condițiile la limită în zona de contact bulă de vapori perete încălzitor au fost modificate sistematic astfel încât temperatura părții superioare a foliei încălzitoare să fie cât mai aproape de cea măsurată figura 5.3.18. O comparație mai bună a fost făcută tot pe baza diferenței dintre temperatura în cazul cu bulă și cea în cazul fără bulă (figura 5.3.19). Temperatura în mediul lichid a fost și ea comparată însă doar din punct de vedere calitativ figurile 5.3.17 și 5.3.16.

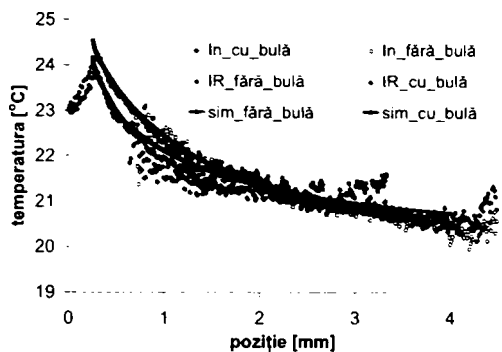


Figura 5.3.18 Distribuția temperaturii în jurul foliei încălzitoare (măsurată) și temperatura pe partea superioară a foliei determinată prin simulări

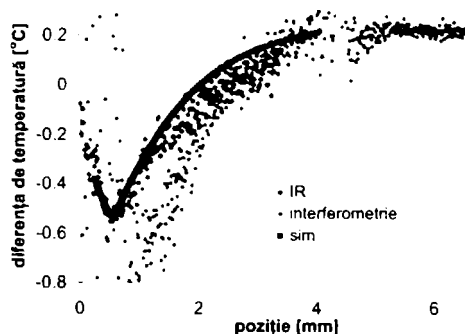


Figura 5.3.19 Diferențele temperaturilor corespunzătoare figurii 5.3.17

Fluxul de căldură corespunzător câmpului de temperaturi în prezența bule de vapori determinat la interfața încălzitor masă lichidă este prezentat în figura 5.3.20. Acesta scoate în evidență încă o dată că distribuția fluxului de căldură se apropie mai mult de teoria microstratului acesta având valori relativ ridicate pe o distanță de ordinul zecilor de micrometri.

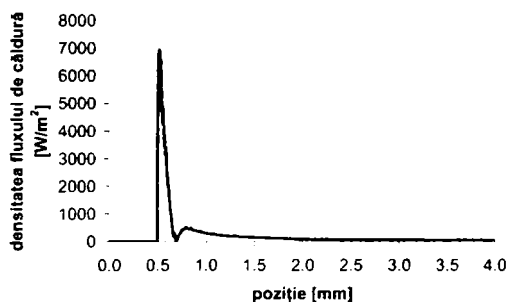


Figura 5.3.20 Distribuția densității fluxului de căldură la partea inferioară a foliei încălzitoare

5.4 Studiu parametric

Observarea pe durata experimentelor a unor fenomene adiționale a căror origine nu este complet elucidată la ora actuală a condus la o investigație sistematică a procesului de vaporizare în diferite condiții experimentale.

O primă imagine a influenței parametrilor de proces în evoluția temperaturii la interfața lichid-vapori este obținută în urma unei analize dispersive ANOVA (ANalysis Of VAriance). Numită și analiza varianței, această metodă este de fapt o metodă statistică de analiză a rezultatelor experimentale ce are la bază compararea dispersiei valorilor funcției obiectiv datorată modificării intenționate a nivelelor factorilor de influență s_{nivel}^2 cu dispersia datorată erorilor aleatoare s_e^2 [59][60]. Testul statistic utilizat pentru compararea celor două dispersii este testul Fisher.

Dacă relația 5.4.1 este adevărată, se consideră că factorul de influență x_i exercită o influență semnificativă asupra evoluției funcției obiectiv :

$$F_{\text{calculat}} > F_{\text{critic}} \quad (5.4.1)$$

unde:

$$F_{\text{calc}} = \frac{s_{\text{nivel}}^2}{s_e^2} \text{ este valoarea calculată a criteriului Fisher}$$

F_{critic} este o valoare critică tabelată pentru pragul de semnificație ales.

Aplicarea acestui tip de analiză pentru investigarea un anumit proces implică, pe de o parte, stabilirea factorilor de influență și a domeniului de variație pentru fiecare dintre ei, precum și a funcției obiectiv și realizarea unui program experimental pe baza căruia se vor desfășura măsurătorile experimentale.

În cazul de față, dintre parametrii de proces s-au ales acei parametri independenți a căror variație poate fi controlată, și anume: presiunea p , temperatura de subrăcire T_s și raza bulei de vapori r .

Funcțiile obiectiv urmărite în cadrul acestui experiment sunt: temperatura la interfața lichid-vapori T_{lv} , unghiul de contact al bulei cu peretele încălzitor α și fluxul de căldură prin interfață Q_i .

În ceea ce privește ceilalți parametri, gaze dizolvate, gaze ne-condensabile și reziduuri de distilare, deși se bănuiește că au o influență semnificativă asupra temperaturii la interfața lichid-vapori, aceștia au fost excluși din experiment datorită dificultăților de control a variației acestora. Reducerea cantității acestor impurități din lichid și implicit a influențelor exercitate asupra funcției obiectiv se poate realiza printr-o fierbere îndelungată.

Curba caracteristică de fierbere în cazul izopentanului determinată experimental pentru diferite presiuni, după o fierbere prealabilă de 1 oră, are aceeași pantă cu curba caracteristică de fierbere dată în literatură însă indică temperaturi mai mici cu $0,4^\circ \text{C}$ (figura 5.4.1).

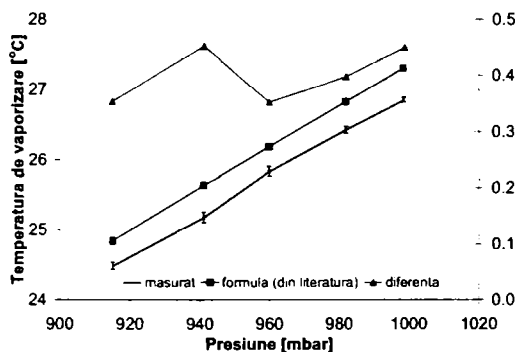


Figura 5.4.1 Curba caracteristică de fierbere a izopentanului pentru diferite presiuni

Domeniile de variație ale factorilor de influență s-au stabilit ținând cont atât de performanțele aparatelor de măsură, de condițiile de echilibru ale bulei de vapori cât și de dimensiunile geometrice ale sistemului.

Din cauza dificultăților de menținere a nivelelor factorilor de influență la o valoare constantă pe durata experimentelor, în analiza dispersională s-au considerat valorile medii pentru fiecare nivel. Valorile acestora și abaterile limită sunt date în tabelul 5.4.1.

Programul experimental (tabelul 5.4.2), pe baza căruia s-au realizat măsurătorile experimentale, conține toate combinațiile între nivelele de variație ale

factorilor de influență precum și valorile măsurate ale funcțiilor obiectiv corespunzătoare acestor combinații.

Tabel 5.4.1 Valorile factorilor de influență și abaterile acestora

Factor	Nivel	Valoare medie	Abatere inferioară	Abatere superioară
p [mbar]	1	950,47	1,69	2,21
	2	961,00	1,99	1,04
	3	971,68	0,83	1,07
	4	980,37	0,97	1,08
	5	989,95	0,66	0,80
r [mm]	1	1,76	0,03	0,04
	2	2,19	0,05	0,04
T_s [°C]	1	21,50	0,12	0,22
	2	22,71	0,13	0,12

Tabel 5.4.2 Matricea experimentului

Nr	Valori experimentale ale factorilor de influență			Valori medii ale factorilor de influență			Funcții obiectiv		
	T _s [°C]	r [mm]	p [mbar]	T _{s,m} [°C]	r _m [mm]	p _m [mbar]	T _i [°C]	Q _i [°C]	α [rad]
1	22,61	1,76	952,69	22,71	1,76	950,47	25,19	0,0087	1,05
2	22,57	1,81	959,00	22,71	2,19	961,00	25,28	0,0093	1,1
3	22,65	1,75	972,27	22,71	1,76	971,68	25,56	0,0094	1,08
4	22,74	1,75	981,13	22,71	2,19	980,37	25,88	0,0103	1,08
5	22,73	1,81	989,28	22,71	1,76	989,95	25,95	0,0103	1,08
6	22,66	2,20	950,46	22,71	2,19	950,47	24,91	0,0132	1
7	22,67	2,14	961,44	22,71	1,76	961,00	25,26	0,0148	1
8	22,77	2,19	972,75	22,71	2,19	971,68	25,47	0,0156	1
9	22,82	2,22	981,45	22,71	1,76	980,37	25,53	0,0184	1,1
10	22,83	2,24	989,61	22,71	2,19	989,95	25,66	0,0186	1,05
11	21,57	1,78	948,77	21,50	1,76	950,47	24,57	0,0101	1,2
12	21,44	1,75	961,50	21,50	2,19	961,00	24,72	0,0116	1,08
13	21,48	1,74	970,85	21,50	1,76	971,68	24,79	0,0113	1,08
14	21,41	1,75	979,39	21,50	2,19	980,37	25,03	0,0128	1,08
15	21,37	1,73	990,75	21,50	1,76	989,95	25,24	0,0136	1,08
16	21,72	2,20	949,97	21,50	2,19	950,47	24,55	0,0179	0,95
17	21,55	2,15	962,04	21,50	1,76	961,00	24,68	0,0184	0,98
18	21,50	2,20	970,85	21,50	2,19	971,68	25,02	0,0199	1,05
19	21,43	2,21	979,50	21,50	1,76	980,37	24,92	0,0207	1,05
20	21,50	2,20	990,16	21,50	2,19	989,95	25,33	0,0214	1,05

5.4.1 Unghiul de contact

Reprezentarea grafică a evoluției unghiului aparent de contact între bula de vapori și peretele încălzitor în funcție de nivelele factorilor de influență este dată în figura 5.4.2.

În urma analizei dispersionale, pe baza valorii nivelului de semnificație (tabelul 5.4.3), se stabilește semnificația influențelor exercitate de factorii de influență și a interacțiunilor de ordinul I dintre aceștia asupra funcției obiectiv. O valoare mai mică de 0,05 indică faptul că schimbarea intenționată a nivelelor unui

factor conduce la variații mari ale valorii funcției obiectiv, deci factorul influențează semnificativ evoluția acesteia.

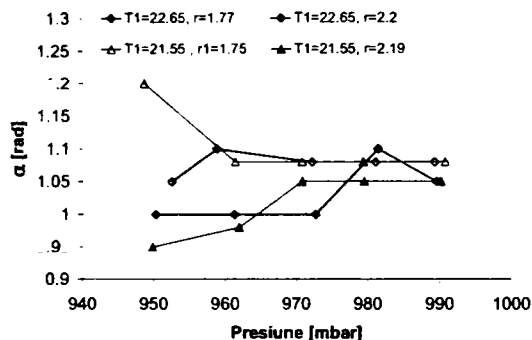


Figura 5.4.2 Variația unghiului aparent de contact în funcție de raza bulei, presiune și temperatura de subrăcire

În ceea ce privește evoluția unghiului de contact, toți factorii au o influență nesemnificativă, exceptând raza bulei al cărui nivel de semnificație nu depășește 0,05.

Tabel 5.4.3 Rezultatele analizei dispersionale

Analysis of Variance for α - Type III Sums of Squares					
Source of variation	Sum of Squares	d.f.	Mean square	F-ratio	Sig. level
MAIN EFFECTS					
A:Tst	,0001800	1	,0001800	,078	,7969
B:r	,0231200	1	,0231200	9,998	,0341
C:Pt	,0033700	4	,0008425	,364	,8242
INTERACTIONS					
AB	,0020000	1	,0020000	,865	,4144
AC	,0039700	4	,0009925	,429	,7836
BC	,0133300	4	,0033325	1,441	,3660
RESIDUAL	,0092500	4	,0023125		
TOTAL (CORRECTED)	,0552200	19			

0 missing values have been excluded.
All F-ratios are based on the residual mean square error.

În domeniul investigat, evoluția unghiului de contact în funcție de raza bulei poate fi aproximată pe baza unui model liniar de forma 5.4.2 ai cărui coeficienți sunt prezentați în tabelul 5.4.4:

$$\alpha = C_r \cdot r + C_0 \quad (5.4.2)$$

Tabel 5.4.4 Model pentru ajustarea lui: α

Independent variable	coefficient	std. error	t-value	sig.level
c_0	1.34345	0.091109	14.7455	0.0000
c_r	-0.144843	0.045795	-3.1629	0.0054

R-SQ. (ADJ.) = 0.3215 SE= 0.044406 MAE= 0.031760 DurWat= 1.431
Previously: 0.0000 0.000000 0.000000 0.000
20 observations fitted, forecast(s) computed for 0 missing val. of dep. var.

95 percent confidence intervals for coefficient estimates

	Estimate	Standard error	Lower Limit	Upper Limit
α_0	1.34345	0.09111	1.15199	1.53491
α_1	-0.14484	0.04579	-0.24108	-0.04861

Plecând de la acest model linear se poate evidenția influența dimensiunii bulei de vapori asupra unghiului aparent de contact. Din figura 5.4.4 rezultă că o dată cu creșterea dimensiunii bulei se înregistrează o reducere a valorii acestuia.

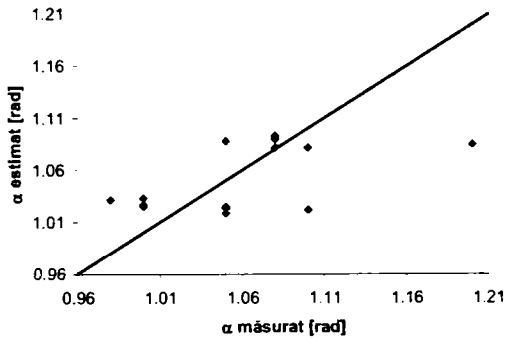


Figura 5.4.3 Valori măsurate și valori estimate ale unghiului aparent de contact

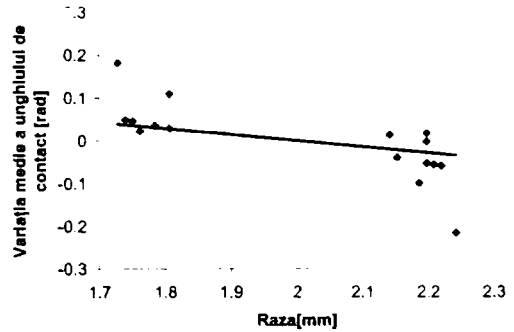


Figura 5.4.4 Influența razei bulei asupra unghiului aparent de contact

5.4.2 Fluxul de căldură

Determinarea fluxului de căldură prin interfață s-a făcut pe baza densității medii a fluxului de căldură prin interfață și a ariei interfeței lichid-vapori. Reprezentarea grafică a măsurătorilor experimentale este prezentată în figura 5.4.5.

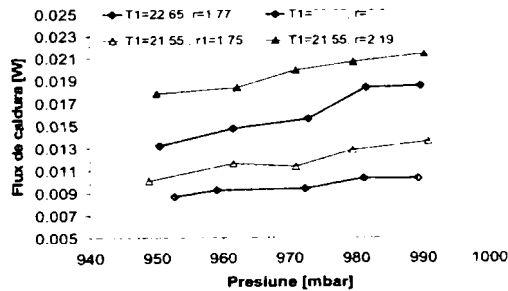


Figura 5.4.5 Variația fluxului de căldură prin interfață în funcție de raza bulei, presiune și temperatura de subrăcire

Analiza dispersională în cazul fluxului de căldură prin interfață (tabelul 5.4.5) arată că toți cei trei factori considerați sunt importanți.

Tabel 5.4.5 Analiza dispersională pentru factorii de influență ai fluxului de căldură

Source of variation	Sum of Squares	d.f.	Mean square	F-ratio	Sig. level
MAIN EFFECTS					
A:Tsm	4.19224E-005	1	4.19224E-005	65.094	.0013

B:ST	2.54597E-004	1	2.54597E-004	395.317	.0000
C:PT	3.33775E-005	4	8.34438E-006	12.957	.0147
INTERACTIONS					
AB	1.90240E-006	1	1.90240E-006	2.954	.1608
AC	3.69200E-007	4	9.23001E-008	.143	.9568
BC	3.51914E-006	4	8.79785E-007	1.366	.3849
RESIDUAL					
	2.57612E-006	4	6.44031E-007		

TOTAL (CORRECTED)	3.38263E-004	19			

0 missing values have been excluded.

All F-ratios are based on the residual mean square error.

Ajustarea valorilor măsurate ale fluxului de căldură prin interfață s-a realizat tot pe baza unui model liniar (5.4.3), coeficienții obținuți fiind prezentați în tabelul 5.4.6.

$$Q_i = c_p \cdot p + c_{T_S} \cdot T_S + c_r \cdot r + c_0 \quad (5.4.3)$$

Tabel 5.4.6 Coeficienții modelului liniar pentru aproximarea fluxului de căldură

Model fitting results for Qi				
Independent variable	coefficient	std. error	t-value	sig.level
c0	-0.044908	0.012047	-3.7278	0.0018
c_Ts	-0.002634	0.000255	-10.3440	0.0000
c_r	0.017037	0.000718	23.7360	0.0000
c_p	0.000086	0.000011	7.7831	0.0000

R-SQ. (ADJ.) = 0.9731	SE=	0.000691	MAE=	0.000467
Previously: 0.0000		0.000000		DurbWat= 1.658
20 observations fitted, forecast(s) computed for 0 missing val. of dep. var.				

95 percent confidence intervals for coefficient estimates

	Estimate	Standard error	Lower Limit	Upper Limit
c0	-0.04491	0.01205	-0.07045	-0.01936
c_Ts	-0.00263	0.00025	-0.00317	-0.00209
c_r	0.01704	0.00072	0.01552	0.01856
c_p	0.00009	0.00001	0.00006	0.00011

Pe baza acestui model se pot face următoarele observații:

- Pentru aceeași dimensiune a bulei de vapori, fluxul de căldură prin interfață crește o dată cu scăderea temperaturii de subrăcire deoarece schimbul de căldură între bulă și lichid devine mai eficient (figura 5.4.8);
- Pentru o temperatură de subrăcire și o rază constantă, fluxul de căldură va crește cu creșterea presiunii ca urmare a creșterii temperaturii la interfață (figura 5.4.7);
- Creșterea fluxului de căldură prin interfață cu creșterea razei bulei este normală, având în vedere că în acest caz suprafața bulei și deci suprafața de transfer de căldură este mai mare (figura 5.4.9).

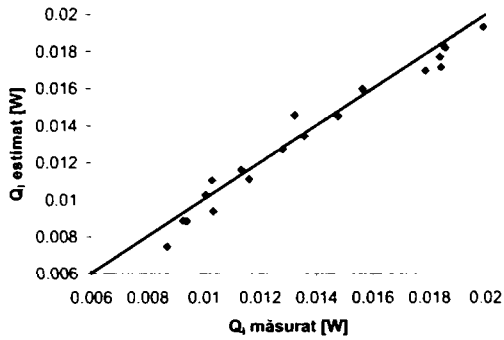


Figura 5.4.6 Valori măsurate și valori estimate pentru fluxul de căldură prin interfață

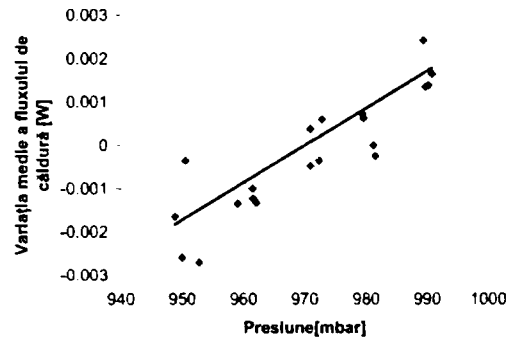


Figura 5.4.7 Influența presiunii asupra fluxului de căldură prin interfață

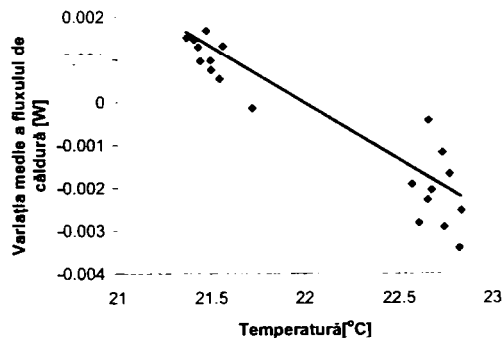


Figura 5.4.8 Influența temperaturii de subrăcire asupra fluxului de căldură prin interfață

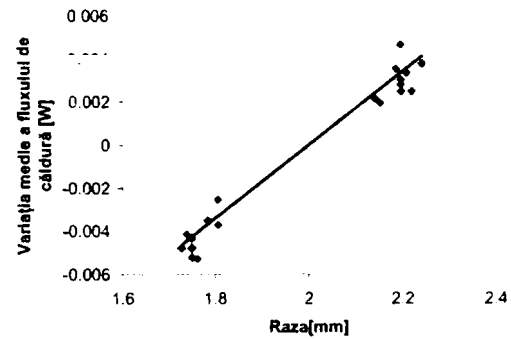


Figura 5.4.9 Influența razei bulei asupra fluxului de căldură prin interfață

5.4.3 Temperatura la interfață

Valoarea temperaturii la interfață, pentru o combinație a nivelelor factorilor de influență, s-a obținut prin realizarea mediei a unor valori locale în diferite puncte ale interfeței, abaterea standard indicând variația temperaturii pe interfață.

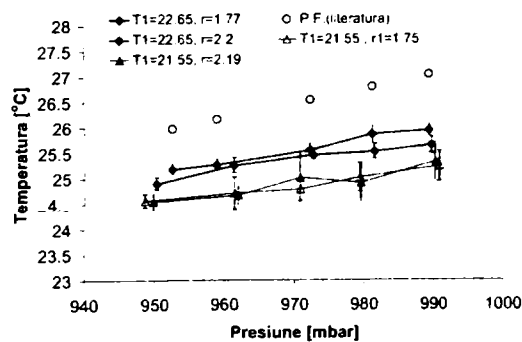


Figura 5.4.10 Variația temperaturii la interfață în funcție de raza bulei, presiune și temperatura de subrăcire (P.F -punct de fierbere)

Ca și în cazul fluxului de căldură prin interfață, în urma analizei disperse rezultă că toți cei trei factori au o influență semnificativă asupra funcției obiectiv (tabelul 5.4.7). Deoarece nivelul de semnificație în cazul interacțiunilor depășește valoarea de 0.05 ele sunt considerate neimportante, deci pot fi neglijate.

Tabel 5.4.7 Analiza dispersională pentru factorii de influență ai temperaturii la interfață

Source of variation	Sum of Squares	d.f.	Mean square	F-ratio	Sig. level
MAIN EFFECTS					
A:pm	10,153074	1	10,153074	72,084	,0000
B:Tsr	5,797149	1	5,797149	41,158	,0000
C:rt	,894726	1	,894726	6,352	,0128
INTERACTIONS					
AB	,0413173	1	,0413173	,293	,5947
AC	,0413737	1	,0413737	,294	,5944
BC	,3828744	1	,3828744	2,718	,1013
RESIDUAL	21,268439	151	,1408506		
TOTAL (CORRECTED)	57,068221	157			

Bazându-ne pe aceste observații, evoluția temperaturii în domeniul investigat poate fi descrisă pe baza unui model de forma 5.4.4 ai cărui coeficienți de ajustare sunt prezentați în tabelul 5.4.8.

$$T_i = c_p \cdot p + c_{T_1} \cdot T_1 + c_R \cdot R + c_0 \quad (5.4.4)$$

Tabel 5.4.8 Coeficienții modelului liniar de aproximare a temperaturii la interfață

Independent variable	coefficient	std. error	t-value	sig.level
c0	-3,139589	1,749475	-1,7946	0,0916
c_p	0,018961	0,00161	11,7782	0,0000
c_Ts	0,476547	0,036986	12,8846	0,0000
c_r	-0,314621	0,10424	-3,0182	0,0082
R-SQ, (ADJ,) = 0,9419 SE= 0,100415 MAE= 0,070258 DurWat= 1,559				
Previously: 0,0000 0,000000 0,000000 0,000				
20 observations fitted, forecast(s) computed for 0 missing val. of dep. var.				

95 percent confidence intervals for coefficient estimates

	Estimate	Standard error	Lower Limit	Upper Limit
c0	-3,13959	1,74948	-6,84923	0,57005
c_P	0,01896	0,00161	0,01555	0,02237
c_Ts	0,47655	0,03699	0,39812	0,55497
c_r	-0,31462	0,10424	-0,53565	-0,09359

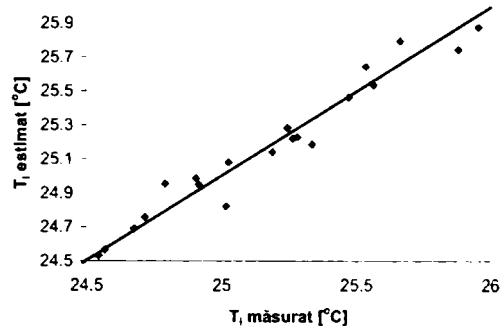


Figura 5.4.11 Valori măsurate și estimate pentru temperatura la interfață

5.4.4 Influența presiunii

Reglarea valorilor presiunii s-a realizat prin ajustarea deschiderii valvei de la pompa de vid. Așa cum s-a observat și din curba caracteristică de fierbere, temperatura de saturație a lichidului crește o dată cu creșterea presiunii. Temperatura la interfața lichid-vapori are aceeași tendință, așa cum se observă în figura 5.4.12.

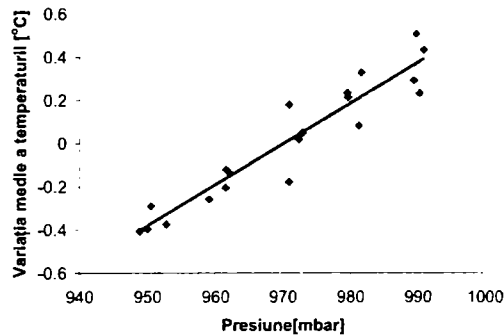


Figura 5.4.12 Influența presiunii asupra temperaturii la interfață

Curba de variație a temperaturii cu presiunea are o pantă mai mică decât curba caracteristică. Așa cum rezultă și din figura 5.4.10, diferența dintre cele două curbe este destul de mică, panta curbei experimentale având valoarea $c_p=0,018\pm 0,0016$, iar cea caracteristică 0,029. Aceasta diferență se poate datora prezenței gazelor ne-condensabile [61], a căror concentrație în lichid crește cu creșterea presiunii, împiedicând astfel condensarea vaporilor ceea ce duce la obținerea unor temperaturi mai mici la interfață.

5.4.5 Influența temperaturii de subrăcire

Reglarea temperaturii de subrăcire este realizată prin intermediul elementelor Peltier, situate în partea inferioară a celulei de testare.

Conform teoriei, valoarea temperaturii la interfață ar trebui să fie egală sau ușor mai mică decât valoarea temperaturii de saturație, în funcție de fluxul de căldură prin interfață. În cadrul experimentelor realizate, s-au înregistrat temperaturi la interfață cu 1-1,5°C mai mici decât temperatura de saturație precum și o variație a acesteia funcție de temperatura de subrăcire.

Așa cum se observă în figura 5.4.13, o creștere a temperaturii de subrăcire cu 1,2°C duce la o creștere a temperaturii la interfață cu 0,7°C. În consecință, atât valoarea absolută a temperaturii la interfață înregistrată experimental precum și variația ei în funcție de temperatura de subrăcire sunt departe de valorile prezise de teoria lui Shrage.

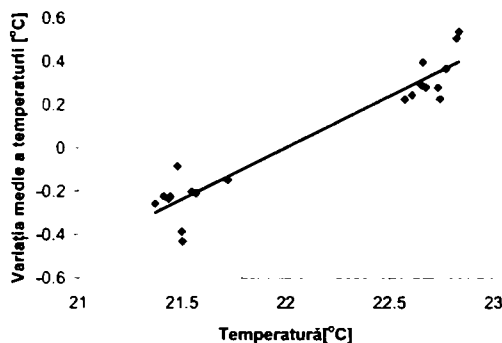


Figura 5.4.13 Influența temperaturii de subrăcire asupra temperaturii la interfață

Un asemenea comportament poate fi datorat:

- i. *gazelor ne-condensabile* - a căror prezență determină o scădere a presiunii parțiale a vaporilor din interiorul bulei și implicit o scădere a temperaturii de saturație. În conformitate cu unii autori [61], temperatura la interfață ar trebui să fie mai puțin sensibilă la prezența gazelor ne-condensabile atunci când nivelul subrăcirii crește, ceea ce înseamnă că o creștere a temperaturii de subrăcire ar determina o creștere a temperaturii la interfață. În cazul de față, se înregistrează o evoluție opusă a acestuia în funcție de nivelul subrăcirii;
- ii. *reziduurilor de distilare* - ce implică formarea unor amestecuri binare sau multi-componente. În cazul amestecurilor binare, o scădere a temperaturii fazei lichide implică o scădere a temperaturii vaporilor. Acest comportament este înregistrat și în cazul experimentului de față. Deoarece pentru experimente s-a folosit Izopentan cu puritate de 99.5%, putem presupune că avem de a face cu un astfel de amestec binar;
- iii. *vaporilor în stare metastabilă* - deoarece menținerea bulei într-o stare de echilibru presupune o vaporizare continuă pe linia de contact cu peretele încălzitor și o condensare a vaporilor în partea superioară a bulei, există posibilitatea apariției vaporilor în stare metastabilă echivalenți vaporilor subrăciți.
- iv. *erorilor de măsurare* - date de necunoașterea cu acuratețe a variației indicelui de refracție cu temperatura, și a căror valoare depinde de diferența de temperatură dintre încălzitor și răcitor. În cazul unei temperaturi de subrăcire moderată (număr mic de franje), erorile vor fi mai mici decât cele obținute pentru un nivel de subrăcire ridicat (număr mare de franje).

În aceste condiții, s-a încercat o metodă suplimentară de determinare a variației indicelui de refracție cu temperatura. Aceasta a constat în utilizarea unui refractometru Abe și a fost realizată în cadrul institutului "Materialprüfanstalt für das Bauwesen, Institut für Baustoffe, massivbau und brandschutz". Din curba

determinată (figura 5.4.14) rezultă o pantă a curbei de $-0,00057$, mult diferită de cea obținută inițial cu ajutorul termocuplelor și a cărei valoare este de $-0,00075$.

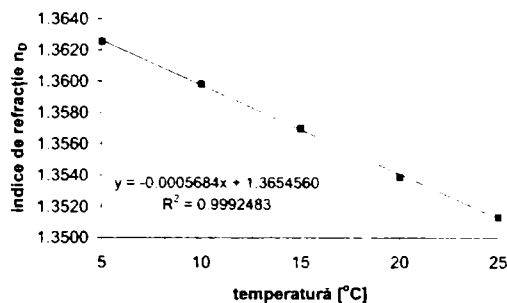


Figura 5.4.14 Variația indicelui de refracție cu temperatura pentru o lungime de undă de 589,3 nm

În analiza acestor date, trebuie însă ținut cont de faptul că măsurătorile sunt realizate pentru o lungime de undă diferită de cea a interferometrului precum și de volatilitatea ridicată a izopentanului. Contactul permanent cu mediul înconjurător duce la o evaporare continuă a lichidului, cu atât mai accentuată cu cât temperatura impusă va fi mai mare. În consecință, temperatura la care se află lichidul în momentul determinării indicelui său de refracție va fi mai mică decât cea dorită, tocmai datorită acestui proces de vaporizare.

O prelucrare a datelor experimentale utilizând valoarea pantei de variație a indicelui de refracție cu temperatura (n_T) rezultată din măsurătorile cu refractometrul, indică o temperatură mai mare cu 1°C decât cea înregistrată cu microtermocupla în interiorul bulei, fapt ce a determinat considerarea acestei valori ca fiind necorespunzătoare.

$$\frac{n^2 - 1}{\rho \cdot (n^2 + 1)} = \frac{R_w}{M_w} \quad (5.4.5)$$

unde n - este indicele de refracție, ρ - densitatea lichidului, R_w - refractivitatea molară, M_w - masa moleculară.

O altă metodă utilizată pentru determinarea variației indicelui de refracție a constat în folosirea formulei lui Lorentz-Lorenz (5.4.5), care ține cont de variația densității lichidului cu temperatura și care a condus la obținerea unei valori pt n_T de $-0,00063$. Curbele rezultate sunt prezentate în figura 5.4.15.

Deși creșterea temperaturii în acest caz este semnificativă, tendințele rămân neschimbate. Deci, chiar dacă valoarea absolută a temperaturii la interfață este măsurată cu un anumit grad de imprecizie, se poate face o analiză a datelor din punct de vedere al tendințelor de evoluție a temperaturii în funcție de nivelul factorilor de influență.

În aceste condiții, ca și metodă de verificare a temperaturii indicate în urma prelucrării imaginilor interferometrice s-a decis utilizarea unei microtermocuple cu o grosime de $10 \mu\text{m}$ situată la aproximativ 1mm sub axa încălzitorului (figura 5.4.16).

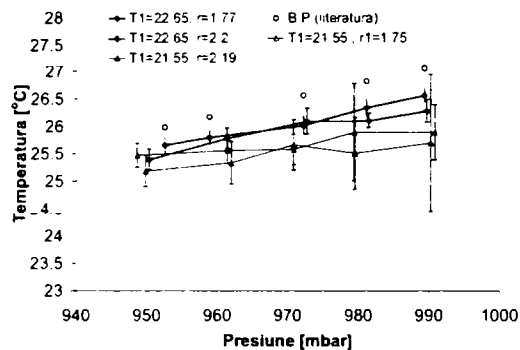


Figura 5.4.15 Variația temperaturii la interfață în funcție de presiune, raza bulei și nivelul de subrăcire pentru o valoare a pantei de $-0,00063$ (B.P.- punct de fierbere)

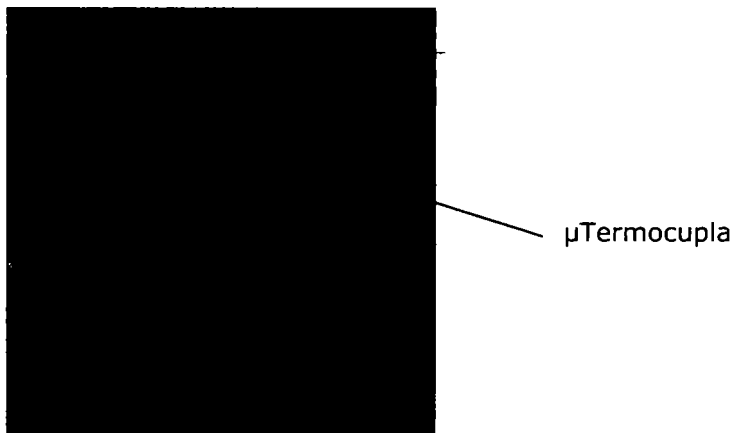


Figura 5.4.16 Poziționarea microtermocuplei în celula de testare

Dificultatea reglării cu exactitate a nivelurilor factorilor de influență la valorile fixate în matricea experimentului, face imposibilă o comparare a valorilor absolute obținute la repetarea experimentului cu cele din experimentul anterior. Însă temperaturile înregistrate sunt și în acest caz mai mici decât temperatura de saturație așa cum se poate observa în figura 5.4.17.

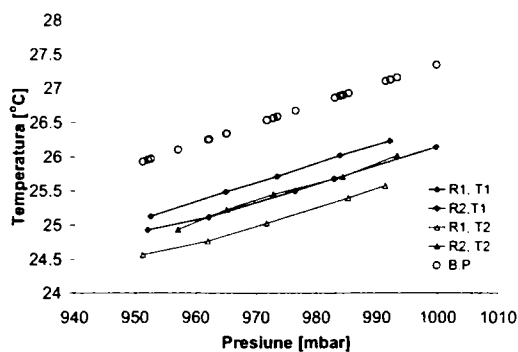


Figura 5.4.17 Evoluția temperaturii în bula de vapori determinată cu ajutorul microtermocuplei în funcție de presiune, raza bulei și nivelul subrăcirii (B.P.- punct de fierbere)

Pe baza acestor rezultate, putem elimina erorile de măsurare din categoria factorilor ce ar explica acest tip de comportament.

Din analiza curbelor obținute, se observă că acestea au aceeași pantă cu curba de fierbere spre deosebire de evoluția temperaturii la interfață a cărei pantă a fost mai mică. Mai mult, variația temperaturii din interiorul bulei în funcție de raza bulei are o variație opusă celei înregistrate în cazul temperaturii la interfață. Această evoluție se poate datora faptului că termocupla are o poziție fixă, ea înregistrând evoluția temperaturii într-un punct în care condițiile se schimbă în funcție de dimensiunea bulei.

Obținerea unei bulei de vapori de dimensiuni mai mari necesită creșterea căldurii introduse în sistem. În consecință, temperatura încălzitorului, în vecinătatea căruia este poziționată microtermocupla va fi mai mare, influențând temperatura indicată de aceasta.

Pe baza acestor considerații, se poate stabili următorul profil de temperatură în interiorul bulei de vapori (figura 5.4.18).

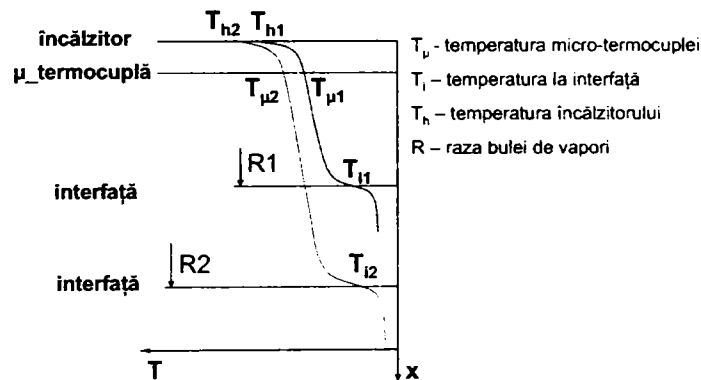


Figura 5.4.18 Evoluția temperaturii în interiorul bulei de vapori în cazul unui schimb de căldură prin convecție

Repetarea experimentului utilizând o probă nouă de izopentan supus aceluiași regim de degazare a dus la obținerea unor temperaturi mai mari (figura 5.4.19), însă tendințele de evoluție a temperaturii cu variația factorilor de influență au rămas aceleași.

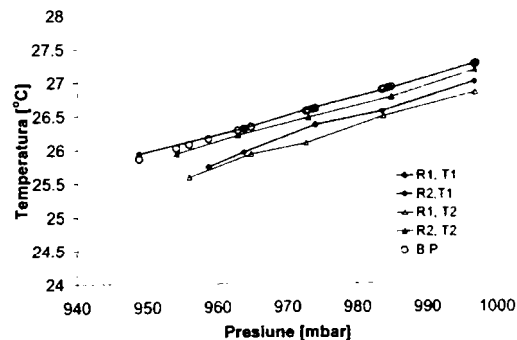


Figura 5.4.19 Evoluția temperaturii în bule de vapori determinată cu ajutorul microtermocuplei în funcție de presiune, raza bulei și nivelul subrăcirii pentru o probă nouă de izopentan (B.P. - punct de fierbere)

Diferența de temperatură poate fi explicată pe baza faptului că, utilizând o probă nouă de izopentan, cantitatea de gaze ne-condensabile și de reziduuri de distilare este diferită față de cea a lichidului utilizat în experimentul anterior.

5.4.6 Raza bulei

Variația razei a fost posibilă prin modificarea tensiunii aplicată electrozilor încălzitorului. Nivelul de semnificație din tabelul ANOVA plasează acest parametru în categoria factorilor cu o influență minoră.

În figura 5.4.20 se observă că o creșterea a valorii razei duce la o scădere a temperaturii la interfață. Acest efect poate fi explicat pe baza scăderii presiunii capilare în cazul unei bule de dimensiuni mai mari fapt ce va determina o scădere a temperaturii de saturație.

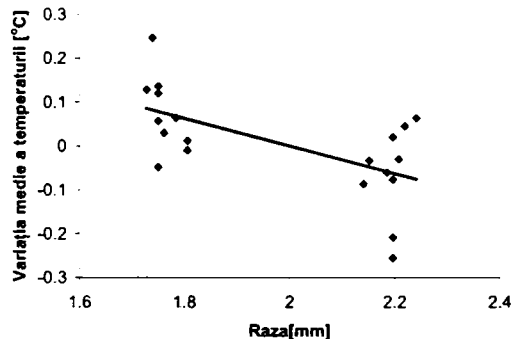


Figura 5.4.20 Influența valorii razei bulei de vapori asupra temperaturii la interfață

5.4.7 Concluzii parțiale

În urma investigațiilor experimentale s-a observat că atât temperatura la interfața lichid - vapori cât și cea din interiorul bulei sunt mai mici decât temperatura de saturație. Utilizarea unor metode suplimentare de determinare a temperaturii a eliminat ipoteza conform căreia această diferență este dată de erorile de măsurare. În consecință, ea poate fi explicată doar pe baza prezenței celor 0,5 procente de reziduuri de distilare care induc un comportament de amestec binar.

În urma analizei dispersionale a fost posibilă o delimitare a importanței factorilor de influență și a interacțiunilor dintre aceștia asupra evoluției temperaturii la interfață .

5.5 Bule de vapori cu schimb de căldură ridicat

Îmbunătățirea schimbului de căldură se poate realiza prin asigurarea unor condiții speciale în celula de testare.

Pe parcursul experimentelor s-a observat un comportament diferențiat al bulelor de vapori în funcție de nivelul subrăcirii precum și de gradientul temperaturii în masa lichidă din interiorul celulei de testare. Astfel că pentru un nivel redus al gradientului de temperatură s-a observat o creștere a temperaturii în zona de vârf a bulei de vapori. (figura 5.5.1).

Pe măsură ce nivelul temperaturii scade apare așa numita bulă cu jet (bubble jet) figura 5.5.2. Acest tip de comportament a fost pus în evidență și de alți cercetători [62][63][64][2] însă motivul acestui comportament nu a fost foarte bine

explicat el fiind pus pe seama gradientului de temperatură în masa de lichid care ar induce la rândul său o variație a temperaturii la interfața lichid vapori. Acest lucru este perfect adevărat în cazul bulelor de aer sau alte gaze necondensabile. [65][42] Așa cum s-a menționat anterior acest comportament apare cu precădere atunci când variația temperaturii în interiorul celulei de testare este relativ scăzută, deci este puțin probabil ca la interfață să existe un gradient de temperatură care să inducă, datorită variației tensiunii superficiale cu temperatura, acest câmp de temperaturi.

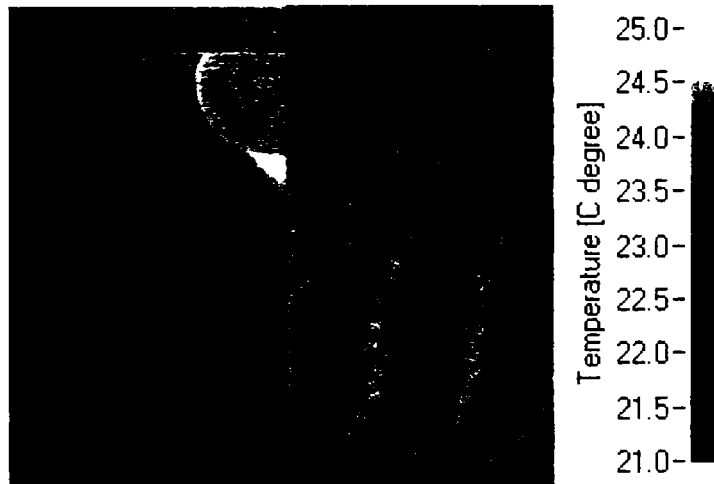


Figura 5.5.1 Bula cu jet

Este evident că acest câmp de temperaturi se datorează unei mișcări intense la nivelul interfeței lichid vapori care antrenează întreaga masă de lichid. În cazul în care ar fi vorba de convecției naturală câmpul de temperaturi ar avea o cu totul altă configurație și anume temperaturile maxime ar fi în jurul încălzitorului deoarece lichidul cald în câmp gravitațional se deplasează în mod natural în sus. Acest tip de convecție care se manifestă în cazul de față acționează contrar convecției naturale.

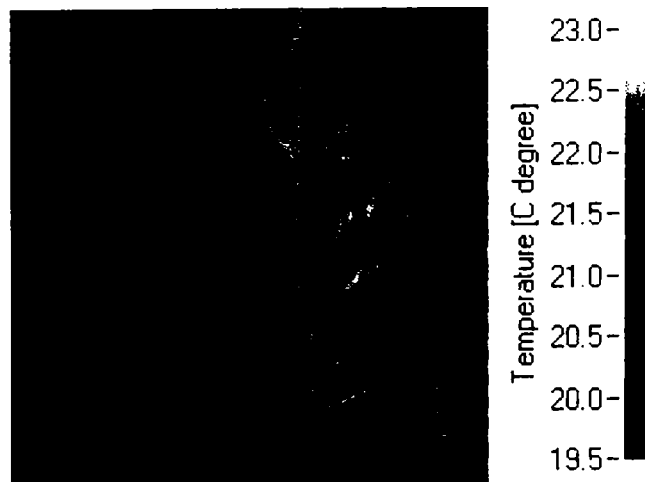


Figura 5.5.2 Bula cu jet

Convecția Marangoni este un tip de convecție naturală care apare în cazul în care există o interfață lichid-lichid sau lichid-vapori. Aceasta, este un fenomen fizic foarte bine cunoscut care are la bază variația tensiunii superficiale și care induce o mișcare a interfeței. Tensiunea superficială ce acționează la interfața lichid-lichid sau lichid-vapori depinde de temperatură, de concentrație și de potențialul electric. Datorită acestei dependențe, la nivelul unei interfețe pot apare diferențe ale tensiunii superficiale ca urmare a faptului că există diferențe de temperatură, de concentrație sau de potențial electric. În funcție de originea convecției Marangoni putem avea convecție termo-capilară generată de diferențele de temperatură sau convecție chemo-capilară în cazul în care la originea curgerii la nivelul interfeței stau diferențele de concentrație.

$$\sigma = \sigma(T, c, U) , \quad \frac{d\sigma}{ds} = \frac{\partial \sigma}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial s} + \frac{\partial \sigma}{\partial c} \cdot \frac{\partial c}{\partial s} + \frac{\partial \sigma}{\partial U} \cdot \frac{\partial U}{\partial s} \quad (5.5.1)$$

Instabilitatea locală ce apare la nivelul unei interfețe conduce la o curgere în direcția de creștere a tensiunii superficiale. Deoarece pentru cele mai multe lichide tensiunea superficială scade o dată cu creșterea temperaturii, în cazul convecției termo-capilare curgerea va fi dinspre zonele cu temperatură mai mare spre zonele cu temperatură mai mică respectiv dinspre cald spre rece. În acest fel din cauza acestei curgeri generată de diferența de temperatură convecția termo-capilară tinde să echilibreze temperatura la nivelul interfeței și astfel curgerea să se anuleze.

Se pune însă problema determinării cauzei care provoacă această formă de convecție. În cazul bulelor de vapori, datorită faptului că procesele de evaporare și condensare care au loc la nivelul interfeței sunt foarte eficiente, temperatura în această zonă se consideră ca fiind egală cu temperatura de saturație astfel că nu se poate pune problema convecției termo-capilare. Marek și Straub [61] consideră însă că această convecție termo-capilară se datorează gazului necondensabil ce se acumulează în anumite zone ale bulei de vapori inhibând astfel procesul de condensare și generând diferențe de temperatură la nivelul interfeței. În cazul de față se observă o temperatură relativ uniformă la nivelul interfeței astfel că suntem relativ sceptici cu privire la posibilitatea existenței convecției termo-capilare.

În paragraful 5.4 s-a ajuns la concluzia că cele 0,5 procente de reziduuri de distilare induc un comportament similar amestecurilor binare astfel că fiind vorba de același lichid (izopentan) și ne-având un gradient de temperatură la nivelul interfeței avem de a face cu convecție chemo-capilară.

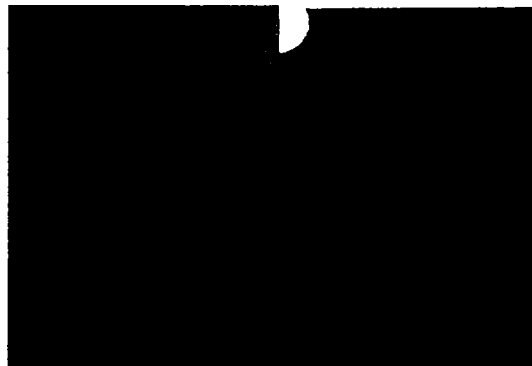


Figura 5.5.3 Comparație între câmpul de temperaturi măsurat și cel calculat

Cu ajutorul programului Sepran s-a recurs la simularea câmpului de temperaturi pentru a determina tensiunea necesară ce ar trebui să acționeze la interfața lichid-vapori pentru a produce acest efect. Ca și condiții la limită s-au prescris temperaturile așa cum rezultă ele din măsurători, iar la perete viteza lichidului este zero. La interfața lichid-vapori a fost prescrisă o temperatură constantă și egală cu o valoare medie celei determinate experimental, și o tensiune tangențială uniformă pe toată interfața. Valoarea tensiunii tangențiale care produce acest efect este $\tau=0.0743 \text{ N/m}^2$.

Obținerea unei convecții termo-capilare la interfața lichid-vapori în condițiile menționate necesită o diferență de temperatură între punctul de contact bulă-perete și vârful bulei de vapori de minim două grade Celsius, valoare care depășește erorile de măsurare. Măsurătorile experimentale indică o temperatură la interfață relativ uniformă, deci putem vorbi de o convecție chemo-capilară ce se datorează reziduurilor de distilare respectiv concentrației diferite a acestora la interfața lichid-vapori.

Acest comportament prezintă câteva avantaje majore relativ la schimbul de căldură și anume:

1. se asigură un amestec continuu al masei lichide și implicit un schimb de căldură mai eficient;
2. se auto-întreține deoarece implică un nivel redus al gradientului de temperatură între încălzitor și răcitor;
3. procesul de vaporizare poate fi folosit și în condiții de gravitație redusă.

Acest comportament a putut fi observat deoarece celula de testare având dimensiuni mici nu a permis dezvoltarea convecției naturale care ar fi acoperit acest fenomen. Dacă se urmărește câmpul de temperaturi în cazul celulei de testare 2 care este mult mai mare, se observă pe baza franjelor de interferență (figura 5.5.4) și a câmpului de temperaturi (figura 5.5.5) că această convecție naturală se face simțită, spre deosebire de celula 1.



Figura 5.5.4 Interferograma corespunzătoare unei bule de vapori obținute cu ajutorul celulei de testare 2. Curentul prin folia încălzitoare fiind de 3A, o temperatura a lichidului în colțul din stânga jos de 23°C, lichidul folosit fiind un refrigerant R141b (nu se cunoaște puritatea și calitatea lichidului folosit)

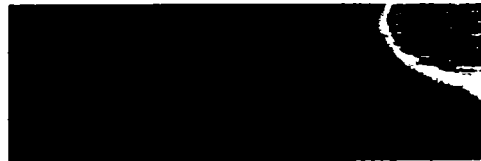


Figura 5.5.5 Reprezentare calitativă a câmpului indicelui de refracție (acesta este direct proporțional cu câmpul de temperaturi).corespunzător interferogramei din figura 5.5.4. obținut fără a se ține seama de câmpul indicelui de refracție de referință.

În cazul în care gradientul temperaturii în lichid crește, bula de vapori începe să oscileze. În acest caz nu se mai poate determina câmpul de temperaturi deoarece nu mai este vorba de o bulă de vapori staționară.

5.6 Rezultate numerice

Folosind modelul prezentat în paragraful 3.3 s-a recurs la modelarea matematică a procesului de vaporizare a unei pelicule de lichid ce se formează între o bulă de vapori și un perete încălzitor. În acest scop s-au folosit parametrii

prezentați în tabelul 5.6.1, iar calculul a fost făcut iterativ până când căderea de presiune pe interfață a atins o anumită valoare minimă astfel încât echilibrul mecanic al interfeței să fie satisfăcut, acesta fiind de fapt criteriul de convergență. Pentru cazul de față căderea de presiune standard pe toată lungimea interfeței a fost de 0.04676 N/m^2 .

Tabel 5.6.1 Parametri folosiți pentru simulările numerice

Mărime	Simbol	Valoare	U.M.
Constanta lui Hamaker	A	4.4e-20	Nm
Tensiunea superficială	σ	0.014	N/m
Căldura latentă de vaporizare	Δh_v	341.9e+3	J/kg
Temperatura peretelui	T_w	301.1	K
Temperatura de saturație corespunzătoare presiunii p_v	T_v	301.0	K
Presiunea vaporilor la saturație	p_v	1e+5	N/m^2
Densitatea fazei lichide	ρ_l	613	kg/m^3
Densitatea fazei gazoase	ρ_v	3.07	kg/m^3
Vâscozitatea cinematică	ν	$201e-6 / \rho_l$	m^2/s
Constanta gazului	R	115.4722	J/kgK
Coeficientul de vaporizare condensare	f	1	-
Conductivitatea termică a fazei lichide	λ	0.103	W/mK
Accelerația gravitațională	g	9.81	m/s^2

Discretizarea domeniului s-a făcut folosind o grilă structurată ce formează o matrice de 400 de coloane și 5 linii rezultând astfel 2000 de noduri. Domeniul final discretizat este prezentat în figura 5.6.1, iar profilul peliculei de lichid este prezentat în figura 5.6.2. Profilul este divizat în două părți, și anume: un strat adsorbit cu grosime constantă și o zonă în care grosimea peliculei de lichid crește relativ liniar.

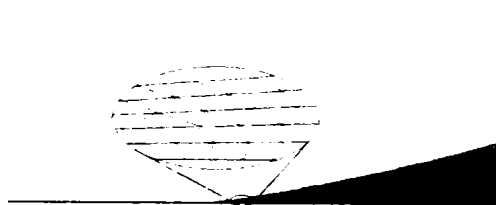


Figura 5.6.1 Discretizarea domeniului delimitat de interfața lichid vaporii și peretele încălzitor

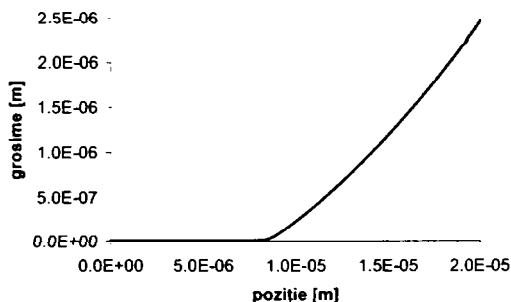


Figura 5.6.2 Grosimea peliculei de lichid

Reprezentarea grafică a densității fluxului de căldură (figura 5.6.3) și a variației curburii profilului peliculei (figura 5.6.4) scot în evidență mai bine zonele care caracterizează pelicula de lichid. În zona axială se observă stratul adsorbit în care fluxul de căldură evaporat și curbura profilului peliculei sunt nule, urmează o zonă în care fluxul de căldură crește până la atingerea unui maxim, aceasta fiind

zona cea mai importantă din punct de vedere al vaporizării. Raza de curbură urmărește un profil similar, cu diferența că poziția maximului razei de curbură este defazată față de punctul unde se atinge fluxul de căldură maxim. Acest aspect poate fi explicat prin faptul că raza de curbură acționează împotriva vaporizării, adică cu cât raza de curbură este mai mare cu atât vaporizarea va fi mai redusă. Spre deosebire de fluxul de căldură care revine la zero în zona macroregiunii, raza de curbură atinge o valoare impusă și egală cu raza de curbură a bulei de vapori.

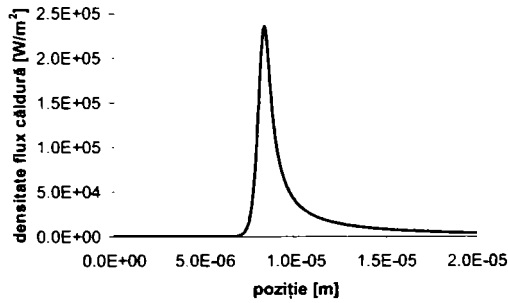


Figura 5.6.3 Densitatea fluxului de căldură prin interfața lichid vapori

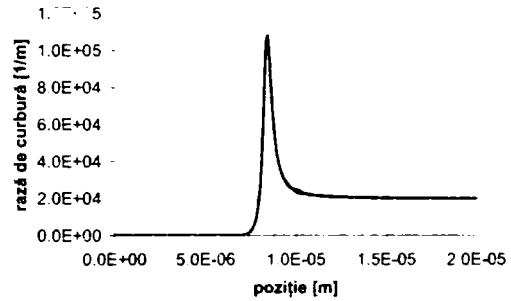


Figura 5.6.4 Variația razei de curbură

Variația presiunilor la interfață atât în partea lichidă cât și pe partea de vapori este prezentată în figura 5.6.5. În zona stratului adsorbit presiunile la interfață sunt egale deoarece raza de curbură în această zonă este zero. Urmează zona în care procesul de vaporizare este cel mai intens datorită vaporizării. Presiunea la interfață crește pe partea de vapori și scade pe partea de lichid. Această scădere este o consecință a creșterii semnificative a razei de curbură și a vitezei normale la interfață care atinge valori maxime datorită procesului de vaporizare.

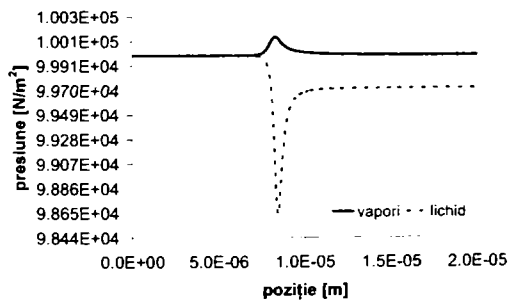


Figura 5.6.5 Variația presiunilor la interfață pe partea de lichid respectiv vapori

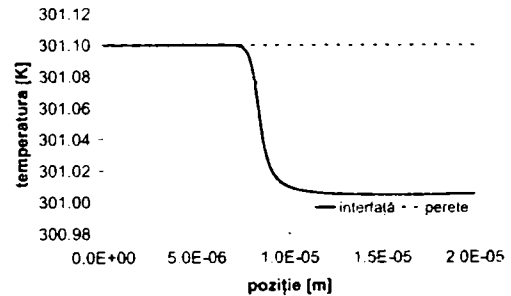


Figura 5.6.6 Variația temperaturii la interfață

Temperatura interfeței variază și ea, pornind de la o valoare egală cu temperatura peretelui încălzitor în zona stratului adsorbit, aceasta fiind de fapt temperatura de echilibru termodinamic, după care scade relativ brusc în zona de vaporizare maximă tinzând apoi spre temperatura de saturație.

Panta profilului interfeței se menține zero până când fluxul de căldură începe să crească. În această zonă panta crește brusc până la o anumită valoare ce poate fi

considerată ca fiind corespunzătoare unghiului de contact aparent după care urmează o creștere ușoară.

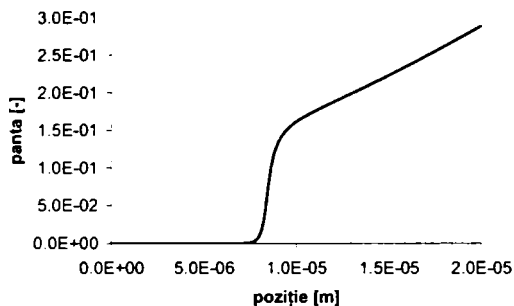


Figura 5.6.7 Variația pantei interfeței lichid vapor

În cazul unui flux de căldură constant, se înregistrează variații ale profilului peliculei de lichid, ale fluxului de căldură, ale curburii etc. În figurile 5.6.8, 5.6.9, 5.6.10, 5.6.11, 5.6.12 sunt prezentate comparativ cu cazul în care temperatura peretelui este constantă, diferenții parametri care caracterizează pelicula de lichid precum și transferul termic. Diferențele devin mai semnificative în funcție de fluxul de căldură generat de folia încălzitoare.

Simulările corespunzătoare unei densități a fluxului de căldură constant corespund unei valori a densității fluxului de căldură de 4.5 kW/m^2 și de temperatură a peretelui la finele microregiunii de 301.1 K.

Rezultatele numerice sunt similare cu cele obținute pe baza teoriei microregiunii. Cu toate că s-au eliminat o serie de ipoteze simplificatoare nu s-a obținut un comportament similar cu cel obținut experimental. De menționat însă că aceste rezultate au fost obținute considerând doar forțele intermoleculare de tip Van der Waals. În consecință, putem spune că forțele intermoleculare au o influență covârșitoare asupra profilului peliculei de lichid ce se formează pe suprafața peretelui încălzitor și care guvernează procesul de curgere și de vaporizare al peliculelor de lichid.

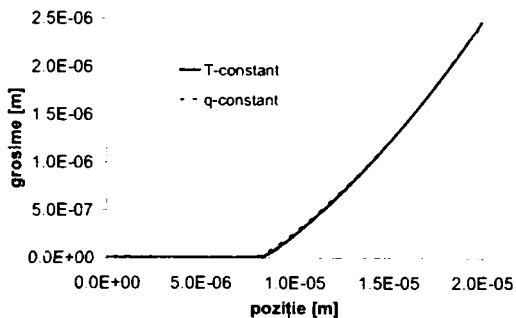


Figura 5.6.8 Profilul interfeței lichid vapor

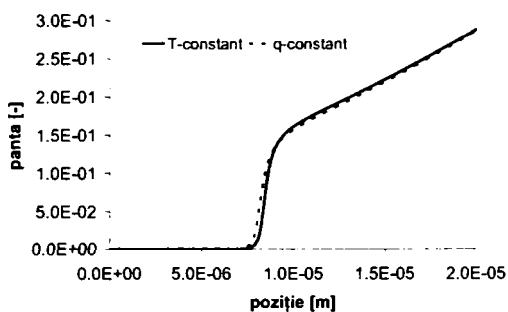


Figura 5.6.9 Variația pantei interfeței lichid vapor

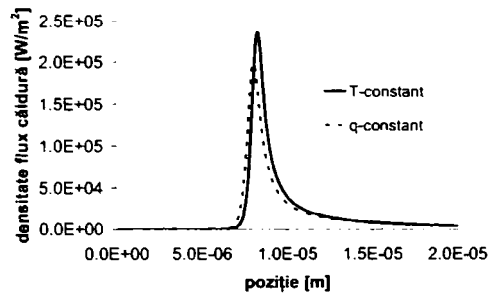


Figura 5.6.10 Variația fluxului de căldură prin interfața lichid vapor

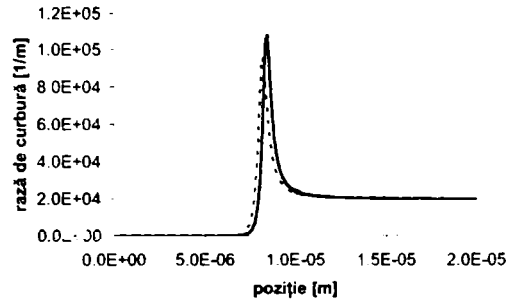


Figura 5.6.11 Variația curburii corespunzătoare interfeței lichid vapor

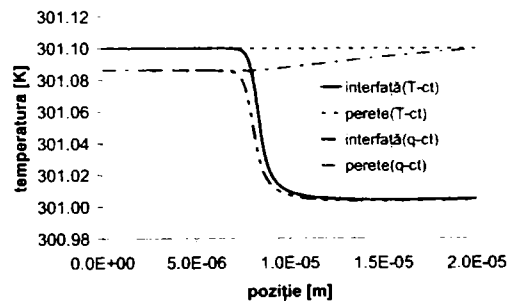


Figura 5.6.12 Variația temperaturii peretelui respectiv a interfeței

6 CONCLUZII, CONTRIBUȚII PERSONALE ȘI PERSPECTIVE

Obiectivul tezei de față a constat în clarificarea modului în care are loc vaporizarea peliculelor de lichid pe substrat metalic și în special al celor ce se formează între bulele de vapori și pereții încălzitori în scopul optimizării geometriei acestora în cea ce privește maximizarea coeficienților de transfer termic. Așa cum a fost menționat în partea de început a tezei, la ora actuală există două teorii cu privire la procesul de vaporizare al peliculelor de lichid și anume teoria microstratului și teoria microregiunii.

Teoria microstratului are un fundament experimental iar conform acesteia între bula de vapori și peretele încălzitor se formează o peliculă de lichid sub formă de pană care se întinde pe o lungime de ordinul sutelor de microni, procesul de vaporizare având loc la suprafața acestei pelicule.

Teoria microregiunii are un fundament teoretic și consideră că procesul de vaporizare este concentrat în punctul de contact aparent dintre interfața bulei de vapori și peretele încălzitor, iar zona în care are loc vaporizarea se întinde pe o lungime de ordinul micronilor.

Cu toate că cele două teorii ar trebui să indice o zonă de vaporizare cu aceleași caracteristici geometrice și energetice, acest lucru nu se întâmplă. Neconcordanțele între rezultatele furnizate de cele două teorii apar ca urmare a utilizării unor condiții la limită și ipoteze de lucru diferite.

Astfel, teoria microstratului a fost elaborată pe baza unor observații experimentale realizate în condiții dinamice, bula de vapori crescând progresiv până la desprinderea de suprafața încălzitoare. Datorită procesului de vaporizare, temperatura peretelui suferă variații locale; în plus la interfața solid – lichid își face simțită prezența toate forțele intermoleculare caracteristice cuplului de materiale. În schimb, modelul analitic oferit de teoria microregiunii este dezvoltat pentru cazul unei bule de vapori staționare, cu o temperatură constantă a peretelui încălzitor și luarea în considerare doar a forțelor intermoleculare de tip Van der Waals la interfața solid – lichid.

Pentru a reuși o corelare a rezultatelor experimentale cu cele teoretice este necesară o analiză a ipotezelor care stau la baza celor două teorii precum și a condițiilor la limită folosite. În acest context, în capitolul trei s-a prezentat în detaliu teoria microregiunii, evidențiind ipotezele care stau la baza acesteia, urmată de o analiză critică a acestora. Folosirea unor ipoteze care nu au corespondent în realitate face foarte dificilă validarea experimentală a acestei teorii. În consecință, s-a decis eliminarea anumitor ipoteze simplificatoare și **realizarea unui nou model matematic** pentru care s-a prezentat și modul de rezolvare al ecuațiilor diferențiale care-l formează. Modelarea curgerii se bazează pe rezolvarea ecuației Navier-Stokes luând în considerare și forțele intermoleculare la interfața lichid solid. Aceasta rezolvare a fost posibilă în urma unor **artificii matematice** deoarece introducerea forțelor intermoleculare în ecuația Navier-Stokes sub forma unor forțe externe ar conduce la instabilități numerice deoarece forțele intermoleculare de tip Van der Waals tind la infinit în imediata vecinătate a peretelui. Interacțiunea lichid-solid **s-a făcut considerând un număr mai mare de forțe intermoleculare** dând astfel un caracter mai general modelului matematic. **Ipoteza unui perete cu temperatură constantă a fost eliminată.** Folosind ecuația conducției termice în

perete temperatura acestuia va rezulta din calcule în funcție de căldura generată de peretele încălzitor.

În investigarea experimentală a procesului de vaporizare realizată în cadrul tezei, s-a urmărit respectarea ipotezelor și condițiilor care stau la baza modelului matematic pentru a putea în final compara rezultatele numerice cu cele experimentale obținute pe bancul de testare. Prezentarea de detaliu a aparatului folosite, a tehnicilor de măsură **puse la punct de către autor** și a modului de prelucrare a datelor este dată în capitolul patru. Deoarece modelul matematic obținut este, din motive de simplitate, dezvoltat pentru condiții statice, **s-a reușit realizarea unei celule de testare originale care permite obținerea unei singure bule de vapori staționare și axial simetrice**. Pentru aceasta, standul experimental a fost prevăzut cu un încălzitor la partea superioară a celulei de testare și un răcitor la partea inferioară. Bula de vapori generată pe peretele superior nu se va desprinde de acesta ba mai mult ea va fi împinsă datorită forței arhimedice împotriva acestuia. Datorită folosirii răcitorului la partea inferioară, prin celula de testare se va asigura un flux de căldură uniform care va permite bulei atingerea unei dimensiuni de echilibru. Această dimensiune corespunde situației în care masa de lichid vaporizată în zona de contact perete-bulă este egală cu masa de vapori condensată la interfața vapori-lichid. Menținerea bulei de vapori la o anumită locație (centrul foliei încălzitoare) **a fost posibilă ca urmare a configurației particulare a încălzitorului**. Având o formă circulară, acesta este conectat la sursa de tensiune prin doi electrozi: unul central sub formă de fir și unul periferic sub formă inelară. Această configurație a permis obținerea unui flux termic concentrat în centrul foliei încălzitoare (vezi anexa E) asigurând generarea bulei de vapori în această locație. Datorită variației radiale a temperaturii foliei și a modificării tensiunii superficiale cu temperatura, bula de vapori rămâne centrată în centrul foliei încălzitoare. În cazul în care bula de vapori ar avea tendința de a părăsi această locație datorită faptului ca o parte a bulei s-ar îndrepta spre zone mai reci, iar partea opusă spre zone mai calde tensiunea superficială se modifică astfel că în zona mai rece tensiunea superficială crește, iar în zona mai caldă tensiunea superficială scade apărând astfel un joc de forțe ce readuce bula în zona centrală menținând-o în stare de echilibru. **Proiectarea și construcția acestui tip de încălzitor s-a dovedit pe durata experimentelor a fi un succes** în ce privește obținerea bulelor de vapori staționare precum și în ce privește controlul dimensiunii lor. Deoarece fluxul de căldură prin folia încălzitoare este proporțional cu tensiunea aplicată la electrozi, controlul dimensiunii bulei de vapori se face prin simpla modificare a tensiunii de alimentare a foliei încălzitoare.

Determinarea câmpului de temperaturi din jurul bulei de vapori **s-a făcut folosind interferometria și termometria în infraroșu**. Aceste două tehnici au fost alese din multitudinea de metode de măsurare a temperaturii prezentate în capitolul doi deoarece **au permis obținerea unui câmp continuu de temperaturi în spații de dimensiuni reduse cu o rezoluție și precizie mare** fiind printre puținele tehnici de măsurare ne-invasive ce nu perturbă procesul studiat. Folosirea interferometriei cu decalarea fazei și a algoritmilor de calcul aferenți **a permis pentru prima dată obținerea câmpului de temperaturi** în jurul bulei de vapori în masa lichidă. Acest lucru a fost posibil deoarece bula de vapori generată este staționară și axial simetrică. Pentru aceasta **s-a proiectat și construit un interferometru** de tip Mach-Zehnder datorită simplității și robusteții pe care o prezintă. Pentru comanda acestuia, achiziționarea și procesarea datelor **a fost realizat un program „InterfControl”** care include toate funcțiile prezentate în această lucrare. Aria de aplicație a acestui echipament poate fi extinsă atât în cazul

determinării concentrației amestecurilor binare, precum și în toate celelalte cazuri în care interferometria și-a dovedit eficiența.

Folosirea interferometriei pentru determinarea câmpurilor de temperaturi în jurul bulelor de vapori nu este o noutate, însă majoritatea studiilor anterioare s-au limitat la analiza franjelor de interferență permițând doar determinarea temperaturii în anumite puncte discrete. De această dată, s-a reușit obținerea unui câmp de temperaturi continuu ce a permis determinarea temperaturii interfeței lichid vapori precum și a temperaturilor în imediata vecinătate a punctului de contact aparent bulă de vapori - perete încălzitor. **Determinarea câmpului de temperaturi în cazul unei bule de vapori singulare ce prezintă simetrie axială, utilizând ca tehnică de măsurare interferometria, s-a realizat cu succes, erorile situându-se într-o plajă restrânsă de ordinul zecimilor de grad Celsius.** Câmpurile de temperaturi obținute pot fi folosite pentru validarea modelelor matematice respectiv pentru compararea cu câmpurile de temperaturi calculate.

Temperatura părții superioare a foliei încălzitoare s-a măsurat cu ajutorul unei camere video în infraroșu. Folosirea simultană a celor două tehnici de măsurare a permis **determinarea completă a câmpului de temperaturi** din jurul bulei de vapori.

Ca orice tehnică de măsurare și interferometria are un anumit domeniu de aplicabilitate astfel că pentru a satisface condițiile necesare rămânării în domeniul de validitate al interferometriei; celula de testare a trebuit proiectată și construită ținând cont de aceste aspecte, ferestrele de observație fiind realizate din sticlă specială cu o planeitate și paralelism înalte. În alegerea lichidului folosit pentru experimente s-a ținut cont de temperatura de fierbere și de indicii de refracție, acesta din urmă fiind corelat cu dimensiunea celulei de testare respectiv cu lungimea acesteia după direcția razei laser. Izopentanul s-a dovedit a fi o substanță care să satisfacă toate condițiile având o temperatură de fierbere de 27 de °C. Astfel a fost posibilă realizarea experimentelor în jurul temperaturii camerei eliminându-se astfel gradientii mari de temperatură. Prezența unor gradienti mari de temperatură ar fi făcut ca direcția de propagare a luminii prin mediul respectiv să fie puternic perturbată și deci interferometria ar fi fost imposibil de aplicat.

În urma analizei datelor experimentale obținute a rezultat că și în cazul bulelor staționare se formează o peliculă de lichid sub formă de pană cu o lungime de ordinul zecilor de microni, aceasta fiind o dovadă în favoarea teoriei microstratului. Analiza rezultatelor experimentale și mai ales a câmpurilor de temperaturi a foliei încălzitoare s-a făcut urmând două metode diferite: **una analitică de concepție proprie** și o modelare numerică cu element finit. Ambele metode au scos în evidență faptul că zona în care are loc vaporizarea lichidului se întinde pe o lungime de ordinul zecilor de microni. Pe baza câmpului de temperaturi în masa lichidă s-a determinat fluxul de căldură prin interfață și corelarea acestuia cu fluxul de căldură dinspre peretele încălzitor. Tot pe baza interferogramelor s-a putut determina geometria bulelor de vapori (raza bulei, raza zonei de contact bulă de vapori perete, unghiul de contact).

Experimentele realizate au permis observarea unui aspect important și anume înregistrarea unor temperaturi la interfață mai mici decât temperatura de saturație, lucru care vine în contradicție cu teoriile din literatura de specialitate. Pentru a determina cauzele care fac ca această temperatură să fie diferită de cea de saturație s-a trecut la realizarea unui experiment factorial. Acesta a scos în evidență faptul că cele **0.5% reziduuri de distilare se fac vinovate de acest comportament.** (În cadrul experimentelor s-a folosit isopentan cu o puritate de 99.5%.) **Tot datorită prezenței impurităților a putut fi explicată prezența**

jetului termic. În literatura de specialitate prezența acestuia a fost pusă pe seama variației temperaturii la interfața lichid vaporii. Deoarece s-a determinat temperatura la interfață a devenit evident faptul că singura cauză posibilă de apariție a jetului termic o prezintă variația de concentrație la interfață ca urmare a existenței reziduurilor de distilare ce se acumulează în această zonă. Cunoașterea cauzelor și a condițiilor care asigură apariția bulelor cu jet este importantă deoarece acestea asigură un schimb de căldură mai ridicat.

Noul model matematic realizat permite determinarea grosimii stratului de lichid format între bula de vaporii și peretele încălzitor începând din axa de simetrie a bulei și până în zona macrostratului rezultând astfel că în zona stratului adsorbit densitatea fluxului de căldură este aproape nulă. De asemenea modelul permite determinarea unghiului de contact și localizarea în spațiu a zonei în care fluxul de căldură atinge valoarea maximă. Ținându-se cont de conducția în folia încălzitoare s-a determinat variația temperaturii în aceasta, astfel că ipoteza unei temperaturi constante la perete a fost eliminată, această situație fiind imposibil de obținut în practică. Cu toate acestea, datorită timpului foarte mare de calcul necesar unui singur caz, nu s-a reușit punerea în evidență a efectelor forțelor intermoleculare care s-au dovedit a avea un efect major în ceea ce privește geometria peliculei de lichid și modul de vaporizare al acesteia.

Optimizarea modului de rezolvare a ecuațiilor diferențiale a modelului dezvoltat în această lucrare, astfel încât timpii de calcul să fie reduși semnificativ, va permite în viitor reducerea duratelor și cheltuielilor de experimentare necesare optimizării structurilor care să asigure o vaporizare optimă. Modelarea matematică a procesului de vaporizare permite determinarea dimensiunilor caracteristice a peliculelor de lichid corespunzătoare anumitor condiții la limită și unei anumite perechi de materiale (lichid-solid) astfel că încă din faza de proiect va fi posibilă determinarea unei anumite structuri optime a peretelui încălzitor. De exemplu, în cazul unei structuri triunghiulare, alegerea unei înălțimi prea mici a structurii triunghiulare face ca pe suprafața structurată să se formeze o peliculă de lichid cu o grosime prea mare ce va inhiba procesul de vaporizare. O înălțime prea mare ar duce la o creștere a pasului caracteristic structurii și de asemenea la reducerea capacităților maxime de vaporizare prin diminuarea numărului de zone în care vaporizarea atinge valori maxime. Modelarea procesului de vaporizare permite alegerea încă din faza de proiect a înălțimii și a pasului optim astfel încât rata de vaporizare să fie maximă.

7 BIBLIOGRAFIE

- [1] Jawurek, H. H. Simultaneous determination of microlayer geometry and bubble growth in nucleate boiling Int. J. Heat and Mass Transfer 12, 843-848, 1969
- [2] Johannes Straub Boiling heat transfer and bubble dynamics in microgravity, *Advanced in heat transfer*, vol. 35, pp. 57- 172.
- [3] L. D. Koffman, M. S. Plesset, Experimental Observations of the Microlayer in Vapor Bubble Growth on a Heated Solid, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 105, pp. 625-632, 1983
- [4] Plesset, M.S. and Sadhal, S.S. An analytical estimation of the microlayer thickness in nucleate boiling , *J. Heat Transfer* 101, 180-182, 1979
- [5] P. C. Wayner, Jr., Y. K. Kao and L. V. LaCroix, The interline heat-transfer coefficient of an evaporating wetting film, *International Journal of Heat and Mass Transfer* Vol.19 pp. 487-492, 1976
- [6] David B. R. Kenning, Optical studies of boiling heat transfer: insights and limitations, *International Journal of Heat and Fluid Flow* Vol. 25, pp. 209-222, 2004
- [7] M.G. Cooper, The mirage in boiling, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 26, No. 7, pp.1088-1090, 1983
- [8] T. Kosa and P. Palffy-Muhoray, Mirage mirror on the wall, *Am. J. Phys.* 68 ~121, December 2000
- [9] Sashidhar S. Panchamgam, Shripad J. Gokhale, Joel L. Plawsky, Sunando DasGupta, Peter C. Wayner, Jr., Experimental determination of the effect of disjoining pressure on shear in the contact line region of a moving evaporating thin film, *Journal of Heat Transfer*, March 2005, vol. 127, pp. 231-243
- [10] Shripad J. Gokhale, Joel L. Plawsky, and Peter C. Wayner Jr., Experimental investigation of contact angle, curvature, and contact line motion in dropwise condensation and evaporation
- [11] P. Stephan and J. Hammer, A new model for nucleate boiling heat transfer, *J Heat and Mass Transfer* 30(1994) 119-125
- [12] T. Fuchs, J. Kern, P. Stephan, A transient nucleate boiling model including microscale effects and wall heat transfer, submitted for publication
- [13] Jurgen Kern, Peter Stephan, Jurgen Kern, Theoretical Model for Nucleate Boiling Heat and Mass Transfer of Binary Mixtures, *Journal of Heat Transfer*, December 2003, Vol. 125, pp. 1106-1115

- [14] J. Kern, Modellierung und numerische Berechnung des Wärmeübergangs beim Blasensieden binärer Gemische, Fortschritt-Berichte VDI, 3 (727), Dusseldorf: VDI, 2002
- [15] C. Hoehmann, Temperaturmessverfahren zur räumlich hochauflösenden Untersuchung des Wärmetransports an einem verdampfenden Flüssigkeitsmeniskus, Berichte aus der Thermodynamik, D17 (Diss. TU Darmstadt), Shaker Verlag, Aachen 2004
- [16] C. Brandt, Wärme- und Flüssigkeitstransport in Verdampfern von Wärmerohren mit Hochleistungs- kapillarstrukturen, Fortschritt-Berichte VDI, 19 (147), Dusseldorf: VDI, 2003
- [17] Jürgen Kern, Christof Sodtke, Nils Schweizer, Peter Stephan, Microgravity measurements of microscale wall temperature distribution underneath a single vapour bubble, 6th World Conference on experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics April 17-21, 2005, Matsushima, Miyagi, Japan
- [18] C. Sodtke, J. Kern, N. Schwaitzer and P. Stephan, High resolution Measurement of Wall Temperature Distribution Underneath a Single Vapor Bubble Under Microgravity Conditions, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 49, Issue 5-6, march 2006, pp. 1100-1106
- [19] Toshiharu Oka, Yoshiyuki Abe, Kotaro Tanaka, Yasuhiko H. Mori and Akira Nagashima, Observational Study of Pool Boiling under Microgravity, JSME International Journal Series II, Vol. 35, No. 2, 1992
- [20] Yoshiyuki Abe, Toshiharu Oka, Yasuhiko H. Mori and Akira Nagashima, Pool Boiling of a non-azeotropic binary mixture under microgravity, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 37, No.16, pp.2405-2413, 1994
- [21] Jungho Kim, John F. Benton, Highly subcooled pool boiling heat transfer at various gravity levels, International Journal of Heat and Fluid Flow 23 (2002) 497-508
- [22] Fatih Demiray, Jungho Kim, Heat transfer from single nucleation site during saturated pool boiling of FC-72 using an array of 100 micron heaters, Proceedings of the AIAA-ASME Thermophysics and Heat Transfer Conference, St. Louise, MO, June 2002
- [23] Fatih Demiray, Jungho Kim, Microscale heat transfer measurements during pool boiling of FC-72: effect of subcooling, International Journal of Heat and Mass Transfer 47 (2004) 3257-3268
- [24] Jerry G. Myers, Vamsee K. Yerramilli, Sam W. Hussey, Gelnda F. Yee, Jungho Kim, Time and space resolved wall temperature and heat flux measurements during nucleate boiling with constant heat flux boundary conditions, International Journal of Heat and Mass Transfer 48 (2005) 2429-2442
- [25] Jungho Kim and Ken Kiger, Effects of Dissolved Gas, Surface Enhancement, and Fluid Enhancement on Spray Cooling Heat Transfer, VITA CoolCON, May 2004

- [26] Tailian Chen, Jacob N. Chung, An Experimental Study of Miniature-Scale Pool Boiling, *Journal of Heat Transfer*, December 2003, vol. 125, pp. 1074-1086.
- [27] M. C. Jeremy, T. Noel and W. G. Doherty, Laser induced fluorescence measurements of the thickness of fuel film on the combustion chamber surface of a gasoline SI engine, www.cranfield.ac.uk/soe/departments/optical.htm, m.jeremy@cranfield.ac.uk
- [28] Donald W. Stanton, Andreas M. Lippert, Rolf D. Reitz and Christopher J. Rutland, Influence of Spray-Wall Interaction and Fuel Films on Cold Starting in Direct Injection Diesel Engines, SAE 982584
- [29] Donald W. Stanton and Christopher J. Rutland, Multi-dimensional modeling of heat and mass transfer of fuel films resulting from impinging sprays, SAE980132
- [30] Donald Stanton and Christopher Rutland, Modeling Fuel Film Formation and Wall Interaction in Diesel Engines, SAE960628 Peter Stephan, Proposal for an experiment to measure the wall-temperature distribution at a single vapor bubble, ESA-Topical team boiling
- [31] D. B. R. Kenning and ZouZou Zan, Pool boiling heat transfer on a thin plate: features revealed by liquid crystal thermography, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 39, No. 15, pp. 3117-3137, 1996
- [32] Yi-Kuen Lee, Ui-Chong Yi, Fan-Gang Tseng, Chang-Jin „CJ” Kim and Chih-Ming Ho, Fuel Injection by a thermal microinjector, cjkim@seas.ucla.edu, Mechanical and Aerospace Engineering Department University of California, Los Angeles, CA 90095-1597, USA
- [33] Vladimir S. Ajaev and G. M. Homsy, Modeling Shapes and Dynamics of Confined Bubbles, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2006. 38:277-307
- [34] K. Wozniak, G. Wozniak, Temperature gradient driven flow experiments of two interacting bubbles on a hot wall, *Heat and mass transfer* 33 (1998), 363-369
- [35] Allan Hanbury, Circular Statistics Applied to Colour Images, *Computer Vision CVWW'03*, Ondřej Drbohlav (ed.) Valtice, Czech Republic, February 3-6, 2003 Czech Pattern Recognition Society
- [36] K. Löth, B. Larsson, H. Schneider, O. Jansson, Y. Houltz, P. Colinet, C. Iorio, L. Joannes, O. Dupont, ITEL Experiment module and its flight on MASER 9, 53rd International astronomical congress, The world space congress – 2002, Houston, Texas, 10-19 Oct 2002
- [37] H. Beer, Interfacial velocities and bubble growth in nucleate boiling, *International symposium on two-phase systems*, Technion City, Haifa, Israel, Aug. 29- Sept. 2, 1971.
- [38] F. A. Matekunas and E. R. F. Winter, An interferometric study of nucleate boiling, *International symposium on two-phase systems*, Technion City, Haifa, Israel, Aug. 29- Sept. 2, 1971.

- [39] F. Mayinger, Two-phase flow and boiling: insights and understanding through modern noninvasive measuring techniques, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 15:141-153, 1997.
- [40] P. Arlabosse, L. Tadrist, H. Tadrist, J. Pantaloni, Experimental analysis of the heat transfer induced by thermocapillary convection around a bubble, *Journal of heat transfer* Vol.122, 66-73, February 2000
- [41] M. Zell, Untersuchung des Siedevorgangs unter reduzierter Schwerkraft, PhD. Thesis, Technischen Universität München, 1991.
- [42] G. Wozniak, R. Balasubramaniam, P. H. Hadland, R. S. Subramanian, Temperature fields in a liquid due to the thermocapillary motion of bubbles and drops, *Experiments in fluids* 31, 84-89, 2001
- [43] Sheng Mao Tieng, Wen Zei Lai and Toshi Fujiwara, Holographic temperature measurement on axisymmetric propane-air, fuel-lean flame, *Meas. Sci. Technol.* 3, 1179-1187, 1992.
- [44] G., Bratescu, *Interferometrie aplicata*, Editura Tehnica, Bucuresti, Romania 1963
- [45] Joseph Shamir, *Optical System and Processes*, SPIE Optical Engineering Press, Washington, USA, 1999
- [46] E. Astrakharchik-Farrimond, B. Y. Shekunov, P. York, N. B. E. Sawyer, S. P. Morgan, M. G. Somekh, C. W. See, Dynamic measurements in supercritical flow using instantaneous phase-shift interferometry, *Experiments in fluids* 33 (2002) 307-314
- [47] R. W. Schrage, *A theoretical study of interphase mass transfer*, New York, Columbia University Press, 1953
- [48] J. Hammer, Einfluss der Mikrozone auf den Wärmeübergang beim Blasensieden, *Fortschritt-Berichte VDI*, 19 (96), Düsseldorf: VDI, 1996
- [49] M. Mann, Ein Mikrozonmodell zur Beschreibung der Blasenbildung und des Wärmeübergangs beim Sieden, *Disertation*, Universität Stuttgart, 2000
- [50] G. Son, N. Ramanujapu, V. K. Dhir, Numerical simulation of bubble merger process on single nucleation site during pool boiling, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 124, pp. 51-62, February 2002
- [51] Peter C. Wayner, Jr., Intermolecular forces in phase-change heat transfer: 1998 Kern Award Review, *AIChE*, Vol. 45, No. 10, October 1999
- [52] N. V. Churaev, V. D. Sobolev, Prediction of contact angles on the basis of the Frumkin-Derjaguin approach, *Advanced in Colloid and Interface Science*, Vol. 61, pp. 1-16, 1995
- [53] H. T. Dobbs and J. O. Indekeu, Line tension at wetting> interface displacement model beyond the gradient-squared approximation, *Physica A* 201, 457-481, 1993
- [54] Frank Dubois, *Optical methods for fluid flows and instabilities, Computational and optical methods for instabilities phenomena*, Winter School, Université Libre de Bruxelles, 10th -18th December, 2000

- [55] Denis C. Ghiglia, Mark D. Pritt, Two-dimensional phase unwrapping, theory, algorithms and software, John Wiley & Sons, Inc, New York, USA 1998
- [56] Ignacio H. Lira, Reconstruction of an axisymmetric refractive index distribution with non-negligible refraction, Measurements Science and Technology, Vol. 5, pp. 226-232, 1994
- [57] H. Auracher and M. Buchholz, Experiment of the fundamental mechanisms of boiling heat transfer, J. Of the Braz. Soc. Of Mech. Sci. & Eng., Vol. XXVII, No. 1, January-March 2005
- [58] M. Buchholz, H. Auracher, Microsensors to study temperature fluctuations near the heating surface in pool boiling and two-phase characteristics, Proc. 8th UK National Heat Transfer Conf., Oxford, 2003
- [59] Eugen Florin Cicala, Metoda experimentelor factoriale, proiectarea experimentelor, modelare, optimizare, Editura Politehnica, Timisoara 2005
- [60] J. Goupy, La methode des plans d'expériences. Optimisation du chix des essais et de l'interpretation des resultats. Dunod, Paris, 1998
- [61] R. Marek, J. Straub, The origin of thermocapillary convection in subcooled nucleate pool boiling, International Journal of Heat and Mass Transfer Vol.44, pp. 619-632, 2001
- [62] V.I. Baranenko, L. A. Chichkan, Nikolaev, G. F. Smirnov, Optical investigation of heat transfer mechanism with boiling, Fifth international heat transfer conference, Organized bz the Science Council of Japan, September 3-7, 1974
- [63] H. Wang, X. F. Peng, W. K. Lin, C. Pan, B. X. Wang, Bubble-top jet flow on microwires, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 47, pp. 2891-2900, 2004
- [64] H. Wang, X. F. Peng, B. X. Wang, D. J. Lee, Bubble sweeping and jet flows during nucleate boiling of subcooled liquids, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 46, pp. 863-869, 2003
- [65] Patricia Arlabosse, Etude des transferts de chaleur et de masse par effet marangoni: Application a la comprehension du mecanisme de l'ebullition en apesanteur, PhD thesis
- [66] N. S. Ap. – Valeo Engine Cooling System, Nucleate Boiling Engine Cooling System – Vehicle study, SAE 931132
- [67] R. Marek, J. Straub, Analysis of the evaporation coefficient and the condensation coefficient of water, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 44, pp. 39-53, 2001
- [68] Peter Stephan, Christoph Höhmann and Jürgen Kern, Microscale measurement of wall-temperature distribution at a single vapor bubble for evaluation of a nucleate boiling model, Space Technology and Application International Forum – STAIF 2002
- [69] Virgiliu Dan Negrea, Bazele cercetării experimentale a motoarelor cu ardere internă și a autovehiculelor rutiere, Editura Universității din Oradea, Oradea 2004

- [70] Sashidhar S. Panchamgam, Joel L. Plawsky, Peter C. Wayner, Jr., Microscale heat transfer in an evaporating moving extended meniscus, ECI International Conference on Heat Transfer and Fluid Flow in Microscale, Castelvechio Pascoli, 25-30 September 2005.
- [71] Ying-Xin Wang, Ling Zheng, Joel L. Plawsky, Peter C. Wayner, Jr. Optical Evaluation of the effect of curvature and apparent contact angle in droplet condensate removal, *Journal of heat transfer*, Vol124, pp. 729-738, August 2002
- [72] Johannes Straub, Microscale boiling heat transfer under 0g and 1g conditions, *Int. J. Therm. Sci*, Vol. 39, pp. 490-497, 2000
- [73] Ho Sung Lee, Herman Mertre Jr, Gerold Picker, Johannes Straub, Quasi-homogeneous boiling nucleation on a small spherical heater in microgravity, *International Journal of Heat and Mass Transfer* Vol. 46, pp. 5087-5097, 2003
- [74] J. Betz, J. Straub, Numerical and experimental study of the heat transfer and fluid flow by thermocapillary convection around gas bubbles, *Heat and mass transfer*, 37 (2001), 215-227
- [75] P. Arlabosse, N. Lock, M. Medale and M. Jaeger, Numerical investigation of thermocapillary flow around a bubble, *Phys. Fluids*, Vol.11, No.1, January 1999
- [76] P. Arlabosse, H. Tadrist, R. Faure, J. Pantaloni et L. Tadrist, Contribution a l'analyse de l'ebullition nucleee: Etude experimentale de la convection thermocapillaire autor d'une bulle, *Entropie* No.215, 1998
- [77] Anita Lucic, Maximilian Emans, Franz Mayinger, Christoph Zenger, Interferometric study and numerical simulation of the temperature field in the boundary layer and heat transfer in subcooled flow boiling,
- [78] A. Hartmann, A. Lucic, Application of the holographic interferometry in transport phenomena studies, *Heat and mass transfer* 37 (2001) 549-562
- [79] G. Wozniak, R. Balasubramaniam, P. H. Hadland, R. S. Subramanian, Temperature fields in a liquid due to the thermocapillary motion of bubbles and drops, *Experiments in fluids* 31 (2001) 84-89
- [80] E. Astrakharchik-Farrimond, B. Y. Shekunov, P. York, N. B. E. Sawyer, S. P. Morgan, M. G. Somekh, C. W. See, Dynamic measurements in supercritical flow using instantaneous phase-shift interferometry, *Experiments in fluids* 33 (2002) 307-314
- [81] C. Herman, E. Kang, M. Wetzel, Expanding the applications of holographic interferometry to the quantitative visualisation of oscillatory thermofluid processes using temperature as tracer, *Experiments in fluids* 24 (1998) 431-446
- [82] C. Herman, E. Kang, Experimental visualization of temperature fields and study of heat transfer enhancement in oscillatory flow in a grooved channel, *Heat and mass transfer* 37 (2001) 87-99
- [83] G. Lamanna, J. van Poppel, M. E. H. van Dongen, Experimental determination of droplet size and density field in condensing flows, *Experiments in Fluids* 32 (2002) 381-395

- [84] A. Dillmann, T. Wetzel, C. Soeller, Interferometric measurement and tomography of the density field of supersonic jets, *Experiments in fluids* 25 (1998) 375-387
- [85] G. Toker, D. Levin, J. Stricker, Dual Hologram shearing interference technique for wind tunnel flow fields testing, *experiments in fluids* 23 (1997) 341-346
- [86] A. Stella, G. Guj, S. Giammartini, Measurement of axisymmetric temperature fields using reference beam and shearing interferometry for application to flames, *Experiments in fluids* 29 (2000) 1-12
- [87] Katherine Creath, Yeou-Yen Cheng and James C. Wyant, Contouring aspheric surfaces using two-wavelength phase-shifting interferometry, *Optica acta*, 1985, vol. 32, 1455-1464
- [88] C.N. Ammerman, S. M. You, Y.S. Hong, Identification of Pool Boiling Heat Transfer Mechanism From a Wire Immersed in Saturated FC-72 Using a Single-Photo/LDA Method, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 118, pp. 117-123, 1996
- [89] T. A. Kowalewski, J. Pakleza, J.-B. Chalfen, M.-C. Duluc, A. Cybulski, Visualisation of vapor bubble growth, 9th International symposium on flow visualisation, Heriot-Watt University, Edinburgh, 2000
- [90] A. Glathe and G. Wozniak, On a novel approach to evaluate Schlieren interferograms of axisymmetric refractive index fields, *Flow. Meas. Instrum.* Vol. 7, No. ¾, pp. 281-286, 1996
- [91] Han Choon Lee, Byung Do Oh, Sung Won Bae, Moo Hwam Kim, Jae Yong Lee, In Seob Song, Partial Nucleate Boiling on the Microscale Heater Maintaining Constant Wall Temperature, *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 40, No. 10, pp.768-774, October 2003
- [92] M. Kassemi and N. Rashidnia, Steady and oscillatory thermocapillary convection generated by a bubble, *Physics of fluids*, Vol 12, No. 12, pp. 3133-3146, December 2000
- [93] Qingfang Wu and Harris Wong, A slope-dependent disjoining pressure for non-zero contact angles, *J. Fluid Mech* vol. 506, pp. 157-185, 2004
- [94] D. Qiu, V. K. Dhir, Measurement of refractive index of PF-5060, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 19, pp. 168-171, 1999
- [95] G. Wozniak, R. Balasubramaniam, E. Koukan, On the motion of a solid sphere trough a viscous medium with a vertical temperature gradient, *Heat and Mass Transfer*, Vol. 36, pp. 423-432, 2000
- [96] B. Skarman, J. Becker and K. Wozniak, Simultaneous 3D-PIV and temperature measurement using a new CCD-based holographic interferometer, *Flow Meas. Instrum.* Vol. 7, No. 1, pp. 1-6, 1996
- [97] C. Reynard, M. Barthes, R. Santini, L. Tadrist, Experimental study of the onset of the 3D oscillatory thermocapillary convection around a single air or vapor bubble. Influence on heat transfer, *Experimental Thermal and Fluid Science* Vol. 29, pp. 783-793, 2005,

-
- [98] V. P. Carey, Liquid-Vapor phase-change phenomena, Hemisphere, Washington, 1992
- [99] F. Dammel, Numerische Simulation eines in einer Flüssigkeit aufsteigenden und dabei im Direkt-Kontakt verdampfenden Tropfens, Fortschritt-Berichte VDI, 3 (677), Dusseldorf: VDI, 2001
- [100] Vladimir S. Ajaev and G. M. Homsy, Steady vapor bubbles in rectangular microchannels, Journal of Colloid and Interface Science Vol. 240, pp. 259-271, 2001
- [101] D. M. Qiu and V. K. Dhir, Single-bubble dynamics during pool boiling under low gravity conditions, Journal of Thermophysics and Heat Transfer, Vol. 16, No. 3, July-September 2002
- [102] David B.R. Kenning, Optical studies of boiling heat transfer: insights and limitations, International Journal of Heat and Fluid Flow 25 (2004) 209-222.

8 LUCRARĂRI PUBLICATE

- [103] Virgil Stoica and Peter Stephan, 3D Temperature field measurement around a single vapor bubble, Scientific bulletin of the „Politehnica” University of Timisoara, Transactions on Mechanics, Tom 51 (65), Fascicola 1, 2006
- [104] Virgil Stoica and Peter Stephan, Phase shift interferometry for accurate temperature measurement around a vapor bubble, Accepted for publication in Experimental Heat Transfer
- [105] Virgil Stoica and Peter Stephan, Measurement of temperature field around a single steady vapor bubble using phase shift interferometry, Archives of thermodynamics Vol. 27, No. 2, pp.81, 2006

A. TEORIA LUI SCHRAGE

Procesul de condensare respectiv de vaporizare la nivelul interfeței este foarte important deoarece se poate demonstra că temperatura interfeței depinde de fluxul de masă respectiv de densitatea fluxului de căldură prin interfață. În condiții de echilibru se poate considera că temperatura interfeței este constantă și egală cu temperatura de saturație. În condițiile în care există însă vaporizare sau condensare acest lucru nu mai este posibil iar temperatura la nivelul interfeței va depinde de fluxul de masă prin aceasta. Existența unei diferențe de temperatură la nivelul interfeței ar putea explica și existența convecției Marangoni. O analiză completă a procesului de vaporizare condensare la nivelul interfeței a fost făcută de Schrage [47] precum și de Carey[98]. Această analiză va fi prezentată în continuare.

Dacă considerăm un gaz ideal, atunci pe baza distribuției de viteze a lui Maxwell poate fi calculat fluxul masic ce trece printr-o suprafață oarecare și acesta este dat de relația:

$$\dot{m}_i = \sqrt{\frac{M}{2 \cdot \pi \cdot R}} \cdot \frac{P}{\sqrt{T}} \quad (\text{A.1})$$

unde P este presiunea la care se află gazul, T temperatura, M masa molară iar R constanta universală a gazelor.

În cazul în care gazul considerat se deplasează cu o anumită viteză, perpendicular pe suprafața considerată atunci fluxul masic prin suprafața respectivă se calculează cu formula 3.3 (+ pentru cazul în care viteza medie a gazului este înspre suprafața considerată iar - în caz contrar) :

$$\dot{m}_i^+ = \Gamma(a) \cdot \sqrt{\frac{M}{2 \cdot \pi \cdot R}} \cdot \frac{P}{\sqrt{T}} \quad (\text{A.2})$$

$$\dot{m}_i^- = \Gamma(-a) \cdot \sqrt{\frac{M}{2 \cdot \pi \cdot R}} \cdot \frac{P}{\sqrt{T}} \quad (\text{A.3})$$

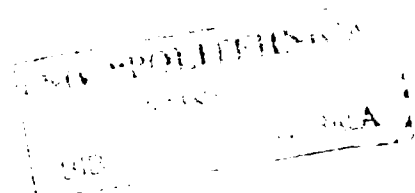
unde „a” se determină cu relația

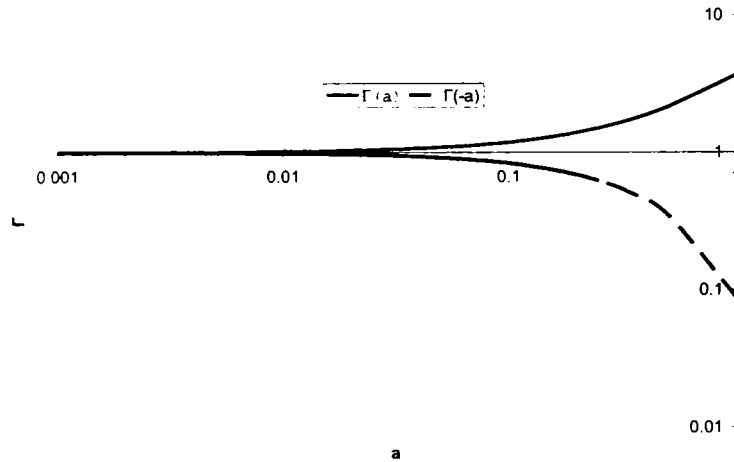
$$a = \frac{u}{\sqrt{\frac{2 \cdot R \cdot T}{M}}} = \dot{m} \cdot \sqrt{\frac{R \cdot T}{2 \cdot M}} \cdot \frac{1}{P} \quad (\text{A.4})$$

iar funcția Γ este dată de formula:

$$\Gamma(a) = \exp(-a^2) + a \cdot \sqrt{\pi} \cdot (1 + \text{erf}(a)) \quad (\text{A.5})$$

erf - este funcția eroare



Figura A. 1 Funcția Γ

În cazul în care considerăm o suprafață situată foarte aproape de interfața lichid vapori atunci aplicând formulele de mai sus se poate determina transferul masic în cazul interfeței respective. Deoarece nu toate moleculele care ajung la nivelul interfeței trec din stare gazoasă în stare lichidă sau invers, s-au introdus coeficienți de condensare respectiv vaporizare ε . Cu toate că nu există nici un motiv ca acești coeficienți să fie egali din motive de simplitate s-a considerat că coeficientul de condensare este egal cu coeficientul de vaporizare.

Ținând cont de formulele de mai sus și de definiția coeficientului de vaporizare atunci în cazul în care la interfață predomină vaporizarea lichidului putem determina fluxul masic dinspre gaz spre lichid:

$$\dot{m}_l = \varepsilon \cdot \dot{m}_l^- = \varepsilon \cdot \Gamma(-a) \cdot \sqrt{\frac{M}{2 \cdot \pi \cdot R}} \cdot \frac{P_v}{\sqrt{T_v}} \quad (\text{A.6})$$

fluxul masic prin aceeași suprafață dar în sens invers poate fi determinat cu ajutorul formulei:

$$\dot{m}_v = \varepsilon \cdot \sqrt{\frac{M}{2 \cdot \pi \cdot R}} \cdot \frac{P_l}{\sqrt{T_l}} \quad (\text{A.7})$$

În aceste condiții fluxul masic total prin interfața lichid vapori poate fi determinat ca sumă a fluxurilor masice în cele două direcții.

$$\dot{m} = \varepsilon \cdot \sqrt{\frac{M}{2 \cdot \pi \cdot R}} \cdot \left[\frac{P_l}{\sqrt{T_l}} - \Gamma(-a) \cdot \frac{P_v}{\sqrt{T_v}} \right] \quad (\text{A.8})$$

Pe baza acestei relații, în cazul în care se cunosc parametri de stare la nivelul interfeței precum și coeficienții de vaporizare se poate determina fluxul masic prin interfața considerată.

Ținând cont de formula de mai sus precum și de o serie de simplificări și introducând ecuația Clausius Clapeyron se poate determina densitatea fluxului de căldură prin interfața lichid vapori în cazul în care avem un proces de vaporizare.

$$\dot{q} = \frac{2 \cdot \varepsilon}{2 - \varepsilon} \cdot \frac{r^2 \cdot \rho_v \cdot \rho_l}{T_{sat} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \pi \cdot R \cdot T_{sat}}{M}} \cdot (\rho_l - \rho_v)} \cdot [T_i - T_{sat}(P_v)] \quad (\text{A.9})$$

unde T_i temperatura la nivelul interfeței, r căldura latentă de vaporizare iar ρ densitatea.

Se poate scrie acum că rezistența termică la nivelul interfeței în cazul procesului de vaporizare.

$$R_i = \frac{2 - \varepsilon}{2 \cdot \varepsilon} \cdot \frac{T_{sat} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \pi \cdot R \cdot T_{sat}}{M}} \cdot (\rho_l - \rho_v)}{r^2 \cdot \rho_v \cdot \rho_l} \quad (\text{A.10})$$

B. TEORIA LUBRIFICAȚIEI ÎN CAZUL UNUI PROCES STABILIZAT ȘI AXIAL SIMETRIC CU APLICAȚII ÎN STUDIUL VAPORIZĂRII

Sistemul de ecuații Navier-Stokes și ecuația de continuitate în coordonate cilindrice pentru un fluid newtonian și incompresibil au următoarea formă:

$$\begin{aligned} \rho \cdot \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \cdot \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \cdot \frac{\partial v_r}{\partial \theta} - \frac{v_\theta^2}{r} + v_z \cdot \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial r} + \mu \cdot \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial (r \cdot v_r)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 v_r}{\partial \theta^2} - \frac{2}{r^2} \cdot \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \right] + \rho \cdot g_r + f_r \\ \rho \cdot \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \cdot \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \cdot \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} - \frac{v_r \cdot v_\theta}{r} + v_z \cdot \frac{\partial v_\theta}{\partial z} \right) &= -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial p}{\partial \theta} + \mu \cdot \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial (r \cdot v_\theta)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial \theta^2} + \frac{2}{r^2} \cdot \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial z^2} \right] + \rho \cdot g_\theta + f_\theta \\ \rho \cdot \left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \cdot \frac{\partial v_z}{\partial \theta} + v_z \cdot \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \cdot \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 v_z}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right] + \rho \cdot g_z + f_z \end{aligned} \quad (B. 1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial (\rho \cdot r \cdot v_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial (\rho \cdot v_\theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial (\rho \cdot v_z)}{\partial z} = 0 \quad (B. 2)$$

Simplificarea sistemului de ecuații se poate face considerând următoarele ipoteze de lucru:

- Proces axial simetric $v_\theta = 0$ și $\frac{\partial}{\partial \theta} = 0$
- Curgerea are loc într-o peliculă de lichid subțire $Z/R \ll 1$ unde Z este înălțimea, iar R lungimea caracteristică a peliculei de lichid
- Lichid incompresibil $\rho = ct$
- Proces stabilizat $\frac{d}{dt} = 0$
- Accelerația gravitațională este după direcția axei z ($g_r = g_\theta = 0$)
- Forțele de atracție intermoleculară lichid-solid acționează după direcția axei z ($f_r = f_\theta = 0$, $f_z = \frac{d}{dz} [\Pi(z)]$)

În aceste condiții putem scrie:

$$\rho \cdot \left(v_r \cdot \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \cdot \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \mu \cdot \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial (r \cdot v_r)}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \right] \quad (B. 3)$$

$$\rho \cdot \left(v_r \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \cdot \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \cdot \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right] + \rho \cdot g_z + f_z$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(r \cdot v_r)}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (\text{B. 4})$$

Considerând următoarele normalizări:

$$t = T \cdot t^* \quad r = R \cdot r^* \quad z = Z \cdot z^* \quad v_z = V_z \cdot v_z^* \quad p = P \cdot p^*$$

Pentru ca ecuația de continuitate să fie respectată trebuie ca dimensiunea vitezei radiale să fie de forma:

$$v_r = V_z \cdot \frac{R}{Z} \cdot v_r^* \quad (\text{B. 5})$$

În aceste condiții ecuația de continuitate devine:

$$\frac{1}{r^*} \cdot \frac{\partial(r^* \cdot v_r^*)}{\partial r^*} + \frac{\partial v_z^*}{\partial z^*} = 0 \quad (\text{B. 6})$$

iar ecuațiile de mișcare pot fi scrise sub forma:

$$\rho \cdot \left(v_r^* \cdot \frac{\partial v_r^*}{\partial r^*} \cdot \frac{V_z^2 \cdot R}{Z^2} + v_z^* \cdot \frac{\partial v_r^*}{\partial z^*} \cdot \frac{V_z^2 \cdot R}{Z^2} \right) = -\frac{\partial p^*}{\partial r^*} \cdot \frac{P}{R} + \mu \cdot \left[\frac{\partial}{\partial r^*} \left(\frac{1}{r^*} \cdot \frac{\partial(r^* \cdot v_r^*)}{\partial r^*} \right) \cdot \frac{V_z}{R \cdot Z} + \frac{\partial^2 v_r^*}{\partial z^{*2}} \cdot \frac{V_z \cdot R}{Z^3} \right]$$

$$\rho \cdot \frac{V_z^2}{Z^2} \cdot \left(v_r^* \cdot \frac{\partial v_z^*}{\partial r^*} \cdot R + v_z^* \cdot \frac{\partial v_z^*}{\partial z^*} \right) = -\frac{\partial p^*}{\partial z^*} \cdot \frac{P}{Z} + \mu \cdot \left[\frac{1}{r^*} \cdot \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \cdot \frac{\partial v_z^*}{\partial r^*} \right) \cdot \frac{V_z}{R^2} + \frac{\partial^2 v_z^*}{\partial z^{*2}} \cdot \frac{V_z}{Z^2} \right] + \rho \cdot g_z + f_z \quad (\text{B. 7})$$

Acestea pot fi rescrise sub forma:

$$\rho \cdot \frac{V_z^2 \cdot R}{Z^2} \cdot \left(v_r^* \cdot \frac{\partial v_r^*}{\partial r^*} + v_z^* \cdot \frac{\partial v_r^*}{\partial z^*} \right) = -\frac{\partial p^*}{\partial r^*} \cdot \frac{P}{R} + \mu \cdot \frac{V_z \cdot R}{Z^3} \cdot \left[\frac{\partial}{\partial r^*} \left(\frac{1}{r^*} \cdot \frac{\partial(r^* \cdot v_r^*)}{\partial r^*} \right) \cdot \frac{V_z \cdot Z^2}{R^2} + \frac{\partial^2 v_r^*}{\partial z^{*2}} \right]$$

$$\rho \cdot \frac{V_z^2}{Z^2} \cdot \left(v_r^* \cdot \frac{\partial v_z^*}{\partial r^*} \cdot R + v_z^* \cdot \frac{\partial v_z^*}{\partial z^*} \right) = -\frac{\partial p^*}{\partial z^*} \cdot \frac{P}{Z} + \mu \cdot \frac{V_z}{Z^2} \cdot \left[\frac{1}{r^*} \cdot \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \cdot \frac{\partial v_z^*}{\partial r^*} \right) \cdot \frac{Z^2}{R^2} + \frac{\partial^2 v_z^*}{\partial z^{*2}} \right] + \rho \cdot g_z + f_z \quad (\text{B. 8})$$

ecuații la care mai adăugăm următoarea ecuație obținută prin derivarea ecuației de continuitate:

$$\frac{\partial^2 v_z^*}{\partial z^{*2}} = -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v_r^*}{\partial r^*} \cdot \frac{Z}{R} - \frac{\partial^2 v_r^*}{\partial r^{*2}} \cdot \frac{Z}{R} \quad (\text{B. 9})$$

În ecuațiile de mai sus se pot neglija:

Termenii Z/R și cei de ordin superior acestora datorită ipotezelor de lucru menționate

Termenul convectiv deoarece mișcarea are loc datorită forțelor gravitaționale și a diferențelor de presiune

Astfel, sistemul de ecuații Navier-Stokes se reduce la următorul sistem de ecuații simplificat:

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial r} + \mu \cdot \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2}$$

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial z} + \rho \cdot g_z + f_z \quad (\text{B. 10})$$

Ecuația de variație a presiunii în lichid se obține integrând derivata presiunii după direcția z.

$$p = p_{li} + \Pi(z) - \Pi(\delta) + \rho \cdot g \cdot (z - \delta), \quad (\text{B. 11})$$

unde p_{li} este o funcție de r și reprezintă de fapt presiunea în lichid la interfața lichid vapor.

În aceste condiții derivata presiunii în raport cu direcția radială devine:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} (p_{li} - \Pi(\delta) - \rho \cdot g \cdot \delta) \quad (\text{B. 12})$$

Derivata presiunii în raport cu raza fiind doar o funcție de rază permite o integrare directă a ecuației de mișcare care este o ecuație diferențială cu variabile separabile.

Pentru simplitate introducem următoarea notație:

$$p_l = p_{li} - \Pi(\delta) - \rho \cdot g \cdot \delta, \quad \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\partial p_l}{\partial r}. \quad (\text{B. 13})$$

Integrând de două ori ecuația de mișcare vom obține funcția de variație a vitezei radiale

$$v_r = \frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial r} \cdot \frac{z^2}{2} + C_1 \cdot z + C_2, \quad (\text{B. 14})$$

unde C1 și C2 sunt constante de integrare care pot fi determinate din condițiile la limită:

- Viteza la perete este nulă

$$v_r|_{z=0} = 0, \quad v_z|_{z=0} = 0$$
- Derivata vitezei tangențiale după direcția normalei la nivelul interfeței lichid vapor trebuie să fie egală cu tensiunea tangențială datorată forțelor marangoni.

$$\mu \cdot \frac{\partial v_t}{\partial n} \Big|_{z=\delta} = \tau$$

Cei doi versori, normal și tangențial, la nivelul interfeței în funcție de versorii direcției radiale și axiale pot fi scriși sub forma:

$$\begin{cases} \bar{t} = \frac{1}{\sqrt{1+\delta'^2}} \cdot \bar{r} + \frac{\delta'}{\sqrt{1+\delta'^2}} \cdot \bar{z} \\ \bar{n} = \frac{1}{\sqrt{1+\delta'^2}} \cdot \bar{z} - \frac{\delta'}{\sqrt{1+\delta'^2}} \cdot \bar{r} \end{cases} \quad (\text{B. 15})$$

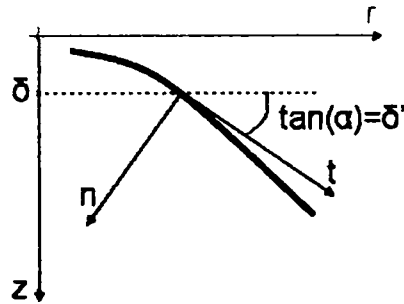


Figura B. 1 Trecerea de la sistemul de coordonate cilindric rz la cel legat de interfață nt

În cazul de față, s-a considerat că avem de a face cu o peliculă de lichid la care $\delta' \ll 1$ ($Z/R \ll 1$). Din această cauză putem considera că versorul direcției tangențiale se confundă cu versorul direcției radiale, iar versorul direcției normale se confundă cu versorul direcție axiale. Ca urmare, viteza tangențială este egală cu viteza radială la nivelul interfeței, iar condiția ca la nivelul interfeței tensiunea să fie egală cu tensiunea datorată forțelor marangoni devine:

$$\mu \cdot \left. \frac{\partial v_r}{\partial z} \right|_{z=\delta} = \tau,$$

$$\text{unde } \tau = \frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dr}$$

Din cele două condiții la limită rezultă profilul vitezei radiale:

$$v_r = \frac{1}{\mu} \frac{\partial p_l}{\partial r} \cdot \left(\frac{z^2}{2} - \delta \cdot z \right) + \frac{\tau}{\mu} \cdot z \quad (\text{B. 16})$$

Bazându-ne pe această distribuție a vitezei radiale se poate determina viteza medie a peliculei de lichid în direcție radială:

$$\bar{v}_r = \frac{1}{\delta} \cdot \int_0^{\delta} v_r \cdot dz \quad (\text{B. 17})$$

ca urmare

$$\bar{v}_r = -\frac{1}{3 \cdot \mu} \cdot \frac{dp_l}{dr} \cdot \delta^2 + \frac{\tau}{\mu} \cdot \frac{\delta}{2} \quad (\text{B. 18})$$

C. ECUAȚIA SCHIMBULUI DE CĂLDURĂ ÎN FOLIA ÎNCĂLZITOARE

Pentru analiza datelor vom considera folia încălzitoare ca fiind unidimensională așa cum este prezentată în figura 12.11.

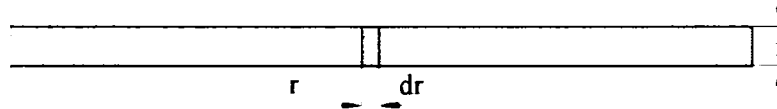


Figura C. 1 Schema foliei încălzitoare

Înainte de a scrie ecuația conducției termice în folia încălzitoare vom face următoarele ipoteze:

- Folia are o singură dimensiune
- Temperatura foliei se consideră uniformă pe grosime și este egală cu temperatura măsurată
- Coeficientul de schimb de căldură între folie și lichid, pentru cazul în care nu există bulă, se consideră că este constant și uniform pe suprafața foliei. Valoarea acestuia fiind estimată din literatură

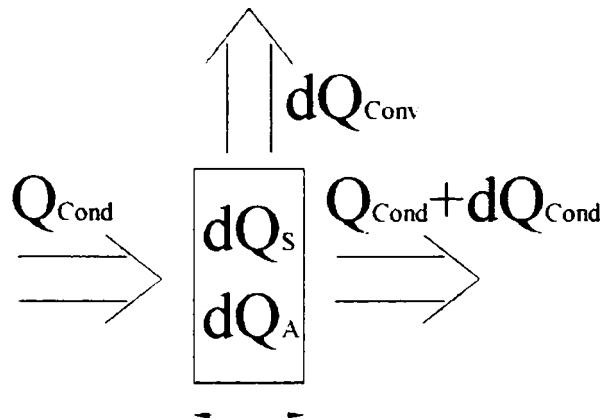


Figura C. 2 Reprezentarea schematică a legii de conservare a energiei pentru un volum $dV=2nrdr$

Legea de conservare a energiei pentru elementul de volum considerat poate fi scrisă sub forma:

$$d\dot{Q}_S + \dot{Q}_{Cond} = \dot{Q}_{Cond} + d\dot{Q}_{Cond} + d\dot{Q}_{Conv} + d\dot{Q}_A \quad (C. 1)$$

unde indicii au următoarea semnificație:

S- sursa de căldură

Cond- conducție

Conv- convecție

A- energie acumulată

Căldura generată de folia încălzitoare a fost determinată într-un paragraf anterior. Pentru elementul de volum considerat aceasta este:

$$d\dot{Q}_S = I^2 \cdot \rho_{rez} \cdot \frac{dr}{2 \cdot \pi \cdot r \cdot d} \quad (C. 2)$$

I – curentul electric prin folia încălzitoare

ρ_{rez} – rezistivitatea electrică

Energia acumulată în elementul de volum ca urmare a modificării temperaturii în timp este dată de formula:

$$d\dot{Q}_A = m \cdot C \cdot \frac{dT}{dt} = 2 \cdot \pi \cdot r \cdot d \cdot \rho \cdot \frac{dT}{dt} \cdot dr \quad (C. 3)$$

m – masa elementului de volum

C – capacitatea termică

ρ – densitatea

Schimbul de căldură prin conducție este:

$$\dot{Q}_{Cond} = -\lambda \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot d \cdot \frac{dT}{dr} \quad (C. 4)$$

λ – conductivitatea termică

$$d\dot{Q}_{Cond} = -\lambda \cdot 2 \cdot \pi \cdot d \cdot \frac{dT}{dr} \cdot dr - \lambda \cdot 2 \cdot \pi \cdot d \cdot \frac{d^2T}{dr^2} \cdot dr \quad (C. 5)$$

Schimbul de căldură prin convecție este dat de formula:

$$d\dot{Q}_{Conv} = \alpha \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot (T - T_{bulk}) \cdot dr \quad (C. 6)$$

α – coeficientul schimbului de căldură local

T_{bulk} – temperatura medie în jurul bulei

Coeficientul local de schimb de căldură include atât coeficientul de schimb de căldură între folia metalică și lichid (fața inferioară a foliei) cât și coeficientul de schimb de căldură între folia încălzitoare și aer (fața superioară a foliei), acesta din urmă se consideră ca fiind nesemnificativ comparativ cu coeficientul de schimb de căldură dintre folie și lichid.

Combinând formulele (1-6) și dacă rearanjăm rezultatul final, obținem:

$$\frac{I^2 \cdot \rho_{rez}}{4 \cdot \pi^2 \cdot r^2 \cdot d} = -\lambda \cdot d \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{dT}{dr} - \lambda \cdot d \cdot \frac{d^2T}{dr^2} + \alpha \cdot (T - T_{bulk}) + d \cdot \rho \cdot \frac{dT}{dt} \quad (C. 7)$$

În cazul în care avem de a face cu un proces staționar, ultimul termen din formula 12.7 este egal cu zero, deoarece temperatura nu variază în timp.

$$\frac{dT}{dt} = 0 \quad (\text{C. 8})$$

În cazul unui flux de căldură uniform ecuația de mai sus poate fi scrisă sub forma:

$$\dot{q}_s = -\lambda \cdot d \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{dT}{dr} - \lambda \cdot d \cdot \frac{d^2T}{dr^2} + \alpha \cdot (T - T_{bulk}) \quad (\text{C. 9})$$

unde \dot{q}_s este fluxul de căldură generat de folie

$\dot{q}_s = \frac{I^2 \cdot R}{S}$ unde R este rezistența electrică a foliei încălzitoare, I curentul prin folie iar S suprafața foliei încălzitoare.

Ecuația mai poate fi scrisă sub forma:

$$\dot{q}_s = -\lambda \cdot d \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{dT}{dr} - \lambda \cdot d \cdot \frac{d^2T}{dr^2} + \dot{q}_w \quad (\text{C. 10})$$

unde \dot{q}_w este fluxul de căldură dinspre perete spre interfața lichid vapori

D. REZOLVAREA ECUAȚIILOR DIFERENȚIALE DE ORDINUL 2 CU METODA MATRICILOR TRI-DIAGONALE

Rezolvarea ecuațiilor diferențiale de ordinul doi se poate face utilizând algoritmul matricii tri-diagonale. Aceasta presupune discretizarea ecuației și reducerea ei la un sistem de ecuații algebrice cu n necunoscute.

În ecuația conducției termice

$$\dot{q}_s = -\lambda \cdot d \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{dT}{dr} - \lambda \cdot d \cdot \frac{d^2T}{dr^2} + \dot{q}_w \quad (\text{D. 1})$$

dacă se înlocuiesc derivatele continue cu derivate discrete de forma:

$$\frac{dT}{dr} = \frac{T_i - T_{i-1}}{r_i - r_{i-1}} \quad (\text{D. 2})$$

$$\frac{d^2T}{dr^2} = \frac{T_{i+1} - 2 \cdot T_i + T_{i-1}}{(r_i - r_{i-1})^2} \quad (\text{D. 3})$$

se obține un sistem de ecuații algebrice:

$$\begin{pmatrix} a_1 & c_1 & 0 & \dots & & \\ b_2 & a_2 & c_2 & 0 & \dots & \\ 0 & b_3 & a_3 & c_3 & 0 & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (\text{D. 4})$$

unde

$$a_i = \left(\frac{1}{r_i \cdot (r_i - r_{i-1})} - \frac{2}{(r_i - r_{i-1})^2} \right) \quad (\text{D. 5})$$

$$b_i = \left(\frac{1}{(r_i - r_{i-1})^2} - \frac{1}{r_i \cdot (r_i - r_{i-1})} \right) \quad (\text{D. 6})$$

$$c_i = \frac{1}{(r_i - r_{i-1})^2} \quad (\text{D. 7})$$

$$d_i = \frac{\dot{q}_w - \dot{q}_s}{\lambda \cdot d} \quad (\text{D. 8})$$

Ca și condiții la limită pentru cazul de față putem folosi $a_1=1$, $c_1=1$, $d_1=0$ și $a_n=0$, $b_n=0$, $c_n=1$, $d_n=T_2$.

Sistemul de ecuații se rezolvă folosind algoritmul matricii tri-diagonale.

E. DETERMINAREA FLUXULUI DE CĂLDURĂ GENERAT DE FOLIA ÎNCĂLZITOARE

Pentru determinarea fluxului de căldură generat de folia încălzitoare se pornește de la relația de definiție a rezistenței electrice dată de relația:

$$R = \rho(T) \cdot \frac{l}{S} \quad (\text{E. 1})$$

unde

ρ – rezistivitatea electrică în funcție de temperatură [Ωm]

l – lungimea conductorului

S – secțiunea transversală a conductorului

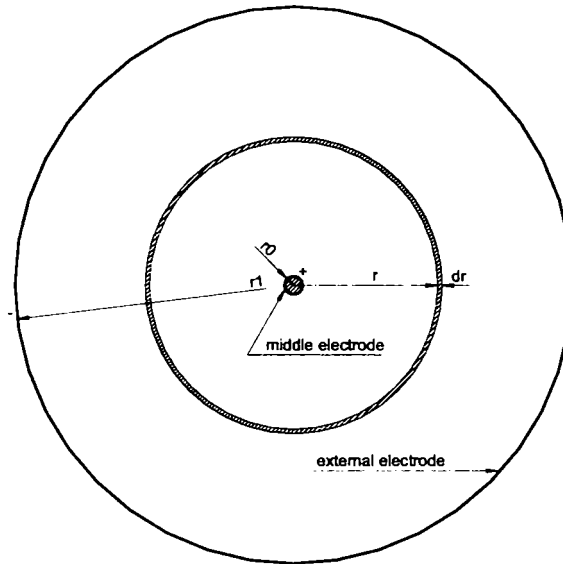


Figura E. 1 Schema foliei încălzitoare

Folia prezentată în figura E1 poate fi considerată ca fiind formată dintr-o infinitate de rezistențe elementare conectate în serie. O astfel de rezistență are lungimea dr și secțiunea transversală $2\pi r \cdot d$. Rezistența elementară poate acum fi scrisă sub forma:

$$dR = \rho(T) \cdot \frac{dr}{2 \cdot \pi \cdot r \cdot d} \quad (\text{E. 2})$$

unde

r – raza curentă [m]

d – grosimea foliei încălzitoare [m]

Considerând rezistențele elementare conectate în serie se poate calcula rezistența echivalentă a acestora cu ajutorul relației:

$$R = \int_{r_0}^{r_1} \frac{\rho(T)}{2 \cdot \pi \cdot r \cdot d} dr \quad (\text{E. 3})$$

unde

r_0 – raza electrodului central [m]

r_1 – raza electrodului extern [m]

Dacă considerăm că rezistivitatea electrică este constantă și nu depinde de temperatură și că grosimea foliei este uniformă relația de mai sus devine:

$$R = \frac{\rho}{2 \cdot \pi \cdot d} \cdot \int_{r_0}^{r_1} \frac{1}{r} dr = \frac{\rho}{2 \cdot \pi \cdot d} \cdot \ln\left(\frac{r_1}{r_0}\right) \quad (\text{E. 4})$$

Pe baza rezistenței calculate pentru folia încălzitoare se poate determina curentul prin aceasta, folosind legea lui Ohm.

$$I = \frac{U}{R} \quad (\text{E. 5})$$

$$I = \frac{U}{\frac{\rho}{2 \cdot \pi \cdot d} \cdot \ln\left(\frac{r_1}{r_0}\right)} \quad (\text{E. 6})$$

unde U este tensiunea aplicată la electrozii foliei [V]

Se poate determina, pe baza celor de mai sus, puterea disipată pe fiecare rezistență elementară:

$$P = \frac{U^2}{R} = I^2 \cdot R \quad (\text{E. 7})$$

Deoarece curentul prin rezistențele elementare este constant, acestea fiind conectate serie, putem scrie:

$$dP = I^2 \cdot dR \quad (\text{E. 8})$$

$$dP = I^2 \cdot \frac{\rho}{2 \cdot \pi \cdot d} \cdot \frac{dr}{r} = \frac{U^2}{\left(\frac{\rho}{2 \cdot \pi \cdot d} \cdot \ln\left(\frac{r_1}{r_0}\right)\right)^2} \cdot \frac{\rho}{2 \cdot \pi \cdot d} \cdot \frac{dr}{r} \quad (\text{E. 9})$$

Dacă considerăm că întreaga energie electrică este transformată în căldură și este disipată pe o singură față atunci fluxul de căldură poate fi determinat cu relațiile:

$$dP = d\dot{Q} \quad (\text{E. 10})$$

$$\frac{dP}{dS} = \frac{d\dot{Q}}{dS} = \dot{q} \quad (\text{E. 11})$$

unde dS este suprafața elementară [m^2]

$$dS = 2 \cdot \pi \cdot r \cdot dr \quad (\text{E. 12})$$

$$\dot{q}(r) = \frac{I^2 \cdot \rho}{4 \cdot \pi^2 \cdot r^2 \cdot d} = \frac{d \cdot U^2}{\rho \cdot r^2 \cdot \left[\ln\left(\frac{r_1}{r_0}\right) \right]^2} \quad (\text{E. 13})$$

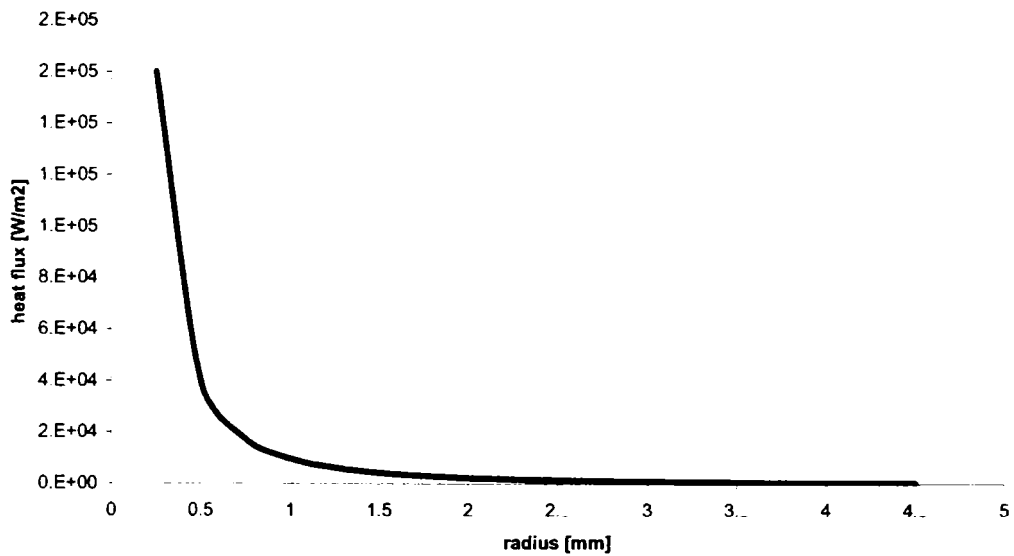


Figura E. 2 Densitatea fluxului de căldură în funcție de rază

F. SUBROUTINE UTILIZATE PENTRU DETERMINAREA CÂMPURILOR DE TEMPERATURI ÎN CAZUL CU BULĂ, RESPECTIV CAZUL FĂRĂ BULĂ, PRIN SIMULARE NUMERICĂ

Generarea geometriei și a discretizării pentru cazul fără bulă

```
mesh2d
  points
    p1=(0.00000 , 0.000000)
    p2=(0.000500 , 0.000000)
    p3=(0.004000 , 0.000000)
    p4=(0.005000 , 0.000000)
    p5=(0.005000 , 0.000050)
    p6=(0.004000 , 0.000050)
    p7=(0.000000 , 0.000050)
    p8=(0.00025 , 0.000075)
    p9=(0.004000 , 0.000075)
    p10=(0.004000 , 0.00200)
    p11=(0.005000 , 0.00200)
    p12=(0.007500 , 0.00200)
    p13=(0.007500 , 0.000000)
    p14=(0.007500 , -0.007000)
    p15=(0.000000 , -0.007000)
    p16=(0.000000 , -0.0016857022920169431)
    p17=(0.000000 , -0.000005)
    p18=(0.000000 , -0.0007657022920169431)
    p19=(0.000515 , -0.0000008)
    p20=(0.000250 , 0.00005000)
    p21=(0.000250 , 0.00100000)
    p22=(0.000000 , 0.00100000)

  curves
    c1=line1(p2,p1,nelm=70, ratio=2, factor=1.07)
    c2=line1(p2,p3,nelm=260, ratio=2, factor=1.02)
    c3=line1(p3,p4,nelm=20)
    c31=line1(p3,p6,nelm=30)
    c4=curves(-c1, c2)
    c5=line1(p4,p5,nelm=10)
    c6=line1(p5,p6,nelm=50)
    c7=line1(p20,p6,nelm=130, ratio=2, factor=1.02)
    c8=line1(p1,p7,nelm=30, ratio=2, factor=1.00)
    # c9=curves(c6,c7)
```

```

c10=line1(p7,p22,nelm=10, ratio=2, factor=1.4)
c11=line1(p8,p9, nelm=130,ratio=2, factor=1.02)
c12=line1(p9,p6,nelm=10)
c13=line1(p9,p10,nelm=30,ratio=2, factor=1.3)
c14=line1(p10,p11,nelm=30)
c15=line1(p11,p5, nelm=30)
c16=curves(-c12,c13)
c35=line1(p20,p7,nelm=20)
c36=line1(p20,p8,nelm=10)
c37=line1(p8,p21,nelm=20,ratio=2, factor=1.1)
c38=line1(p21,p22,nelm=4)
c39=curves(-c7,c35)
c40=curves(c36,c37)
c17=line1(p11,p12,nelm=30)
c18=line1(p12,p13,nelm=40)
c19=line1(p13,p4,nelm=40)
c20=curves(c5,-c15)
c21=line1(p13,p14,nelm=50,ratio=2, factor=1.02)
c22=line1(p14,p15,nelm=50)
c23=line1(p16,p15,nelm=50, ratio=1, factor=3.0)
c24=line1(p17,p16, nelm=30,ratio=2, factor=1.005)
c25=line1(p17,p1,nelm=2)
c26=curves(c21,c22)
c27=curves(-c23,-c24)
c28=curves(c19,-c3,-c2)
c29=arc(p19,p16,-p18,nelm=190, ratio=2, factor=1.02)
c33=line1(p2,p19,nelm=22)
c34=curves(-c29,-c33)
c30=curves (-c25,-c24,-c23) #axial szmetric ax
c32=curves (c17, c18, c21) #cell wall
c41=curves(-c4,c3,-c19)

```

surfaces

```

s1=quadrilateral 4 (c4,c31,c39,-c8)
s3=quadrilateral 4 (c36,c11,c12,-c7)
s2=quadrilateral 4 (c31,-c6,-c5,-c3)
s4=quadrilateral 4 (c16,c14,c15,c6)
s5=quadrilateral 4(c20,c17,c18,c19)
s6=general 4 (-c28,c26,-c23,c34)
s7=general 4(c34,c1,-c25,c24)
s8=surfaces (s5,s6,s7)
s9=surfaces (s1,s2)
s10=quadrilateral 4 (c40,c38,-c10,-c35)

```

meshsurf

```

selm1=(s9)
selm2=(s3)
selm3=(s4)
selm4=(s8)
selm5=(s10)

```

```
plot ( plotfm=10 )
end
```

Descrierea problemei - cazul fără bulă

```
problem
types
  elgrp1 = 421
  elgrp2 = 421      # navier stokes and energie equatios
  elgrp3 = 421
  elgrp4= 421
  elgrp5= 421

natboundcond
  bngrp1 = 427      #heat convection at the uper
                   #side of the heating foile
  bngrp2=427
  bngrp3=427

bounement

  belm1= curves(c11)
  belm2=curves(c38)
  belm3=curves(c14)

essbouncond
  degfd1, degfd2 = group1 #no mouvement in the foile
  degfd1, degfd2 = group2 # no mouvmet in the paint
degfd1, degfd2 = group3 # nomouvemnet in the copper ring
degfd1, degfd2 = group5 #no mouvement in the middle electorde
  degfd1, degfd2,degfd3 = curves(C22)
  degfd1 =curves(C30)      #axial symetric ax
  degfd1,degfd2 = curves(C32) #wall
#   degfd3 = curves (c14)

end
*
matrix
  method = 2          # Symmetrische Matrix
end
*
essential boundary conditions

  curves(C22), degfd3=(value=13.5)
  curves(C30), degfd1=(value=0)
#   curves(C14) , degfd3=(value=20.8)

end
*
coefficients
*
```

```

elgrp1 ( nparm = 17 )
  coef 1 = 1e-8      # Penalty-Parameter
  coef 2 = 1         # Dichte
  icoef3 = 1        # Art der Linearisierung (1=Picard,2=Newton)
  coef 5 = 1        #0.00173 isopentane
                    # Volumenausdehnungskoeff.      beta
(0.71Ra/981)
  coef 6 = 20.0     # Referenztemperatur
  coef 7 = 1        # spez. Waermekap. cp
  coef 8 = 14       # Waermeleitfaehigkeit
  coef11 =(func=3)
  icoef12 = 1       # Newtonsches Fluid
  coef 13 = 1      # Dyn. Viskositaet eta (Pr)

elgrp2 ( nparm = 17 )
  coef 1 = 1e-8     # Penalty-Parameter
  coef 2 = 1        # Dichte
  icoef3 = 1        # Art der Linearisierung (1=Picard,2=Newton)
  coef 5 = 1        #0.00173 isopentane
                    # Volumenausdehnungskoeff.      beta
(0.71Ra/981)
  coef 6 = 20.0     # Referenztemperatur
  coef 7 = 1        # spez. Waermekap. cp
  coef 8 = 0.116    # Waermeleitfaehigkeit
  icoef12 = 1       # Newtonsches Fluid
  coef 13 = 1      # Dyn. Viskositaet eta (Pr)

elgrp3 ( nparm = 17 )
  coef 1 = 1e-8     # Penalty-Parameter
  coef 2 = 1        # Dichte
  icoef3 = 1        # Art der Linearisierung (1=Picard,2=Newton)
  coef 5 = 1        #0.00173 isopentane
                    # Volumenausdehnungskoeff.      beta
(0.71Ra/981)
  coef 6 = 20.0     # Referenztemperatur
  coef 7 = 1        # spez. Waermekap. cp
  coef 8 = 350      # Waermeleitfaehigkeit
  icoef12 = 1       # Newtonsches Fluid
  coef 13 = 1      # Dyn. Viskositaet eta (Pr)

elgrp4 ( nparm = 17 )
  coef 1 = 0.1e-7   # Penalty-Parameter
  coef 2 = 614.6    # Dichte
  icoef3 = 2        # Art der Linearisierung (1=Picard,2=Newton)
  coef 5 = 0.00173 #0.00173 isopentane
                    # Volumenausdehnungskoeff.      beta
(0.71Ra/981)
  coef 6 = 25.0     # Referenztemperatur
  coef 7 = 2290     # spez. Waermekap. cp
  coef 8 = 0.1145   # Waermeleitfaehigkeit

```

```

icoef12 = 1          # Newtonsches Fluid
coef 13 = 401e-6    # Dyn. Viskositaet eta (Pr)

elgrp5 ( nparm = 17 )
coef 1 = 1e-8       # Penalty-Parameter
coef 2 = 1          # Dichte
icoef3 = 1          # Art der Linearisierung (1=Picard,2=Newton)
coef 5 = 1          #0.00173 isopentane
                                # Volumenausdehnungskoeff.      beta
(0.71Ra/981)
coef 6 = 20.0       # Referenztemperatur
coef 7 = 1          # spez. Waermekap. cp
coef 8 = 19.2       # Waermeleitfaehigkeit
coef11 =(func=4)
icoef12 = 1         # Newtonsches Fluid
coef 13 = 1         # Dyn. Viskositaet eta (Pr)

bngrp1 (nparm=2)
coef1=3              #heat transfer coef
coef2=72             #heat transfer x temp.

bngrp2 (nparm=2)
coef1=5000           #heat transfer coef
coef2=120000         #heat transfer x temp.

bngrp3 (nparm=2)
coef1=55             #heat transfer coef
coef2=1320           #heat transfer x temp.

end

change coefficients, sequence_number = 1 #
elgrp4
coef13 = 201e-6      #

end

nonlinear_equations, sequence_number = 1
global_options, maxiter=200, accuracy=2d-4, print_level=2, lin_solver=1
equation 1
fill_coeficients 1

change_coeficients
at_iteration 7, sequence_number 1

end

output
v1=icheld=1          # Waermestromdichte

```

```

v2=icheld=10      #temp. gradient

end
end_of_sepran_input

```

Programul fortran pentru prescrierea condițiilor la limită în cazul fără bulă

```

program test4
implicit none
integer IBUFFR, nbuffr,intmat(5,2)
parameter (nbuffr=130e+6) ! maximum korund ca. 130E+6
common IBUFFR(nbuffr)

call sepcom(nbuffr)
end

cccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccc
c  test sepran funcbc                                     c
cccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccc

function funcfc (ichoice, x, y, z)
implicit none
double precision  funcfc, x, y, z, aux, aux1
integer          ichoice
double precision  rlim, alp, n , temp,I,ros,d,ri,re,roc
c  write(*,*) 'FUNCBC: ichoice=', ichoice
rlim=0.000506
n=-851
temp=17
alp=100000

I=1.15  !curent trough the foile
ros=0.7e-6 !electrical resistivity stainless stil
roc=0.72e-6 !electrical resistivity of chromel middle electorde
d=50e-6   !foile thikness
ri=0.00025 !electrode diameter at the weld point
re=0.00025 ! the electrode diameter

if (ichoice.eq.1) then

  if (x.lt.rlim) then
    funcfc=10
  else
c  funcfc=alp*(x/rlim)**n+15
    write(*,*) x
  end if

elseif(ichoice.eq.2) then

  if (x.lt.rlim) then
    funcfc=10*23

```

```

else
    funccf=(alp*(x/rlim)**n+15)*temp
end if

elseif (ichoice.eq.3) then
    if (x.lt.ri) then
        funccf=(I**2)*ros/(4*3.1415*3.1415*ri*ri*d*d)
!       funccf=0
        else
            funccf=(I**2)*ros/(4*3.1415*3.1415*x*x*d*d)
c       write(*,*) x,y,z,funccf
!       funccf=0
        endif
    else
        funccf=(I**2)*roc/3.1415/3.1415/(re**4)

endif
end

function funcbc (ichoice, x, y, z)
implicit none
double precision    funcbc, x, y, z
integer             ichoice

if (ichoice.eq.1) then
    funcbc=23-(x-0.0006)*200
else
    funcbc=y*y+4*y
end if
end

```

Generarea geometriei și a discretizării pentru cazul cu bulă

```

mesh2d
points
p1 =(0.00000 , 0.000000)
p2 =(0.000500 , 0.000000)
p3 =(0.004000 , 0.000000)
p4 =(0.005000 , 0.000000)
p5 =(0.005000 , 0.000050)
p6 =(0.004000 , 0.000050)
p7 =(0.000000 , 0.000050)
p8 =(0.00025 , 0.000075)
p9 =(0.004000 , 0.000075)
p10=(0.004000 , 0.002000)
p11=(0.005000 , 0.002000)
p12=(0.007500 , 0.002000)
p13=(0.007500 , 0.000000)
p14=(0.007500 ,-0.007000)

```

```

p15=(0.000000 ,-0.007000)
p16=(0.000000 ,-0.001400)
p17=(0.000000 ,-0.000005)
p18=(0.000000 ,-0.000549)
p19=(0.000670 , -0.0000022)
p20=(0.000250 , 0.00005000)
p21=(0.000250 , 0.00100000)
p22=(0.000000 , 0.00100000)
p23=(0.000710 , -0.000003)
p24=(0.000690 , -0.000007)

```

curves

```

c1=line1(p2,p1,nelm=70, ratio=2, factor=1.07)
c2=line1(p2,p3,nelm=300, ratio=2, factor=1.02)
c3=line1(p3,p4,nelm=20)
c31=line1(p3,p6,nelm=30)
c4=curves(-c1, c2)
c5=line1(P4,P5,nelm=10)
c6=line1(p5,p6,nelm=50)
c7=line1(p20,p6,nelm=130, ratio=2, factor=1.02)
c8=line1(p1,p7,nelm=30, ratio=2, factor=1.00)
#   c9=curves(c6,c7)
c10=line1(p7,p22,nelm=10, ratio=2, factor=1.4)
c11=line1(p8,p9, nelm=130,ratio=2, factor=1.02)
c12=line1(p9,p6,nelm=10)
c13=line1(p9,p10,nelm=30,ratio=2, factor=1.3)
c14=line1(p10,p11,nelm=30)
c15=line1(p11,p5, nelm=30)
c16=curves(-c12,c13)
c35=line1(p20,p7,nelm=20)
c36=line1(p20,p8,nelm=10)
c37=line1(p8,p21,nelm=20,ratio=2, factor=1.1)
c38=line1(p21,p22,nelm=4)
c39=curves(-c7,c35)
c40=curves(c36,c37)
c17=line1(p11,p12,nelm=30)
c18=line1(p12,p13,nelm=40)
c19=line1(p13,p4,nelm=40)
c20=curves(c5,-c15)
c21=line1(p13,p14,nelm=50,ratio=2, factor=1.02)
c22=line1(p14,p15,nelm=50)
c23=line1(p16,p15,nelm=50, ratio=1, factor=3.0)
c24=line1(p17,p16, nelm=30,ratio=2, factor=1.005)
c25=line1(p17,p1,nelm=2)
c26=curves(c21,c22)
c27=curves(-c23,-c24)
c28=curves(c19,-c3,-c2)
c42=arc(p23,p16,-p18,nelm=160, ratio=2, factor=1.017)
c33=line1(p2,p19,nelm=212,ratio=2, factor=1.012)
c30=curves (-c25,-c24,-c23) #axial szmetric ax
c32=curves (c17, c18, c21) #cell wall

```



```

c41=arc(p19,p23,-p24,nelm=40)
c29=curves(c41,c42)
c34=curves(-c29,-c33)

```

```
surfaces
```

```

s1=quadrilateral 4 (c4,c31,c39,-c8)
s3=quadrilateral 4 (c36,c11,c12,-c7)
s2=quadrilateral 4 (c31,-c6,-c5,-c3)
s4=quadrilateral 4 (c16,c14,c15,c6)
s5=quadrilateral 4(c20,c17,c18,c19)
s6=general 4 (-c28,c26,-c23,c34)
# s7=general 4(c34,c1,-c25,c24)
s8=surfaces (s5,s6)
s9=surfaces (s1,s2)
s10=quadrilateral 4 (c40,c38,-c10,-c35)

```

```
meshsurf
```

```

selm1=(s9)
selm2=(s3)
selm3=(s4)
selm4=(s8)
selm5=(s10)

```

```
plot ( plotfm=10 )
```

```
end
```

Descrierea problemei cazul cu bulă

```
problem
```

```
types
```

```

elgrp1 = 421
elgrp2 = 421 # navier stokes and energie equatios
elgrp3 = 421
elgrp4= 421
elgrp5=421

```

```
natboundcond
```

```

bnggrp1 = 427 #heat convection at the uper
#side of the heating foile

```

```
bnggrp2=427
```

```
# bnggrp5=424
```

```
bnggrp3=427
```

```
bnggrp4=427
```

```
bounelement
```

```
belm1= curves(c11)
```

```
belm2=curves (c1)
```

```
# belm5=curves(c29)
```

```
belm3=curves(c38)
```

```
belm4=curves(c14)
```

```

essbouncond
  degfd1, degfd2 = group1 #no mouvement in the foile
  degfd1, degfd2 = group2 # no movvmet in the paint
  degfd1, degfd2 = group3 # nomouvemnet in the copper ring
  degfd1, degfd2 = group5 #no mouvement of the middle electorde
  degfd1, degfd2, degfd3 = curves(C22)
  degfd1,degfd2 = curves(C32) #wall
#   degfd3 = curves (c14)
  degfd1,degfd2, degfd3 =curves(c29)
  degfd1,degfd2,degfd3 =curves (c33)
  degfd1 =curves(C30) #axial symetric ax
#   degfd1,degfd2 = points (P16)

local transformation
  curves (c29)
  curves (c33)

end
*
matrix
  method = 2          # Symmetrische Matrix
end
*
essential boundary conditions

  curves(C22), degfd3=(value=13.25)
  curves(C30), degfd1=(value=0)
#   curves(C14) , degfd3=(value=20.8)
  curves(c29), degfd3=(func=4)
  curves(c29), degfd1=(func=5)
  curves(c29), degfd2=(func=2)
  curves(c33), degfd3 =(func=4)
  curves(c33), degfd1=(func=1)

end
*
coefficients
*
elgrp1 ( nparm = 17 )
  coef 1 = 1e-8          # Penalty-Parameter
  coef 2 = 1             # Dichte
  icoef3 = 1             # Art der Linearisierung (1=Picard,2=Newton)
  coef 5 = 1             #0.00173 isopentane
                          #      Volumenausdehnungskoeff.      beta
(0.71Ra/981)
  coef 6 = 20.0          # Referenztemperatur
  coef 7 = 1             # spez. Waermekap. cp
  coef 8 = 14            # Waermeleitfaehigkeit
  coef11 =(func=3)
  icoef12 = 1           # Newtonsches Fluid
  coef 13 = 1           # Dyn. Viskositaet eta (Pr)

```

```

elgrp2 ( nparm = 17 )
  coef 1 = 1e-8          # Penalty-Parameter
  coef 2 = 1            # Dichte
  icoef3 = 1           # Art der Linearisierung (1=Picard,2=Newton)
  coef 5 = 1           #0.00173 isopentane
                        # Volumenausdehnungskoeff.      beta
(0.71Ra/981)
  coef 6 = 20.0        # Referenztemperatur
  coef 7 = 1           # spez. Waermekap. cp
  coef 8 = 0.116       # Waermeleitfaehigkeit
  icoef12 = 1          # Newtonsches Fluid
  coef 13 = 1          # Dyn. Viskositaet eta (Pr)
elgrp3 ( nparm = 17 )
  coef 1 = 1e-8        # Penalty-Parameter
  coef 2 = 1           # Dichte
  icoef3 = 1           # Art der Linearisierung (1=Picard,2=Newton)
  coef 5 = 1           #0.00173 isopentane
                        # Volumenausdehnungskoeff.      beta
(0.71Ra/981)
  coef 6 = 20.0        # Referenztemperatur
  coef 7 = 1           # spez. Waermekap. cp
  coef 8 = 350         # Waermeleitfaehigkeit
#   coef 11 =(func=4)
  icoef12 = 1          # Newtonsches Fluid
  coef 13 = 1          # Dyn. Viskositaet eta (Pr)

elgrp4 ( nparm = 17 )
  coef 1 = 0.2e-7      # Penalty-Parameter
  coef 2 = 614.6       # Dichte
  icoef3 = 2           # Art der Linearisierung (1=Picard,2=Newton)
  coef 5 = 0.00173    #0.00173 isopentane
                        # Volumenausdehnungskoeff.      beta
(0.71Ra/981)
  coef 6 = 25.0        # Referenztemperatur
  coef 7 = 2290        # spez. Waermekap. cp
  coef 8 = 0.1145     # Waermeleitfaehigkeit#
#   coef 11 =(func=4)
  icoef12 = 1          # Newtonsches Fluid
  coef 13 = 601e-6    # Dyn. Viskositaet eta (Pr)

elgrp5 ( nparm = 17 )
  coef 1 = 1e-8        # Penalty-Parameter
  coef 2 = 1           # Dichte
  icoef3 = 1           # Art der Linearisierung (1=Picard,2=Newton)
  coef 5 = 1           #0.00173 isopentane
                        # Volumenausdehnungskoeff.      beta
(0.71Ra/981)
  coef 6 = 20.0        # Referenztemperatur
  coef 7 = 1           # spez. Waermekap. cp

```

```
coef 8 = 19.2      # Waermeleitfaehigkeit
coef11 =(func=4)
icoef12 = 1       # Newtonsches Fluid
coef 13 = 1       # Dyn. Viskositaet eta (Pr)

bngrp1 (nparm=2)
  coef1=3          #heat transfer coef
  coef2=72        #heat transfer x temp.
bngrp2 (nparm=2)
  coef1=0          #heat transfer coef
  coef2=0         #heat transfer x temp.
# bngrp5 (nparm=2)
#   coef1=0
#   coef2=(func=1)
bngrp3 (nparm=2)
  coef1=5000      #heat transfer coef
  coef2=120000   #heat transfer x temp
bngrp4 (nparm=2)
  coef1=55        #heat transfer coef
  coef2=1320     #heat transfer x temp

end

change coefficients, sequence_number = 1 #
  elgrp4
  coef13 = 401e-6      #

end

change coefficients, sequence_number = 2 #
  elgrp4
  coef13 = 270e-6     #

end

change coefficients, sequence_number = 3 #
  elgrp4
  coef13 = 201e-6     #

end

nonlinear_equations, sequence_number = 1
  global_options, maxiter=200, accuracy=2d-4, print_level=2, lin_solver=1
  equation 1
  fill_coefficients 1

change_coefficients
  at_iteration 7, sequence_number 1
  at_iteration 9, sequence_number 2
  at_iteration 12, sequence_number 3

end
```

```

output
  v1=icheld=1      # Waermestromdichte
  v2=icheld=10     #temp. gradient

end
end_of_sepran_input

```

Programul fortran pentru prescrierea condițiilor la limită cazul cu bulă

```

program test4
  implicit none
  integer IBUFFR, nbuffr,intmat(5,2)
  parameter (nbuffr=208734057) ! maximum korund ca. 130E+6
  common IBUFFR(nbuffr)

  call sepcom(0)
end

cccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccc
c  test sepran funcbc                                c
cccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccc

function funcfc (ichoice, x, y, z)
  implicit none
  double precision  funcfc, x, y, z, aux, aux1
  integer           ichoice
  double precision  rlim, alp, n , temp,I,ros,d,ri,re,roc
c  write(*,*) 'FUNCBC: ichoice=', ichoice
  rlim=0.000506
  n=-851
  temp=17
  alp=100000

  I=1.15  !curent trough the foile
  ros=0.7e-6 !electrical resistivity stainless stil
  roc=0.72e-6 !electrical resistivity of chromel middle electorde
  d=50e-6  !foile thikness
  ri=0.00025 !electrode diameter at the weld point
  re=0.00025 ! the electrode diameter

  if (ichoice.eq.1) then

    if ((y.gt.-0.0003).and.(y.lt.0)) then
      funcfc=-0.075
    !   write (*,*) funcfc
    else
      funcfc=-0.055
    endif

```

```

elseif(ichoice.eq.2) then

  if (x.lt.rlim) then
    funcxf=10*23
  else
    funcxf=(alp*(x/rlim)**n+15)*temp
  endif

elseif(ichoice.eq.3) then

  if (x.lt.ri) then
    funcxf=1*(I**2)*ros/(4*3.1415*3.1415*ri*ri*d*d)

  else
    funcxf=(I**2)*ros/(4*3.1415*3.1415*x*x*d*d)
  endif
elseif (ichoice.eq.4) then

  funcxf=(I**2)*roc/3.1415/3.1415/(re**4)
else
  funcxf=0.0

endif
end

function funcbc (ichoice, x, y, z)
implicit none
double precision    funcbc, x, y, z
double precision    par1, par2, par3, par4
integer             ichoice

if (ichoice.eq.1) then

!   funcbc=0.00005+0.00005/2.0e-6*y
  funcbc=0.00005*exp(-(6*y/2.6e-6)**2)
!   write(*,*) x,y,funcbc
elseif (ichoice.eq.2) then
  funcbc=0.024*(1-20*y)**-120
!   write(*,*) x,y,funcbc
elseif (ichoice.eq.3) then
  if (y.eq.0) then
    y=-1e-30
  endif
  funcbc=22.6*(1+5e-16/((-y)**3)/613/341000)
  if (funcbc.gt.23.0)then
    funcbc=23.0
  endif
  write(*,*) x,y,funcbc
elseif (ichoice.eq.4) then

```

```
if (y.lt.(-2.7e-6)) then
  funcbc=22.55
else
!   funcbc=22.92+0.32*(y+1e-6)/1.6e-6
    par1=2.48371393e16
    par2=1.60894788e11
    par3=4.12309164e5
    par4=2.29711214e1
    funcbc=par1*y*y*y+par2*y*y+par3*y+par4

endif
write (*,*) funcbc, y
else
  if (y.gt.-4e-6) then
    funcbc=0.0
  else
    funcbc=-0.45e-6
  endif
endif
end
```

G. DESCRIEREA PROGRAMULUI INTERCONTROL REALIZAT ȘI UTILIZAT PENTRU CONTROLUL INTERFEROMETRULUI, ACHIZIȚIEI ȘI PRELUCRĂRII DATELOR

Acest program a fost realizat pentru comanda interferometrului precum și pentru achiziția de date și prelucrarea acestora. Interfața grafică precum și unele din funcțiile acestora sunt prezentate în figurile ce urmează.



Figura G. 1 Interfața grafică a programului InterfControl

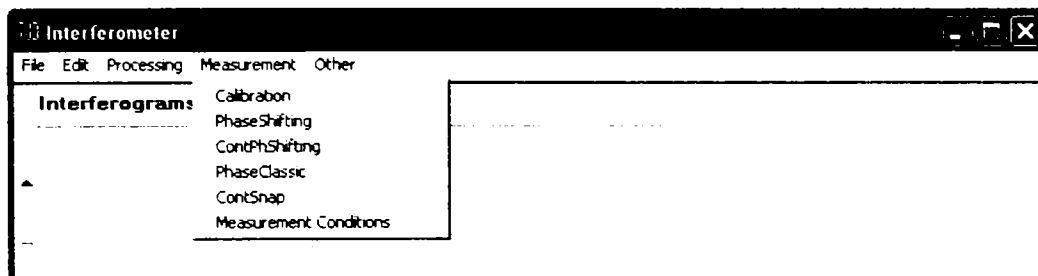


Figura G. 2 Prezentarea funcțiilor de calibrare și măsurare

O descriere mai detaliată a funcțiilor de măsurare-calibrare sunt prezentate sub formă de scheme logice în figurile G6, G7 și G8.

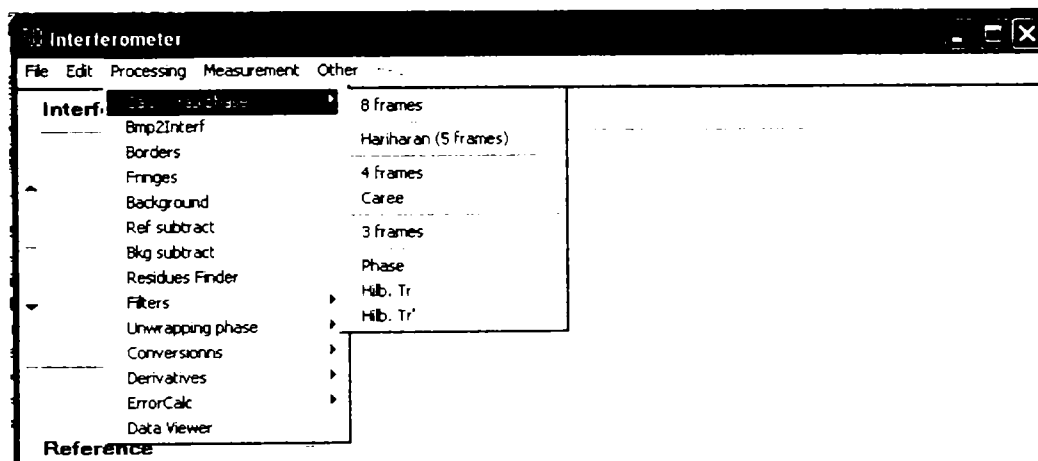


Figura G. 3 Funcțiile de prelucrare de date

Measurement Conditions

Temperature inside the cell [C degree]	<input type="text" value="24.00000"/>	1	<input type="text" value="24.00000"/>	4	Room temperature [C degree]	<input type="text" value="24.00000"/>
	<input type="text" value="24.00000"/>	2	<input type="text" value="24.00000"/>	5		
	<input type="text" value="24.00000"/>	3	<input type="text" value="0.00000"/>	6		

Pressure inside the cell [mbar]

	Heater	Cooler	
Voltage	<input type="text" value="0.65000"/>	<input type="text" value="14.00000"/>	V
Current	<input type="text" value="3.00000"/>	<input type="text" value="3.00000"/>	A

Distance heater-cooler mm

Cell length mm

Tested fluid name

Refractiv index versus temperature

n20

dn/dt

Picture scale mm/pixel

Figura G. 4 Interfața grafică pentru achiziția de date corespunzătoare interferogramelor

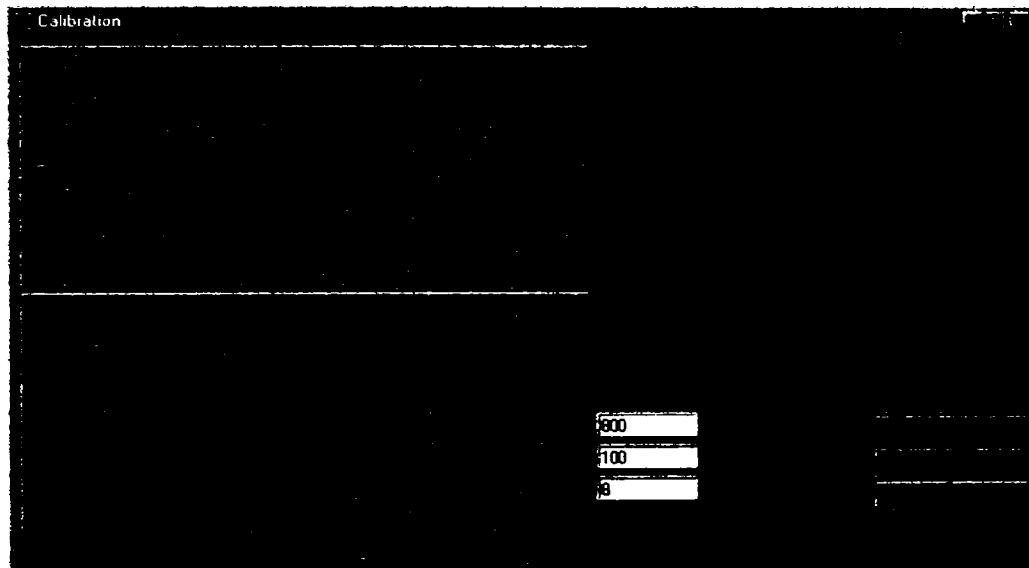


Figura G. 5 Modulul de calibrare al interferometrului

În continuare sunt prezentate câteva scheme logice care descriu modul de interconectare a calculatoarelor (Calculatorul 1 pentru controlul efectiv al interferometrului și calculatorul 2 pentru achiziția datelor adiacente precum temperaturi, presiuni, curenți și tensiuni)

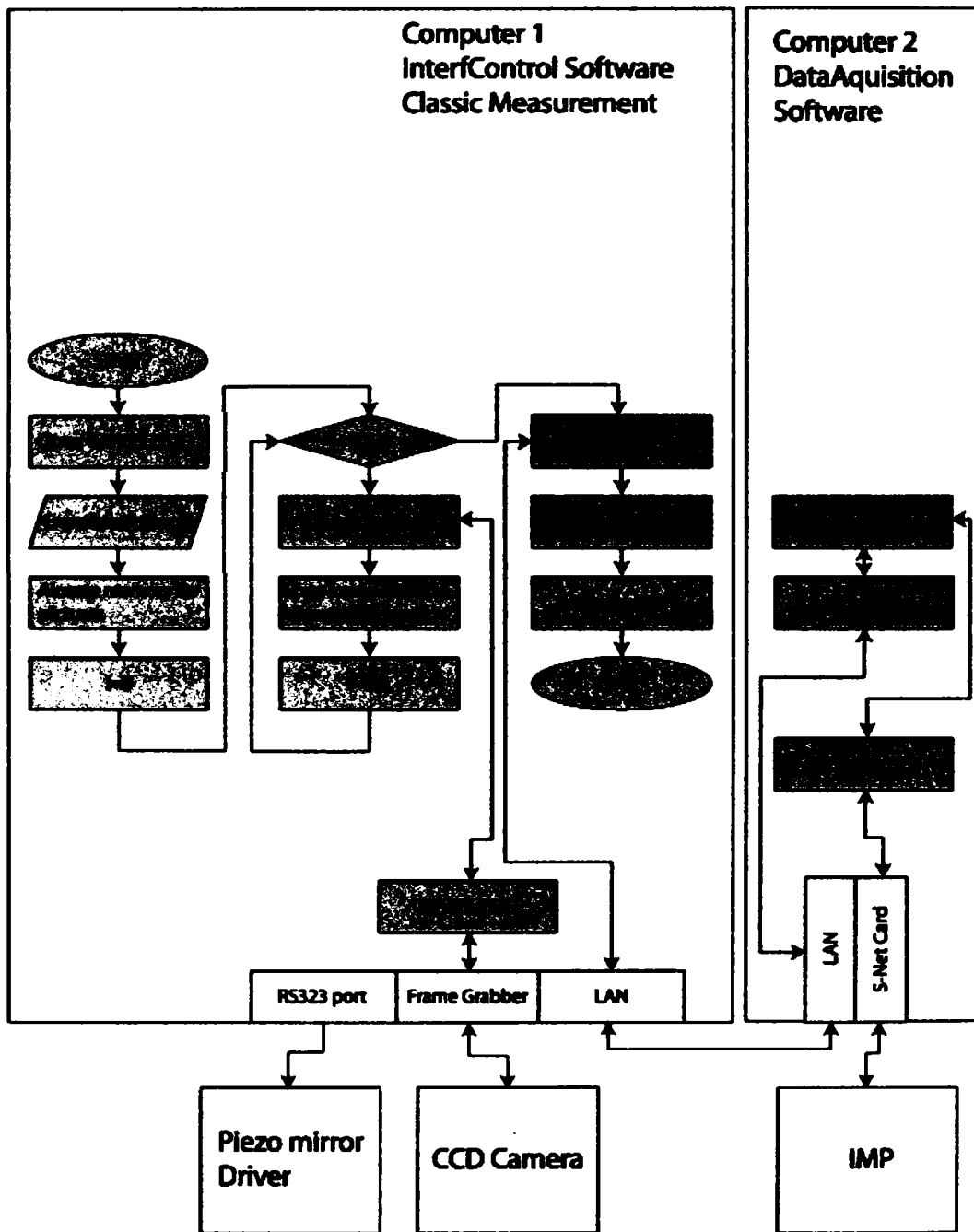


Figura G. 6 Schema logică pentru achiziționarea unei singure interferograme

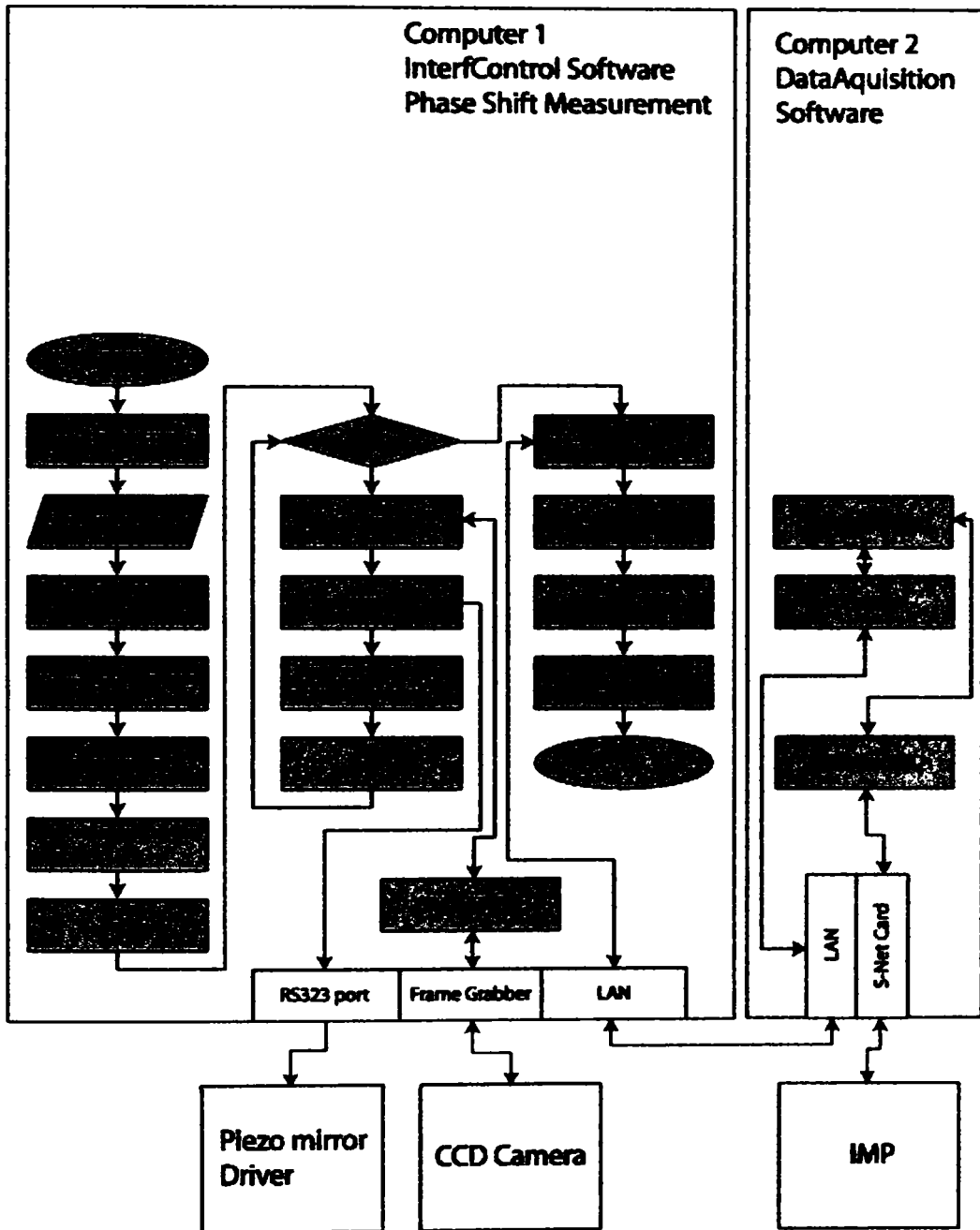


Figura G. 7 Schema logică pentru achiziționarea unei serii de 10 interferograme cu o diferență de fază de $\pi/2$ între ele

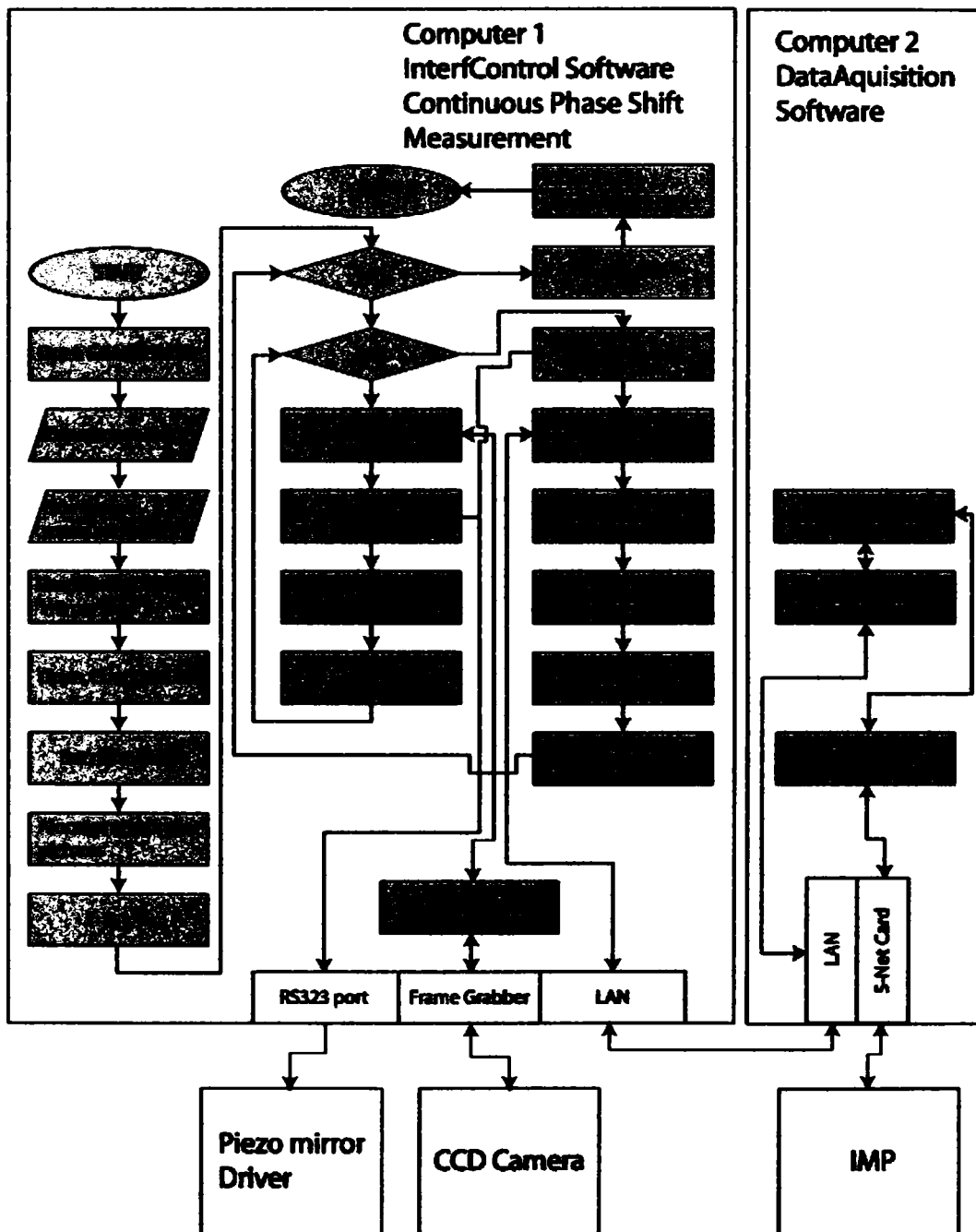


Figura G. 8 Schema logică pentru determinarea unei serii de n măsurători a 4 interferograme cu o diferență de fază de $\pi/2$ între ele

H. PROGRAME AUXILIARE

H1. Program pentru determinarea caracteristicilor geometrice ale unei bule de vapori

Acest program a fost realizat pentru a determina caracteristicile geometrice ale unei bule de vapori. El are la bază rezolvarea ecuației lui Laplace și compararea rezultatului cu interfața reală observabilă pe baza câmpului de temperaturi determinat cu ajutorul interferometriei. Ca date de intrare sunt necesare caracteristicile fizice ale lichidului folosit precum și orientarea bulei prin intermediul sensului accelerației gravitaționale. Suprapunerea interfeței calculate cu cea reală se face prin ajustarea unghiului de contact aparent a poziției punctului de contact precum și a căderii de presiune pe interfață dp. Ca rezultate se obțin raza bulei în zona de contact bulă perete încălzitor, suprafața bulei, volumul acesteia, căderea de presiune și unghiul de contact.

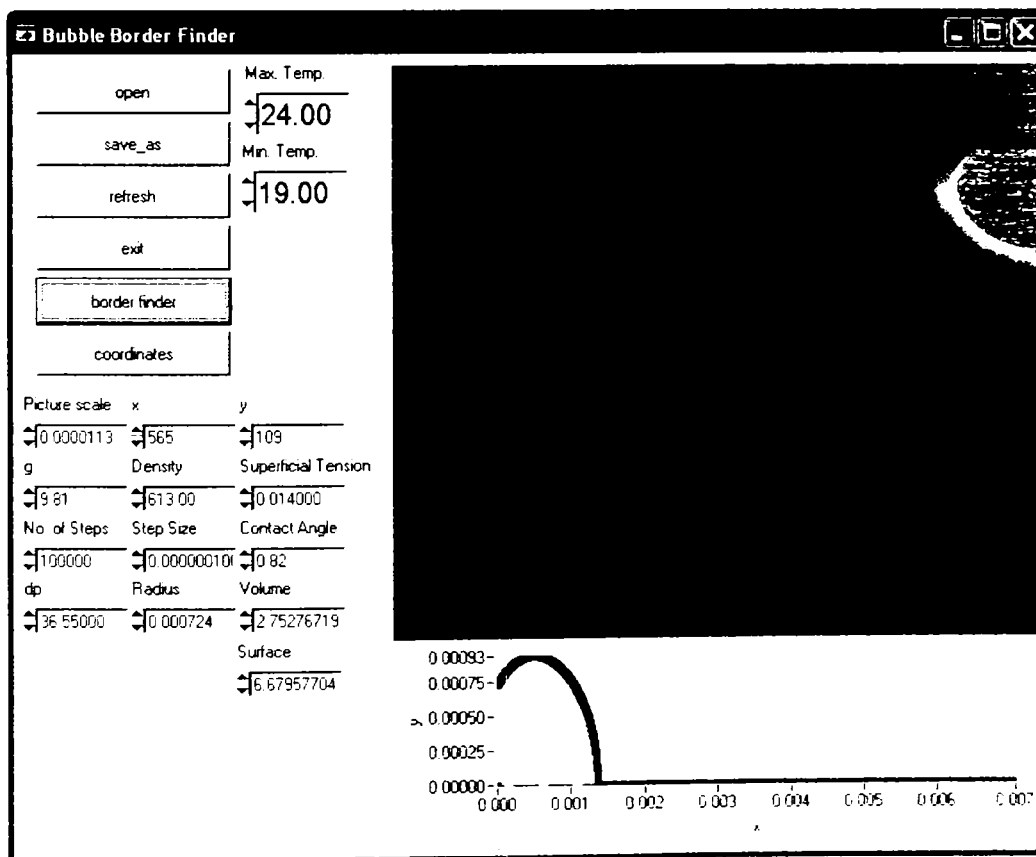


Figura H. 1 Interfața grafică a programului de determinare a interfeței bulei de vapori

H2 Program pentru conversia intensității luminoase (măsurători în infraroșu) în câmp de temperaturi

Programul permite pe de o parte calibrarea respectiv determinarea corelației dintre intensitatea luminoasă în domeniul infraroșu și temperatura corespunzătoare, iar pe de altă parte, pe baza ecuației determinate pe durata calibrării, permite transformarea unei imagini obținute cu ajutorul camerei în infraroșu direct în câmp de temperaturi.

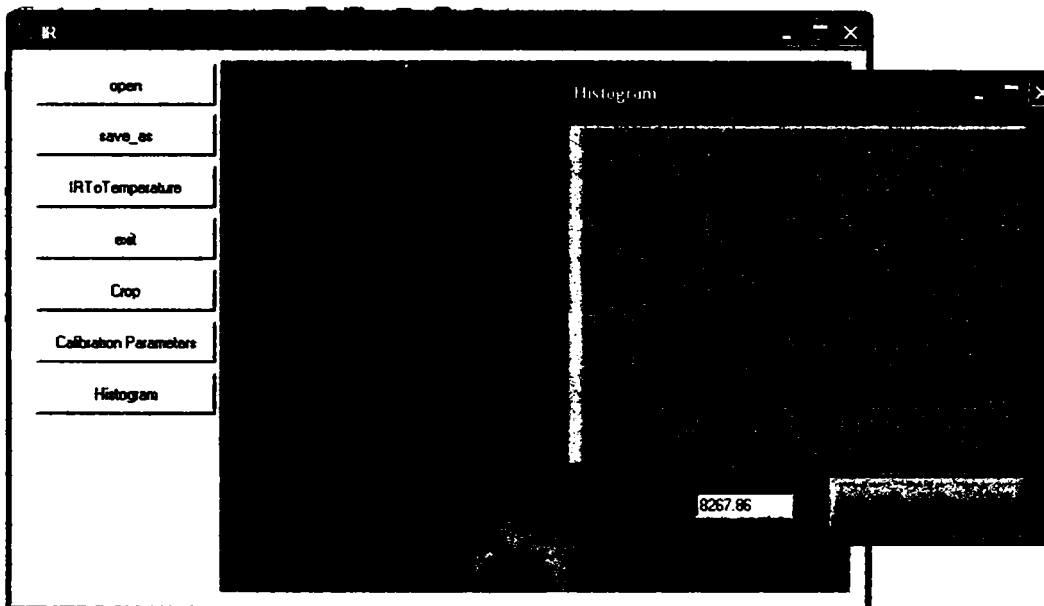


Figura H. 2 Program de conversie a imaginilor obținute cu camera în infraroșu în câmp de temperaturi