

INSTITUTUL POLITEHNIC BUCURESTI
FACULTATEA TEHNOLOGIE CHIMICA
CATEDRA INGINERIE CHIMICA

Ing. SOARE GHEORGHE

*Doarășului profesor
Zeno Gheorghiu,
cu toată stima și
considerația autentului:*

G.S.

14 martie 1987.

M E C A N I S M U L
S I
I N T E N S I F I C A R E A
T R A N S F E R U L U I T E R M I C
L A
F I E R B E R E

Teză de doctorat

Conducător științific,
Acad.prof.dr.doc.ing.
EMILIAN A. BRATU

BIBLIOTECA CENTRALĂ
UNIVERSITATEA "POLITEHNICA"
TIMIȘOARA

1 9 8 7

INSTITUTUL POLITEHNIC TIMIȘOARA	
BIBLIOTECA CENTRALĂ	
Volumele Nr.	329
Data	

Prezenta lucrare a fost realizată în laboratorul de Transfer Termic al Catedrei de Inginerie Chimică a Facultății de Tehnologie Chimică din Institutul Politehnic București, în perioada 1 iulie 1981 - 18 noiembrie 1986.

La elaborarea lucrării am avut prilejul de a beneficia de conducerea științifică a Acad.prof.dr.doc.ing. Emilian A. Bratu, căruii îi mulțumesc pentru atenția cu care s-a aplecat asupra lucrării și pentru sfaturile și îndrumările acordate în perioada finalizării ei.

Mulțumesc prof.dr.ing. Octavian Floarea, ministru secretar de stat, pentru discuțiile purtate și pentru sfaturile și sugestiile acordate în perioada de elaborare a lucrării, precum și pentru aprecierile făcute asupra ei.

Doresc să mulțumesc prof.dr.ing. Gheorghița Jinescu, decanul facultății, pentru îndemnul dat pe parcursul elaborării lucrării și pentru sfaturile acordate în perioada de finalizare.

Mulțumesc de asemenea prof.dr.ing. Emil Danciu, șeful Catedrei de Inginerie Chimică, pentru discuțiile purtate și sfaturile date în perioada de finalizare, precum și pentru aprecierile aduse lucrării.

Pentru încurajările date, aprecierile și discuțiile asupra lucrării, doresc să mulțumesc de asemenea șefilor de lucrări dr.ing. Octavian Iordache și dr.ing. Ovidiu Munteanu.

Mulțumesc tehnicianului Gheorghe Bucuroiu, tehnicianului principal Ioan Tirea și strungarului Gheorghe Serban pentru ajutorul acordat la realizarea instalațiilor experimentale.

Adresez mulțumirile mele tuturor celor care într-un fel sau altul m-au ajutat la elaborarea acestei lucrări.

Inchei prin a exprima calde mulțumiri, soției mele, copiilor și părinților noștri pentru înțelegerea de care au dat dovadă, încurajările și ajutorul permanent acordat, fără de care nu era posibilă realizarea acestei lucrări.

C U P R I N S
=====

	<u>pag.</u>
1. Introducere	1
2. Fenomenologie și mecanisme ale transferului termic la fierberea nucleată	3
2.1. Fenomenologie	3
2.2. Mecanisme ale transferului termic la fierberea nucleată	
2.3. Concluzii	41
3. Un nou mecanism al transferului termic la fierberea nucleată	47
3.1. Modelul fizic	47
3.2. Modelul matematic și analiza procesului în zona cu microstrat	50
3.3. Modelul matematic și analiza procesului în zona de influență a bulei de vapori	62
3.4. Profilul de temperatură în placa solidă de încălzire	73
4. Argumente experimentale și evaluări numerice în favoarea modelului propus	79
4.1. Evidențierea circulației lichidului adiacent bulei de vapori	79
4.2. Calculul profilului vitezei lichidului din microstrat	84
4.3. Determinarea experimentală a parametrilor transferului termic la fierberea nucleată	85

	<u>pag.</u>
4.4. Simularea fierberii nucleate	102
4.5. Influența presiunii asupra gradientului tensiunii superficiale	121
5. Intensificarea transferului termic la fierberea nucleată utilizând promotori statici	124
5.1. Utilizarea promotorilor statici pentru intensificarea transferului termic la fierberea nucleată	126
5.2. Corelarea datelor experimentale	151
5.3. Concluzii	152
6. Concluzii generale	154
7. Lista de notații	160
8. Bibliografie	163

1. INTRODUCERE

Transferul termic la fierberea lichidelor are o răspîndire largă datorită aplicațiilor sale în industria chimică, termoenergetică, energetică nucleară, instalații frigorifice etc.

Importanța practică considerabilă a fenomenului fierberii constă în aceea că are loc la valori relativ mici ale diferenței de temperatură cu valori foarte mari ale fluxului termic transferat; din acest punct de vedere, fierberea este unul dintre domeniile de cercetare ale transferului termic cele mai promițătoare.

Deși procesul este cunoscut și aplicat de multă vreme, cercetarea sa sistematică și aprofundată se face de numai câteva decenii, sub impulsul unor aplicații speciale care reclamă îndepărtarea rapidă a unor cantități enorme de căldură produsă în spații foarte mici. Într-un reactor nuclear, de exemplu, se degajă în mod obișnuit o cantitate de căldură de $9 \cdot 10^3 \text{ W/m}^3$, în timp ce la un cazan de abur, de cel mai perfecționat tip, căldura transportată este de $4 \cdot 10^5 \text{ W/m}^3$. /14/.

Un număr foarte mare de lucrări, atât teoretice cât și experimentale, au adus foarte multe informații despre fenomenul fierberii, dar mecanismul său nu este complet înțeles. Mecanismul prin care se produce transferul termic la fierberea unui lichid este mult mai complicat, decît în cazul convecției obișnuite, deoarece în afară de parametrii asociați convecției: geometria sistemului, vîscozitatea, densitatea, căldura masică, conductivitatea termică etc., trebuie să se țină seama de parametrii asociați fierberii, cum sînt: tensiunea superficială, căldura latentă de vaporizare, presiunea din sistem, densitatea vaporilor, starea suprafeței de încălzire etc. Din cauza mării complexități a fenomenului fierberii, datorată numărului mare de variabile care intervin, existenței diferitelor regimuri de fierbere, condiții inițiale și la limită, moduri de curgere a fluidului, diferitele stări termodinamice ale fluidului etc., mecanismul transferului termic la fierbere nu este încă elucidat și nu s-au putut

stabili relații generale sigure de calcul, care să permită evaluarea fluxului termic transferat în timpul procesului, aceasta fiind foarte greu de făcut, dacă nu imposibil, cu o precizie bună pentru multe din situațiile reale. Totuși, căutările în vederea elucidării fenomenului fierberii sînt din ce în ce mai numeroase deoarece transferul termic la fierbere este, în mod cert, cel mai intens mod de transfer de energie utilizat astăzi în procesele termice.

Pe de altă parte, în contextul actual al crizei energetice, utilizarea eficientă a resurselor energetice reclamă utilizarea unor relații sigure de calcul pentru dimensionarea utilajelor în care fierbe un lichid.

Prezenta lucrare este rezultatul investigațiilor făcute de autor pentru acumularea de noi informații care să poată contribui la elucidarea mecanismului fierberii nucleate. Este alcătuită din șase capitole. Capitolul 1 conține introducerea. În capitolul 2 se face o prezentare sistematică a literaturii de specialitate, în capitolul 3 se prezintă un nou mecanism al transferului termic la fierberea nucleată în care tensiunea interfacială de la interfața vaporilor lichid a microstratului bulei de vaporii joacă un rol primordial. Este prezentat în detaliu modelul fizic, modelul matematic, soluționarea analitică a modelului matematic, precum și unele evaluări numerice care susțin plauzibilitatea modelului propus. În capitolul 4 al lucrării se prezintă câteva experiențe care confirmă veridicitatea acestui mecanism. În capitolul 5 se prezintă o aplicație practică a teoriei prezentate în capitolul 3, care se constituie într-o modalitate de intensificare a procesului de transfer termic la fierberea nucleată. Capitolul 6 al lucrării este rezervat concluziilor generale.

O parte din problemele formulate în această lucrare sînt soluționate în întregime. Există însă și probleme care sînt formulate ca simple ipoteze, acestea din urmă fiind de fapt noi direcții de cercetare teoretică și aplicativă.

Totodată lucrarea ajută la formarea unei imagini mai clare despre mecanismul transferului termic la fierberea nucleată prin sistematizarea, clasificarea și analiza critică a mecanismelor propuse în literatura de specialitate de diverși

autori, precum și prin noul mecanism original, propus și analizat teoretic și experimental în capitolele 3 și respectiv 4.

2. FENOMENOLOGIE ȘI MECANISME ALE TRANSFERULUI TERMIC LA FIERBEREA NUCLEATĂ

2.1. Fenomenologie Fierberea este definită, /1/, ca un proces de vaporizare intensă pe o suprafață solidă sau în întreaga masă de lichid la temperatura de saturație sau puțin supraîncălzit, însoțit de formarea bulelor de vaporii.

Fierberea este posibilă în întreg intervalul cuprins între punctul triplu și punctul critic al lichidului, căldura de evaporare fiind absorbită în timpul schimbării fazei.

În procesul fierberii pe o suprafață solidă caldă, formarea bulelor de vaporii are loc în anumite puncte ale suprafeței, numite germeni sau centre de nucleație, iar în cazul fierberii în întreaga masă de lichid, bulele apar în întregul volum de lichid. Fierberea în întreaga masă de lichid poate avea loc în prezența unei surse de căldură din interiorul lichidului sau prin scăderea rapidă a presiunii deasupra lichidului.

Fierberea pe suprafețe solide (conducte, pereții aparatelor schimbătoare de căldură în care intervine fierberea etc.) este cea mai răspândită în practica inginerescă și acest tip de fierbere va fi, în special, considerat aici.

Pentru ca un lichid să înceapă să fiarbă este necesar să fie îndeplinite următoarele condiții:

- supraîncălzirea lui în raport cu temperatura de saturație;

- existența germenilor de nucleație pe suprafața caldă.

Supraîncălzirea lichidului este maximă în imediata vecinătate a suprafeței de transfer termic, iar germenii de nucleație sînt localizați pe suprafață și sînt constituiți din neregularități ale acesteia (zgîrieturi, cavități), bule de aer, impurități etc.

Se disting trei moduri diferite de fierbere a unui lichid: fierbere nucleată, fierbere de tranziție și fierbere în film, fiecare avînd caracteristici bine definite. Fierberea nucleată

se caracterizează prin apariția, creșterea și desprinderea bulelor de vaporii pe și de pe centrul individual de nucleație. Numărul lor crește continuu odată cu creșterea temperaturii suprafeței calde. La o anumită valoare a diferenței de temperatură $T_p - T_f$ numită diferență critică, ΔT_{cr} , numărul centrelor active ajunge, pe anumite porțiuni ale suprafeței calde, suficient de mare, încît bulele formate să se unească între ele și să formeze un film continuu de vaporii. Aceasta este fierberea de tranziție, cînd pe suprafața de transfer coexistă porțiuni pe care bulele se formează pe centrul individual de nucleație și porțiuni pe care se formează film de vaporii. Cînd întreaga suprafață de transfer este acoperită de filmul de vaporii, fierberea este în film.

Dintre aceste trei moduri de fierbere, fierberea nucleată prezintă un interes deosebit datorită mării sale importanțe tehnologice.

În ultimele decenii s-au publicat un număr foarte mare de lucrări experimentale și teoretice care au drept scop elucidarea mecanismului transferului termic la fierberea nucleată, datorită pe de o parte aplicațiilor sale practice, iar pe de altă parte, pentru că este o interesantă problemă științifică.

Principalii factori care influențează fierberea

Există numeroși factori care influențează fierberea (s-a arătat în introducere), însă dintre ei unii au o importanță mai mare.

Diferența de temperatură și natura și orientarea suprafeței, între care există o interdependență foarte strînsă, sînt doi factori care intră în această categorie.

Dacă se examinează un sistem de fierbere, ce constă dintr-o suprafață de încălzire sub formă de fir metalic sau placă plasată într-o masă de lichid, neagitată din exterior, adus la temperatura de saturație (așa-zisul proces de fierbere în volum mare), se pune în evidență succesiunea regimurilor de fierbere odată cu creșterea diferenței de temperatură $\Delta T = T_p - T_f$, /1/, /2/, /3/, /20/, /70/, /71/, /72/, /73/, /74/, /75/. În fig.2.1 este prezentată curba fierberii, pe care sînt indicate cele trei regimuri de fierbere. T_p este temperatura peretelui, iar T_f este temperatura de saturație a lichidului. Curba fierberii prezentată în fig.2.1 nu este unică, așa cum s-a constatat experimental prin măsurători

ale parametrilor transferului termic la fierberea apei pe suprafețe orizontale din cupru și platină, /70/, când s-a observat că există diferențe importante între valorile obținute, funcție de natura metalului.

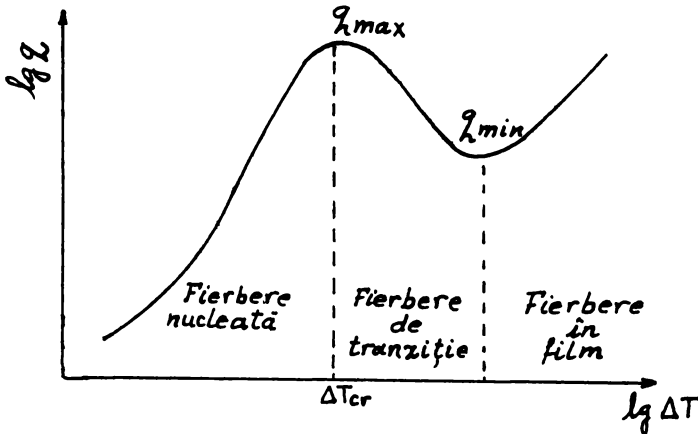


Fig. 2.1. Curba fierberii

Aceste variații au fost puse pe seama diferențelor ce există între proprietățile fizice și chimice ale suprafețelor care determină o nucleație caracteristică și prin urmare o hidrodinamică și un regim de transfer termic propriu.

În experimentul de fierbere a apei la presiune atmosferică pe suprafață de cupru polizată cu hîrtie de șmirghel 4/0, fierberea nucleată începe la o supraîncălzire a lichidului de 10,44 K și un flux termic de 33121 W/m^2 , cu o densitate a centrelor active de 987 m^{-2} .

În experimentul de fierbere a apei la aceeași presiune, dar pe o suprafață de platină polizată 2/0, fierberea apare la o supraîncălzire a lichidului de 16,66 K și la un flux termic unitar de 50470 W/m^2 (nu se indică densitatea centrilor activi pe suprafața de fierbere).

Diferențe importante între parametrii fierberii există și în cazul fierberii pe fire subțiri de sîrmă încălzite electric. S.J.D. van Stralen, /71/, lucrînd cu sîrmă de platină cu diametrul de $2 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ și lungimea de $5,2 \cdot 10^{-2} \text{ m}$, așezată orizontal și vertical, raportează fluxuri termice unitare mai mari și de asemenea și densități ale centrelor active mai mari, în cazul dispunerii orizontale a sîrmei de platină.

Fluxul unitar maxim, q_{max} este cu 45% mai mare în cazul amplasării orizontale, decât în cazul amplasării verticale, fig.2.2. Această creștere a fluxului unitar maxim este atribuită creșterii numărului de centre active pe unitatea de suprafață de la $2,5 \cdot 10^5$ m^{-2} pe sîrma verticală la $9 \cdot 10^5$ m^{-2} pe sîrma orizontală. Reducerea numărului de centre active în poziția verticală este cauzată de formarea prematură a unui film de vapori în jurul sîrmei prin coalescența bulelor în mișcarea lor ascendentă.

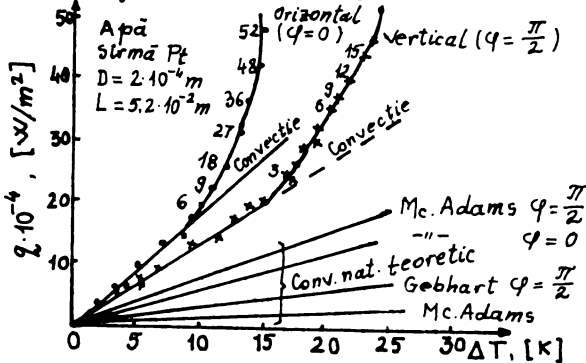


Fig.2.2. Curba fierberii pe fir de sîrmă de platină vertical și orizontal. Cifrele de pe curbe indică numărul centrelor active /71/.

Densitatea centrelor active crește cu micșorarea diametrului firului de platină după cum se vede în fig.2.3., după /71/, aceasta avînd ca efect creșterea fluxului transferat.

De asemenea odată cu micșorarea diametrului firului de platină se observă o scădere a diametrului bulelor de vapori și o creștere a valorii fluxului unitar maxim transferat, q_{max} . Acest fenomen a fost observat și la fierberea unui amestec apă-1-pentanol (1,8% p.p.m. 1-pentanol), dar valorile sînt mai mici decât în cazul apei pure.

Githinji și Sabersky, /89/, studiind efectul orientării suprafeței plane asupra fierberii subrăcite a izopropanolului, au observat că odată cu schimbarea orientării suprafeței calde din poziția orizontală cu fața în sus în poziția verticală, panta curbei fierberii crește. Cînd suprafața caldă este orientată în jos, panta curbei fierberii este mai mică față de cea corespunzătoare orientării în sus.

Același rezultat obține și Drapkin, /91/, care, lucrînd cu apă, raportează că numărul centrelor active scade substanțial dacă unghiul de inclinație față de orizontală crește. Nishikawa și colab., /90/, studiind efectul orientării suprafeței calde asupra fierberii nucleate a apei la presiune atmosferică pe o

suprafață de cupru cu unghiuri de $0-175^\circ$, raportează efecte de creștere remarcabilă a transferului termic în regiunea fluxurilor mici, $q < 7 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$, unde coeficientul de transfer termic crește cu unghiul de înclinare a suprafeței. Acest efect dispare în regiunea fluxurilor mari, $q > 1,7 \cdot 10^5 \text{ W/m}^2$. Pentru fluxuri cuprinse între cele două valori, atenuarea efectului orientării suprafeței este asimptotică.

Explicația dată acestui fenomen constă în faptul că, pe măsură ce se schimbă unghiul de înclinare a suprafeței, au loc schimbări în comportarea bulelor de vapori și în mecanismul de transfer termic.

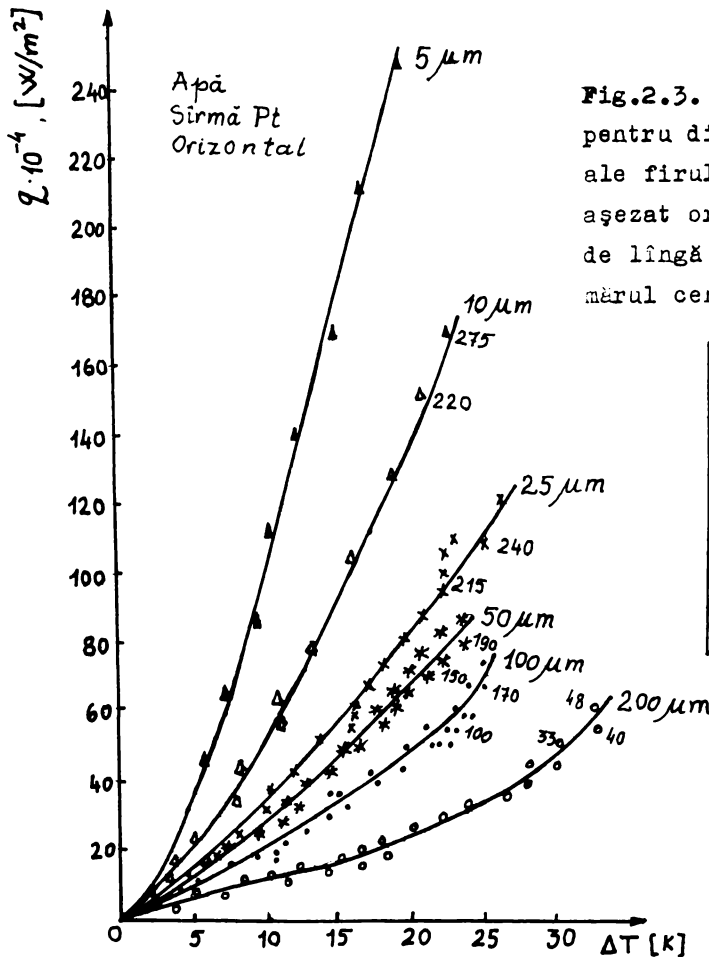


Fig.2.3. Curba fierberii pentru diverse diametre ale firului de platină așezat orizontal. (Cifrele de lângă curbe indică numărul centrelor active).

	d [μm]	$L \cdot 10^8$ [m]
▲	5	0,83
△	10	2,85
×	25	5,20
*	50	5,20
•	100	5,20
○	200	5,20

Influența presiunii asupra procesului de transfer termic la fierbere se manifestă prin creșterea coeficientului de transfer termic, așa cum se evidențiază în lucrările /74/, /76/, /77/, /78/, fig. 2.4. Această influență se explică prin faptul că, odată cu creșterea presiunii, crește și temperatura de fierbere a lichidului și deci crește și temperatura suprafeței de transfer. Creșterea temperaturii suprafeței, conduce la creșterea numărului de centre active de nucleație, conform relației (2.21), și deci crește gradul de agitație a lichidului de lângă suprafața de transfer și deci va crește coeficientul de transfer termic.

Valorile raportate de Haffner, /78/, sînt mai mari, deoarece, consideră autorul, suprafața de transfer termic utilizată a fost foarte rugoasă (sablata), dar alura generală a curbei este aceeași.

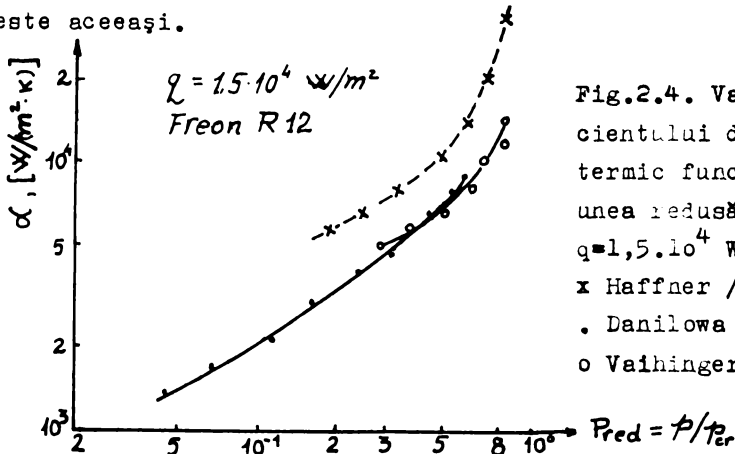


Fig.2.4. Variația coeficientului de transfer termic funcție de presiunea redusă la $q=1,5 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$ /76/

- x Haffner /78/
- . Danilowa /77/
- o Vaihinger /76/

Intr-o altă reprezentare, fig.2.5. indică de asemenea influența presiunii asupra transferului termic la fierbere.

Panta dreptelor din fig.2.5. conduce la proporționalitatea:

$$\alpha \sim q^{0,62} \quad (2.1.)$$

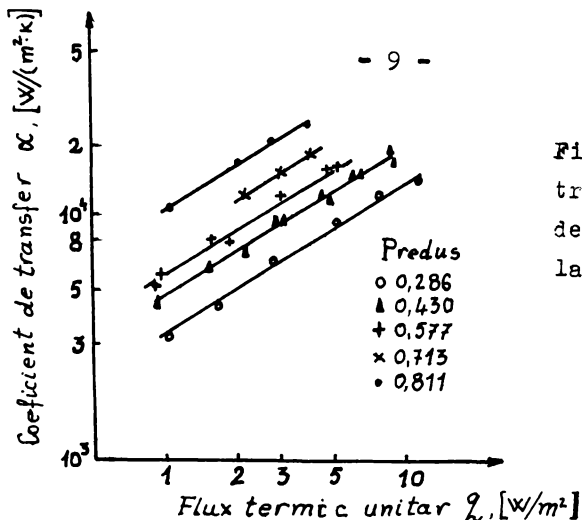


Fig.2.5. Coeficientul de transfer termic funcție de fluxul termic unitar la fierberea nucleată/76/

Hesse, /74/, într-un experiment de fierbere nucleată a freonului R₁₁₄ la presiuni cuprinse între 3 și 20 bar pe suprafața exterioară a unui cilindru orizontal, obține un flux unitar de 10^5 W/m² pentru o diferență de temperatură de 9 K la presiunea de 3 bar și același flux, la o diferență de temperatură de numai 2,7 K pentru o presiune de 20 bar. În cazul fierberii în film efectul presiunii asupra transferului termic este de sens contrar, adică, odată cu creșterea presiunii, transferul termic scade, iar diferența critică de temperatură ΔT_{cr} corespunzătoare fluxului unitar maxim, q_{max} , se micșorează și ea. Utilizând cilindrii canelați, Hesse obține creșteri importante ale fluxului termic unitar în cazul când distanța dintre două caneluri este mai mare sau mai mică, decât două diametre ale bulei. Același rezultat obține și Gorenflo, /79/, Când distanța dintre două caneluri este egală cu două diametre de bulă, transferul termic este mai mic. Creșterea transferului termic în cazul canelurilor distanțate mai mult de două diametre de bulă, se datorează -consideră autorii- faptului că geometria favorizează curgerea dintre caneluri, iar în cazul canelurilor distanțate mai puțin de două diametre de bulă, se consideră că bula ce se formează pe o canelură perturbă stratul limită de pe canelura vecină, intensificându-se, în acest fel, transferul termic.

K.Bier și D.Gorenflo, /80/, studiind fierberea nucleată a mai multor lichide refrigerante pe suprafața exterioară a unui cilindru orizontal, constată de asemenea creșterea transferului termic cu creșterea presiunii.

Rezultatele experimentale obținute, verifică foarte bine ecuația empirică dată de Danilowa, /81/, pentru $q=4000 \text{ W/m}^2$:

$$\frac{\alpha}{\alpha_{0,3}} = 0,175 + 2,75 \cdot \frac{p}{p_{cr}} \quad (2.2)$$

în care, $\alpha_{0,3}$ este coeficientul de transfer termic la fierbere pentru presiunea redusă $p_{red} = \frac{p}{p_{cr}} = 0,3$, și ecuația lui Haffner (o extindere a ecuației lui Danilowa):

$$\frac{\alpha}{\alpha_{0,3}} = 0,175 + \left(2,02 + \left(\frac{0,51}{1 - p/p_{cr}} \right) \right) \cdot \frac{p}{p_{cr}} \quad (2.3)$$

În ecuațiile (2.2) și (2.3) p este presiunea și p_{cr} presiunea critică.

E.Halm și G.Feurstein, /81/, studiind influența presiunii și a diametrului firelor de sîrmă pe care are loc fierberea CO_2 asupra parametrilor ecuației:

$$\alpha = Cq^n \quad (2.4)$$

constată o puternică dependență între presiunea redusă și coeficienții C și n din ecuația (2.4). " C " crește puternic cu creșterea presiunii reduse, iar " n " scade (pentru $p_{red}=0,484$ și $d=0,1 \text{ mm}$, $c=0,501$, iar $n=0,86$, iar pentru $p_{red}=0,987$, $C=545,4$ și $n=0,61$).

K.Bier și D.Gorenflo, /80/ explică influența presiunii asupra transferului termic la fierbere prin aceea că presiunea influențează celelalte proprietăți termofizice ale lichidului: tensiune superficială, densitatea vaporilor și a lichidului, presiunea de vaporii.

Utilizînd un model simplu pentru creșterea bulei și anume că nucleația are loc pe cavități ale suprafeței calde în care este captat gaz, suprapresiunea necesară existenței unei bule de vaporii de rază R este:

$$\Delta p = \frac{2\sigma}{R} \cdot \frac{\rho_l}{\rho_l - \rho_v} \quad (2.5)$$

în care: σ = tensiunea superficială;
 ρ_l = densitatea lichidului;
 ρ_v = densitatea vaporilor.

Considerînd că pentru regimul de fierbere nucleată este valabilă o ecuație de forma (2.4) și că în punctul de tranziție de la convecția naturală turbulentă (fără formare de bule) la fierberea nucleată, cei doi coeficienți de transfer de căldură sînt egali și pot fi calculați cu ecuația:

$$Nu = 0,15 (Gr Pr)^{1/3} \quad (2.6)$$

sau pusă în altă formă:

$$\alpha = 0,15 \left[\frac{g \beta C_s (\rho_l \lambda)^2}{\eta} \right]^{1/3} \cdot \Delta T^{4/3} = f(\varphi) \cdot \Delta T_A^{4/3} \quad (2.7)$$

se obține:

$$\alpha = C \left[\frac{g \beta C_s (\rho_l \lambda)^2}{\eta} \right]^{(1-n)/3} \cdot \Delta T^{(1-4n)/3} \cdot g^n \quad (2.8)$$

cu: $C = (0,15)^{1-n}$

ΔT_A - diferența de temperatură corespunzătoare punctului de trecere de la convecție naturală turbulentă la fierbere nucleată

g = accelerația gravitațională; η = vîscozitate *dinamică*;
 β = coeficient de dilatație termică; λ = conductivitate termică;
 C_s = căldura specifică.

Supraîncălzirea ΔT_A este exprimată cu ajutorul ecuației Clausius-Clapeyron:

$$\Delta T_A = \frac{2\sigma}{R_A} \cdot \frac{T_f}{\rho_l \cdot r} \quad (2.9)$$

unde: R_A = raza bulei corespunzătoare lui T_A ;

r = căldura de vaporizare;

T_f = temperatura de fierbere.

Din (2.8) și (2.9) se obține ecuația finală pentru coeficientul de transfer termic:

$$\alpha = C R_A^{(4n-1)/3} \left[\frac{g \beta C_s (\rho_l \lambda)^2}{\eta} \right]^{1/3} \left[\frac{\rho_l \cdot r}{2\sigma T_f} \right]^{4n/3} \cdot g^n \quad (2.10)$$

Influența accelerației gravitaționale

În ecuația (2.10) influența proprietăților fizice asupra coeficientului de transfer termic este indicată de cei doi termeni din paranteze, în timp ce caracteristicile suprafeței calde influențează raza centrului de nucleație R_A și implicit, exponentul n . Ecuația (2.10) indică și dependența dintre α și accelerația

gravitațională g .

Usiskin și Siegel, /82/ și Steinle, /83/ au cercetat experimental influența accelerației gravitaționale asupra transferului termic la fierbere în domeniul $g \in (0; 9,81 \text{ m/s}^2)$ și au găsit că accelerația influențează transferul termic la fierbere.

Merte și Clark, /84/ investigând fierberea nucleată în domeniul de accelerație $a \in (g; 21 \cdot g)$, au găsit că pînă la fluxuri termice de 158000 W/m^2 , influența accelerației asupra fierberii este sesizabilă, transferul termic crescînd odată cu accelerația, dar peste această valoare a fluxului, influența accelerației este ne semnificativă.

N.Zuber și E.Fried, /72/, analizînd efectul accelerației gravitaționale asupra transferului termic la fierberea hidrogenului lichid, ajunge la concluzia că reducerea gravitației nu afectează generarea de vapori, dar desprinderea și deplasarea bulelor prin lichid depind de natura câmpului de forțe. Prin urmare, reducerea gravitației conduce la formarea prematură a filmului de vapori pe suprafața solidă și transferul termic este înrăutățit.

Efectul viscozității asupra nucleației și transferul termic la fierberea lichidelor este în mică măsură studiat. Majoritatea experimentelor publicate în literatură sînt efectuate cu fluide a căror viscozitate este apropiată de cea a apei. Deși cîteva relații într-adevăr includ termenul viscozitate, lipsesc garanțiile valabilității lor pentru substanțe cu viscozitate ridicată. Intervalul mare $(0; -1,4)$ al valorilor exponentului viscozității din relația coeficientului de transfer termic la fierberea în volum mare, pusă în forma:

$$\alpha = \text{const } g^n \eta^m \quad (2.11)$$

poate fi explicat prin aceea că s-au efectuat experiențe cu lichide cu viscozități apropiate.

Relația (2.9) care indică dependența dintre raza nucleului în momentul începerii creșterii bulei și supraîncălzirea lichidului, nu dă nici o informație despre efectul viscozității asupra formării bulei.

Pentru perioada de creștere a bulei, mulți autori indică o relație de forma:

$$R = C \frac{\Delta T}{r \rho_v} (\lambda \rho_l C_s \tau)^{1/2} \quad (2.12)$$

în care ΔT este diferența dintre temperatura peretelui și temperatura de saturație a lichidului, iar λ este conductivitatea termică a lichidului. Constanta C din ecuația (2.12) are diferite valori: Fritz și Ende, /85/, $C = \sqrt{\pi}$; Plesset și Zwick, /34/, $C = \sqrt{12/\pi}$; Foster și Zuber, /31/, $C = \sqrt{\pi}$; Cole și Shulman, /86/, pentru $J_a \leq 100$, $C = 0,5$ (J_a = criteriul Jakob).

Relația (2.12) nu indică o dependență între raza bulei în perioada de creștere și vîscozitatea lichidului.

Pe baza rezultatelor experimentale ale lui Cooper, /87/, care indică o identitate între creșterea accelerată a bulei și creșterea microstratului de lichid de sub bula de vapori, pentru care a obținut:

$$C = \frac{2,5}{F_r^{0,5}}, \text{ cu } F_r = \frac{\eta \cdot C_s}{\lambda} \quad (2.13)$$

ecuația (2.12) devine:

$$R = 2,5 \frac{\lambda \cdot \Delta T}{r \cdot \rho_v} \left(\frac{\rho_l \cdot \tau}{\eta} \right)^{1/2} \quad (2.14)$$

Această ecuație indică proporționalitatea:

$$R \sim \eta^{-0,5} \quad (2.15)$$

Investigațiile experimentale ale lui Beer, /53/, cu ajutorul interferometriei holografice, au arătat că în jurul unei bule care se dezvoltă pe un fir de platină cu diametrul de 0,4 mm, apare o mișcare rapidă care se explică prin transportul căldurii prin conducție și convecție spre interfața vaporilor lichid și prin efectul Marangoni datorat gradientului de tensiune superficială cauzat de un gradient de temperatură, fig.2.6.

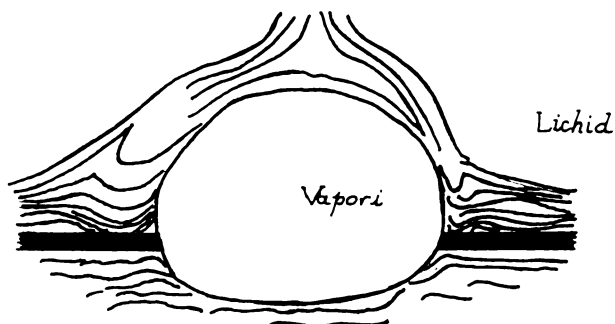


Fig.2.6. Creșterea bulei pe o sîrmă de platină de 0,4 mm diametru pentru apă la $p=0,3$ bar, subrăcire 2 K /88/

Mișcarea interfacială este determinată de numărul Marangoni iar viteza interfacială obținută de Beer în cazul unidimensional, scade odată cu creșterea vîscozității. Raza bulei de vapori în timpul formării ei este dată de relația:

$$R = \frac{1}{2} \left(\frac{0,234}{\rho_v r} \Delta T \cdot \tau \right)^{0,69} \cdot \left(\int_0^R \frac{\Delta T}{\Delta \phi} \right)^{0,38} \cdot C_s^{0,228} \cdot \lambda^{0,46} \cdot \eta^{-0,53} \quad (2.16)$$

Ecuatia (2.16) indică și ea proporționalitatea:

$$R \sim \eta^{-0,53} \quad (2.17)$$

$\Delta\sigma/\Delta\phi$ reprezintă gradientul tensiunii superficiale.

Influenta tensiunii superficiale

Kotchaphakdee și Williams, /57/, studiind fierberea nucleată în volum mare a soluțiilor apoase de polimeri pe o suprafață plană, au găsit că pentru aceeași diferență de temperatură fluxul termic crește substanțial în raport cu apa pură. Au lucrat cu soluții diluate de hidroxietilceluloză (HEC), poliacrilamidă (PA) și acrilamidă cu concentrații de 62 ÷ 500 p.p.m., la presiunea atmosferică. Proprietățile fizice ale soluțiilor sînt prezentate în tabelul nr.2.1.

Tabelul nr.2.1.,/57/ Proprietățile soluțiilor de PA și HEC funcție de concentrație

Soluția	Concentrația p.p.m.	Vâscozitate, η , (CP)		Tensiune superficială (dyn/cm)	
		Înainte fierbere	După fierbere	La: 25°C	70°C
Apă	-	0,89	0,89	72	65
Acrilamidă	500	0,91	0,91	72	64
PA masa molecu- lară $2 \cdot 10^6$	62,5	1,09	1,03	71	65
	125	1,33	1,19	71	65
	250	1,76	1,50	71	65
	500	2,64	2,05	71	65
HEC masa molecu- lară $7 \cdot 10^4$	62,5	0,92	0,92	68	45
	125	0,96	0,96	68	46
	500	1,11	1,1	68	45

Observațiile experimentale făcute asupra soluțiilor în fierbere și interpretarea lor au condus pe autori la următoarele concluzii:

1. Creșterea concentrației polimerului dizolvat în apă conduce la creșterea fluxului termic.

2. Polimerii surfactanți (HEC) conduc la creșteri mai mari ale fluxului termic pentru ΔT mici, la concentrații, mase moleculare și vâscozități egale cu soluții de polimeri inactivi superficial (PA).

3. PA conduce la creșteri semnificative ale coeficientului de transfer termic pe întreg domeniul ΔT studiat.

4. Pentru toate soluțiile, creșterea transferului termic este limitat de efectul vâscozității.

5. Soluția de acrilamidă (monomer) fierbe cu coeficienți de transfer mai mici, decât apa.

6. La fierberea soluțiilor de polimeri densitatea centrilor activi este mai mare, decât în cazul fierberii apei, iar diametrul bulelor de vapori este mai mic.

Creșterea numărului centrilor activi este explicat prin creșterea concentrației locale a polimerului în imediata vecină-

tatea suprafeței calde, ceea ce conduce la adsorbția polimerului pe suprafața caldă formându-se noi centrii de nucleație.

Micșorarea diametrului bulei este foarte probabil o consecință a creșterii viscozității lichidului, care va micșora viteza de creștere a bulei. Această tendință este accentuată și de eforturile elastice din lichid.

7. Dinamica bulelor și convecția sînt probabil influențate de natura viscoelastică a lichidului. Cei doi cercetători au obținut creșteri ale fluxului termic de 250% la $\Delta T=8,3$ K și de 100% pentru $\Delta T=33,3$ K.

Aceleași rezultate au obținut și D.D.Paul, /92/ și Miaw, /93/, care au refăcut experiențele din /57/.

D.D.Paul obține următoarele frecvențe medii ale bulelor de vapori: 223 S^{-1} pentru apă, 249 S^{-1} pentru soluție PA și 243 S^{-1} pentru HEC. Cele două soluții au aceeași viscozitate (1,08 CP). Pentru diametrul mediu de desprindere a bulelor a obținut valorile: 1,24 mm pentru apă, 1,19 mm pentru soluție PA și 1,13 mm pentru soluție HEC.

Măsurătorile au fost făcute în toate cazurile la un flux termic unitar de $3,5 \cdot 10^5 \text{ W/m}^2$, suprafața caldă fiind constituită dintr-un fir de sîrmă de platină cu diametrul de 0,3 mm și lung de 30 mm, spre deosebire de /57/ unde s-a utilizat o suprafață plană orizontală.

Au fost prezentate aici influența unor parametri asupra fierberii și implicațiile lor asupra transferului termic la fierbere. Nu sînt aceștia singurii factori care pot fi amintiți

Robert Cole, /94/, Bliss și Hsu, /95/, Magrini, /96/, Prasad, /97/ au studiat efectul grosimii peretelui cald asupra transferului termic la fierbere și au ajuns la concluzia că odată cu creșterea grosimii peretelui de încălzire crește și coeficientul de transfer termic datorită creșterii capacității termice a acestuia.

Prezența unui strat subțire de lichid între bula de vapori și suprafața caldă cunoscut sub numele de microstrat și influența lui asupra transferului termic la fierbere au constituit subiectul multor lucrări /47/, /48/, /49/, /50/, /51/, /52/, /53/, /54/, /55/, /98/, /99/, /100/. Forma acceptată de cei mai mulți cercetători

pentru o bulă de vapori cu microstrat este cea prezentată în fig. 2.7.

Grosimea microstratului este o problemă controversată. După unii autori are valoarea de $2 \cdot 10^{-6}$ m /100/, după alții $5 \cdot 10^{-5}$ m /49/, /101/, iar în /51/, /102/ sînt prezentate relații care, pentru un timp mediu de 0,05 s (timpul mediu de staționare a bulei de vapori pe suprafața caldă), dau valori de grosimi ale microstratului de $\approx 10^{-4}$ m.

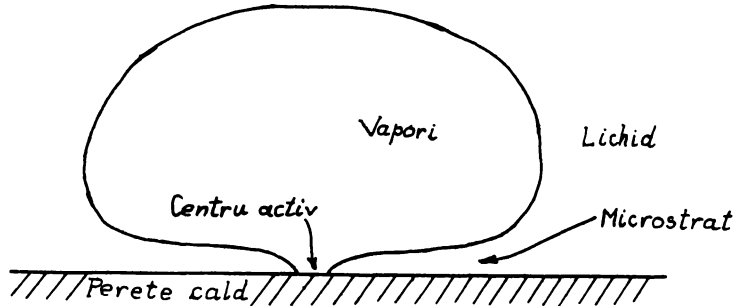


Fig.2.7. Forma unei bule cu microstrat

Mesler și Moore /47/ măsurînd cu ajutorul unui termocuplu de construcție specială și înregistrînd cu ajutorul unui osciloscop fluctuațiile rapide ale temperaturii suprafeței în timpul fierberii nucleate a apei la presiunea atmosferică au găsit că temperatura suprafeței de sub bulă scade cu 10 pînă la 15 K în 2 ms. Acest fapt indică o rapidă extracție a căldurii într-un interval foarte scurt de timp.

Autorii explică acest fenomen prin vaporizarea lichidului din microstrat. Transferul de căldură de la peretele solid prin lichid făcîndu-se prin mecanism conductiv. În /101/ se raportează contribuții ale evaporării microstratului la creșterea bulei cuprinse între 1,3 și 17% pentru bule sferice și între 5,4 și 42,9% pentru bule elipsoidale.

Beer, /53/, prin interferometrie holografică, a pus în evidență izotermele din lichidul din imediata vecinătate a nulei de vapori, fig.2.8. și a observat de asemenea existența unei mișcări interfaciale în jurul bulei datorată gradientului de tensiune superficială generat de un gradient de temperatură din acest lichid. Această experiență

511 21/3 19

aduce noi informații asupra modului în care are loc transferul termic de la lichidul supraîncălzit la bula de vapori și certitudinea că acesta nu este numai de natură conductivă, ci și convectivă. Măsurători experimentale ale temperaturii suprafeței de sub bula de vapori /54/, /47/, /108/ indică o creștere a acesteia cu raza. În /53/ se propune un model de calcul al acestei temperaturi care dă o variație de 3 K pentru o suprafață de cupru și 9 K pentru una de oțel.



Fig.2.8. Franje de interferență pentru o bulă de Feron 113 în creștere.

Nucleația

Nucleația /14/ este un proces la scară moleculară de formare a nucleelor de vapori, a căror dimensiune depășește pe cea de echilibru termodinamic, condiția esențială pentru producerea acestora fiind gradul de supraîncălzire a lichidului.

Sînt cunoscute și studiate în literatura de specialitate două tipuri de nucleație :

- nucleația omogenă (în lichide pure) ;
- nucleația eterogenă (pe suprafețe solide) ;

În cazul nucleației omogene, datorită fluctuației termice din masa lichidului sau datorită reducerii locale a presiunii, așa cum au rătat lucrările lui Volmer /10/, Bernath /11/ și Reiss /12/, se formează grupuri de molecule cu un nivel de energie mai mare decît al celor înconjurătoare care pot genera bule de vapori în întreaga masă de lichid.

Pentru ca un astfel de nucleu să se transforme într-o bulă de vapori presiunea de vapori din interiorul lui nu trebuie să fie mai mică decît suma presiunilor ce acționează asupra ei, presiunea exercitată de lichidul înconjurător, p și cea datorată tensiunii superficiale σ fiind cele mai importante /1/, /32/, /103/.

Înpunînd această condiție unui nucleu și utilizînd ecuația Clausius - Clapeyron, pentru a exprima variația presiunii de vapori cu temperatura, se obține raza critică a bulei, R_{cr} ,

care este raza minimă a bulei în momentul formării ei :

$$R_{cr} = \frac{2 \cdot \sigma \cdot T_f}{r \cdot \rho_v (T_e - T_f)} \quad (2.18)$$

în care :

T_f = temperatura de fierbere a lichidului ;

T_e = temperatura de supraîncălzire a lichidului ;

Alte teorii ale nucleației omogene (în masa de lichid), /27/ consideră că o bulă poate lua naștere dacă nucleul respectiv poate efectua lucrul minim W_{min} , necesar creșterii spontane a bulei de la raza critică :

$$W_{min} = \frac{4}{3} \pi R_{cr}^2 \sigma \quad (2.19)$$

unde raza de curbură a nucleului de mărime critică este dată de expresia :

$$R_{cr} = \frac{2 \cdot \sigma \cdot M}{R_g T_p \rho_l} \ln \frac{P_v}{P_\infty} \quad (2.20)$$

în care :

M = masa moleculară a lichidului;

R_g = constanta gazelor;

P_v = presiunea vaporilor în bulă ;

P = presiunea pe suprafața liberă a lichidului;

T_p = temperatura suprafeței calde;

Studiul nucleației în lichide pure nu are o importanță practică prea mare. În majoritatea cazurilor, fierberea este influențată de prezența suprafețelor, gazelor dizolvate în lichid sau a particulelor suspendate în lichid.

Pentru calculul razei critice a bulei dezvoltate pe un germene de gaz dizolvat în lichid (nucleație omogenă), în /13/ se dă următoarea relație de calcul :

$$R_{cr} = 3 \left(\frac{m_g R_g T_v}{8 \cdot \pi \cdot \sigma} \right)^{1/2}$$

în care : m_g = masa de gaz conținută în nucleu.

În studiile consacrate nucleației pe suprafață, s-a arătat experimental că pe suprafața de încălzire există întotdeauna zgîriețuri minuscule, pori, în care sînt reținute cantități mici de gaze

sau vapori care inlesnesc nucleația, /15/, /16/, /104/. Primul studiu concludent asupra efectului proprietăților suprafeței a fost făcut de Corty și Foust, /17/. Ei au găsit că numărul mediu al centrelor active și intensitatea transferului termic sînt puternic dependente de gradul de microrugozitate al suprafeței.

Argumentele teoretice ale lui Bankoff, /18/ și cele experimentale ale lui Clark, Strange și Westwater, /19/ au arătat că centrele active sînt defectele suprafeței în care sînt reținute gaze și vapori.

Kurihara și Myers, /21/, Westwater, /22/, Hsu, /23/ au extins aceste studii în direcția obținerii unei relații care să coreleze numărul centrelor active cu temperatura suprafeței, pornind de la ideea de a considera energia dată de ecuația (2.19) ca o energie de activare a unui centru de nucleație de pe suprafața solidă. Se obține ecuația :

$$\bar{N} = N_0 \exp \left\{ - \left[\frac{16\pi \sigma^3 M^2 N^*}{3 \rho_l^2 R_g^3 \ln \left(\frac{P_0}{P} \right)} \right] \phi \cdot \frac{1}{T_p^3} \right\} \quad (2.21)$$

cu:

\bar{N} = numărul mediu al centrelor active pe unitatea de arie;

N^* = numărul lui Avogadro;

N_0 = constantă;

ϕ = factor de corecție pentru efectele suprafeței;

Valorile N_0 și ϕ nu pot fi precizate pentru un sistem particular de fierbere. Ele se obțin experimental.

Astfel, pentru o soluție de sulfat de nichel care fierbe pe o suprafață de cupru polizată 4/0, se obține $\phi = 2,5$ și $N_0 = 2,69 \cdot 10^{32} \text{ m}^{-2}$ /24/. În /24/, considerîndu-se că distribuția distanțelor dintre centrele active vecine verifică o lege de tip Poisson, se obține pentru distanța medie dintre centre active vecine \bar{S} , relația :

$$\bar{S} = \frac{1}{2} \bar{N}^{-1/2} \quad (2.22)$$

și pentru rădăcina medie pătratică :

$$\sqrt{\bar{S}^2} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \bar{N}^{-1/2} \quad (2.23)$$

iar distanța cea mai probabilă este dată de relația :

$$S_{mp} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \bar{N}^{-1/2} \quad (2.24)$$

Distribuția centrelor active pe suprafața solidă joacă un rol important în determinarea caracteristicilor termodinamice și hidrodinamice în fierberea nucleată. În experiențe de fierbere a apei pe sîrme subțiri, Rallis și colaboratorii, /25/ au găsit că comportarea bulelor provenite de pe centre de nucleație individuale este determinată de densitatea locală a centrelor de nucleație. Bulele de pe centre active izolate sînt mai mari decît cele formate pe centre situate într-o zonă cu densitate mare de centre active, iar frecvența bulelor formate pe centre izolate variază invers proporțional cu mărimea lor. Variații statistic similare au fost observate și de alți cercetători, /26/, /27/. De asemenea s-a observat că volumul mediu al bulelor, mediat pe întreaga suprafață, este constant, independent de fluxul termic unitar sau de densitatea medie a centrelor active, iar frecvența medie a bulelor crește cu fluxul termic. Aceste observații concordă foarte bine cu datele experimentale din /27/, în care s-a măsurat diametrul mediu al bulelor în momentul desprinderii, la fierberea unei soluții apoase de sulfat de nichel pe o suprafață de cupru polizată 4/0, pînă la fluxuri termice de 10^6 W/m². Rezultatele sînt prezentate în fig.2.9.

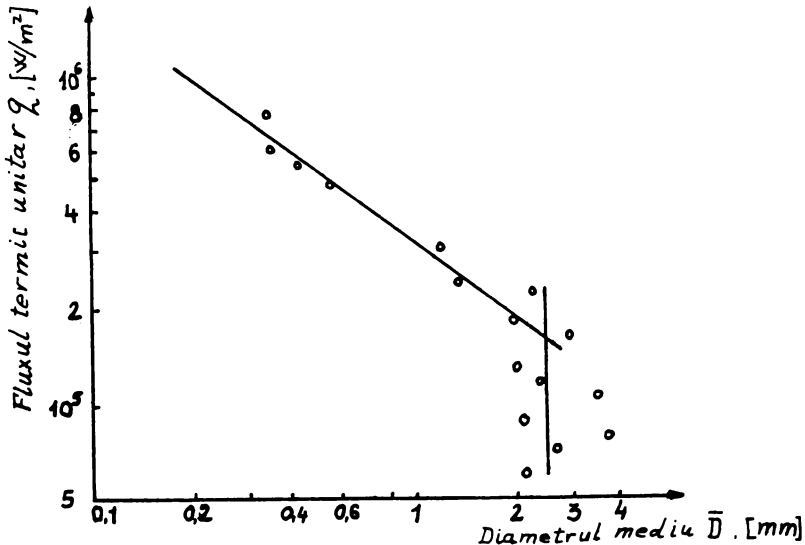


Fig. 2.9. Diametrul mediu al bulelor de vapori în momentul desprinderii.

Se observă că la fluxuri termice unitare mai mici de $1,89 \cdot 10^5 \text{ W/m}^2$, diametrul mediu de desprindere al bulelor este independent de fluxul termic, valoarea medie fiind în bună concordanță cu cea dată de relația lui Fritz:

$$D = 0,0209 \theta \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{1/2} \quad (2.25)$$

în care θ este unghiul de contact al bulei cu suprafața, măsurat prin lichid și exprimat în grade.

La fluxuri termice unitare mai mari de $1,89 \cdot 10^5 \text{ W/m}^2$, diametrul mediu scade cu creșterea fluxului unitar. Această valoare corespunde unei densități critice a centrelor active de 355260 m^{-2} . O discuție detaliată a acestei probleme a fost făcută de Zuber, /44/, /28/, /29/. După Zuber, /44/, în regiunea diametrului constant, în general, centrele active sînt izolate de influența centrelor vecine, iar lichidul circulă datorită antrenării lui de către coloanele de bule în ascensiune.

Schimbările în regimul de curgere și în mecanismul de transfer se produc atunci, cînd viteza fazei de vapori este aproximativ egală cu viteza fazei lichide, sau cînd distanța medie dintre centrele active este de două ori diametrul bulei prezis de ecuația Fritz. În aceste condiții bulele interacționează hidrodinamic formînd coloane continue de bule (jeturi) iar mecanismul de transfer de căldură este cel de transfer de căldură latentă.

Această schimbare are loc la un număr al centrelor active de 64600 m^{-2} , fig.2.10, /27/.

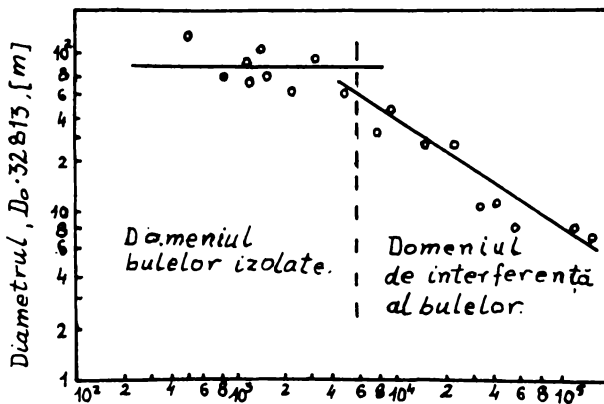


Fig.2.10. Variația diametrului bulei la desprindere funcție de numărul mediu al centrelor active pe unitatea de suprafață.

Numerul mediu de centre active, $\bar{N} \cdot 0,093, [\text{m}^{-2}]$

2.2. Mecanisme ale transferului termic la fierberea nucleată

Complexitatea deosebită a procesului de transfer termic la fierbere și numărul mare al parametrilor care intervin au făcut ca această problemă să fie abordată din mai multe puncte de vedere, ceea ce a condus la elaborarea unui mare număr de mecanisme ale acestui fenomen încă incomplet elucidat.

Toate aceste mecanisme prezentate în literatura de specialitate, pot fi clasificate în trei categorii:

- mecanisme de creștere a bulei;
- mecanisme analogice;
- mecanisme cu microstrat.

Mecanismele de creștere a bulei țin cont de faptul că la fierberea nucleată a unui lichid pe o suprafață solidă, procesul periodic de apariție și creștere a bulei de vapori pe centrul activ al suprafeței urmate de desprinderea și ascensiunea ei prin masa de lichid crează o intensă agitație a lichidului adiacent. Creșterea bulei pe suprafața solidă este însoțită de deplasarea radială a lichidului pe suprafața caldă, iar când bula s-a desprins, lichidul curge în sens invers. Pe baza acestui model fizic în perioada anilor '50-'60, au apărut o serie de lucrări în care se consideră că transferul termic la fierberea nucleată este definit de hidrodinamica generată de periodicitatea procesului de nucleație /22/,/38/,/39/.

Unele dintre aceste mecanisme au ca punct de plecare rezultatele obținute în alte probleme de transfer termic: convecție forțată la curgerea peste o placă plană, curgerea cu punct stagnat pe o placă plană /37/,/41/.

Mecanismele analogice sînt extinderi ale mecanismului convecției naturale asupra transferului termic la fierbere și utilizează parametrii sistemului bifazic pentru caracterizarea acestuia, principalul parametru fiind fracția de vapori a sistemului bifazic vapori-lichid. Mecanismele cu microstrat iau în considerație existența unui film de lichid între bula de vapori și suprafața caldă, numit microstrat, și țin cont de aportul său la formarea și creșterea bulei de vapori. În aceste mecanisme microstratul este considerat în repaus și transferul termic

prin el se face prin mecanism conductiv /47/,/48/,/49/,/50/,/51/, /52/,/98/,/100/.

2.2.1 Mecanisme de creștere a bulei
Mecanismul Foster - Zuber

Foster și Zuber /31/, pornind de la modelul fizic descris mai sus și prezentat în fig.2.11, au considerat că viteza, w , caracteristică curgerii lichidului pe suprafața caldă este viteza de creștere a bulei, definită ca derivata razei R a bulei în raport cu timpul :

$$w = \frac{dR}{dt} = \dot{R} \quad (2.26)$$

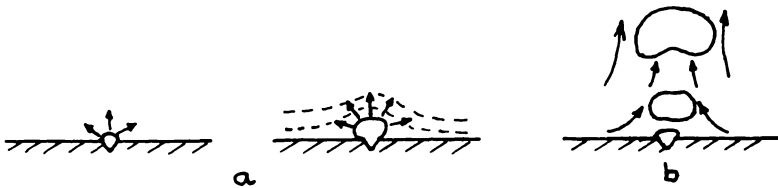


Fig.2.11. Modelul fizic.

Pentru a obține expresia vitezei de creștere a bulei, Foster și Zuber, /32/ pornesc de la ecuația Rayleigh (care reprezintă un bilanț energetic aplicat unei bule în creștere):

$$\rho_l \left[R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \right] = \Delta P \quad (2.27)$$

în care ΔP nu este considerat constant, ci variază conform legilor termodinamicii și în care se introduce și presiunea exercitată de forțele superficiale $\frac{2\sigma}{R}$, obținându-se ecuația Rayleigh extinsă:

$$\rho_l \left[R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \right] = \Delta P - \frac{2\sigma}{R} \quad (2.28)$$

Pentru soluționarea acestei ecuații cei doi cercetători au considerat că bula este de formă sferică și înconjurată de lichid supraîncălzit care se evaporă la interfața vapor-lichid. Vaporii au temperatura de saturație și sînt în echilibru termodinamic cu lichidul de la interfață. De la lichidul supraîncălzit la bulă, căldura se transmite prin conducție, ΔT , din ecuația Clausius-Clapeyron, care leagă ΔP de ΔT , fiind soluția pro-

blemei de conducție în coordonate sferice, în care s-a considerat și fenomenul de deplasare a interfeței.

$$\Delta P = \frac{r \int_l \rho_v}{T_l (\rho_l - \rho_v)} \Delta T \quad (2.29)$$

$$\Delta T = T_l - T_f \quad (2.30)$$

în care T_l este temperatura lichidului.

Soluționarea ecuației (2.28) în aceste ipoteze conduce la următoarea expresie a creșterii bulei în perioada inițială numită și perioada creșterii asimtotice:

$$R = \sqrt{\pi} \frac{\rho_l \cdot C_{sl}}{\rho_v \cdot r} \Delta T (a_l \cdot \bar{\tau})^{1/2} \quad (2.31)$$

în care:

C_{sl} = căldura masică a lichidului;

a_l = difuzivitatea termică a lichidului.

Viteza de creștere a bulei este dată de relația:

$$\frac{dR}{d\bar{\tau}} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{\rho_l \cdot C_{sl} \cdot \Delta T}{\rho_v \cdot r} \left(\frac{a_l}{\bar{\tau}} \right)^{1/2} \quad (2.32)$$

Expresii asemănătoare pentru creșterea bulei au fost obținute și în /33/, /34/, /35/, /36/.

Pentru calculul transferului termic Foster și Zuber/33/ au definit criteriile Reynolds și Nusselt referitoare la bula de vapori:

$$Re_b = \frac{R \cdot \dot{R} \rho_l}{\eta_l} = \frac{\rho_l}{\eta_l} \left(\frac{C_{sl} \rho_l \Delta T \sqrt{\pi a_l}}{r \cdot \rho_v} \right)^2 \quad (2.33)$$

$$Nu_b = \frac{q R}{\Delta T \lambda_l} = \frac{q}{\lambda_l} \left[\frac{(\pi \lambda_l \rho_l C_{sl})^{1/2}}{r \cdot \rho_v} \left(\frac{2\sigma}{\Delta P} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_l}{\Delta P} \right)^{1/4} \right] \quad (2.34)$$

Cu ajutorul acestor criterii ei stabilesc următoarea relație criterială semiempirică:

$$Nu_b = 0,0015 Re_b^{0,62} Pr^{0,33} \quad (2.35)$$

Relația (2.35) concordă bine cu o serie de date experimentale, așa după cum se vede din fig.2.12, dar nu corelează însă datele obținute și de alți cercetători.

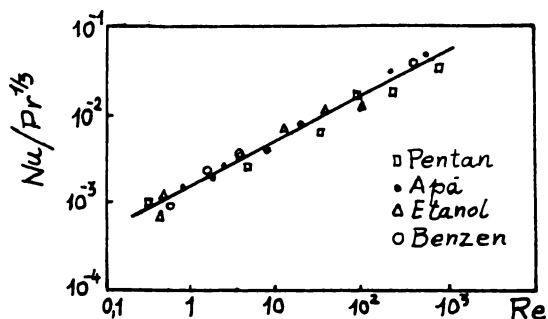


Fig.2.12 Relația Foster-Zuber
(sînt reprezentate datele în
apropierea lui ΔT_{cr})

Mecanismul Han și Griffith

Chi-Yen Han și Peter Griffith, /46/, explică transferul termic la fierberea nucleată cu ajutorul teoriei convecției în masă a stratului limită termic nestationar. Cei doi autori consideră că bulele de vapori se desprind pe suprafața caldă transportă stratul de lichid supraîncălzit adiacent lor în masa de fluid. În același timp, fluidul mai rece curge pe suprafața de încălzire și își ia locul. Transferul termic în primele câteva momente este foarte intens datorită gradientului mare de temperatură de lângă perete. După un timp, un nou strat limită se formează și o nouă bulă începe să crească. Când această bulă crește pînă la mărimea de desprindere, ea se desprinde de pe suprafața de încălzire și un nou strat de lichid supraîncălzit este transportat în masa de lichid.

În acest mod de repetare a transportului stratului limită termic (numit convecție în masă), căldura este transportată de lichid de la perete. Suprafața de transfer este împărțită în două părți, aria de convecție în masă a stratului limită termic tranzitiv și aria de convecție naturală.

Modelul fizic al mecanismului Han și Griffith este prezentat în fig.2.13.

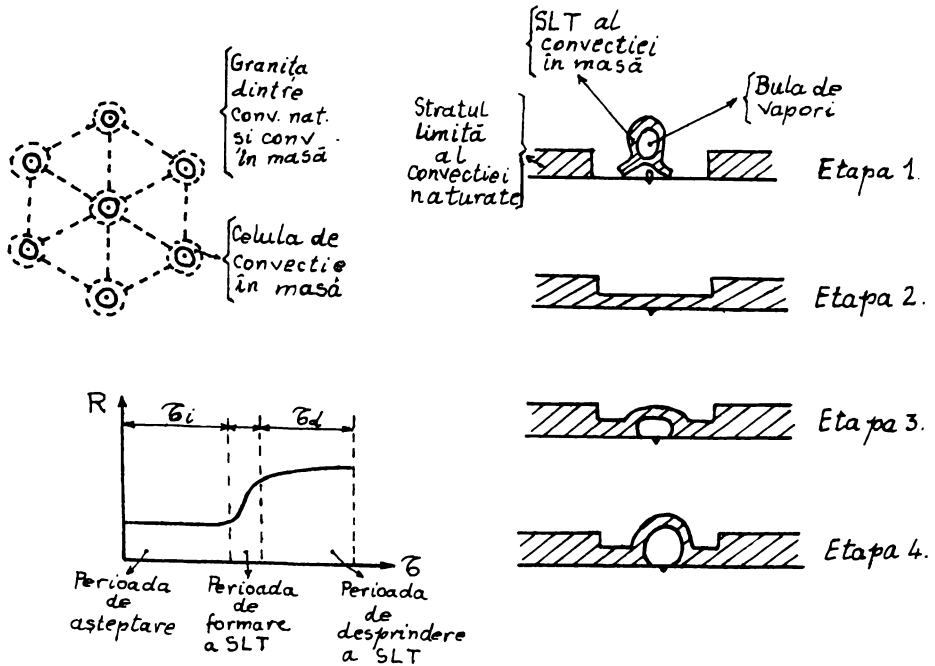


Fig.2.13. Modelul fizic al mecanismului Han și Griffith.

Conform mecanismului prezentat, fluxul termic transferat are o componentă datorată convecției naturale și o alta datorată convecției în masă a SLT tranzitiv. Aportul convecției naturale este exprimat prin relațiile cunoscute:

$$Nu = 0,54 R_a^{1/4} \quad (2.36)$$

pentru: $10^5 < R_a < 2 \cdot 10^7$ și

$$Nu = 0,14 R_a^{1/3} \quad (2.37)$$

pentru: $2 \cdot 10^7 < R_a < 3 \cdot 10^{10}$

în care:

$$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda} ; R_a = \frac{g d^3 \beta (T_p - T_f)}{a_1 \nu_1} \text{ criteriul Rayleigh;}$$

$$d = \sqrt{A}$$

A fiind aria suprafeței de transfer termic.

Pentru exprimarea aportului convecției în masă a SLT tranzitiv la fluxul termic transferat, cei doi cercetători consideră că prin SLT căldura se transmite prin conducție, temperatura acestuia fiind soluția conducției în mediu seminfinit și

în regim nestaționar. Grosimea stratului limită termic tranzitiv care nu este constantă, este exprimată prin relația:

$$\delta_d = [\pi \alpha_i (\tau_i + \tau_d)]^{1/2} \quad (2.38)$$

Dacă N este numărul mediu al centrilor activi, de rază R_c , pe unitatea de arie și f frecvența de generare a bulei, atunci fluxul termic unitar datorat convecției în masă a SLT tranzitiv, este aproximativ:

$$q_{cm} = 2 \int_i C_{sl} (T_p - T_f) \bar{N} \cdot f \cdot [R_i^2 \delta_d - \frac{1}{3} R_o^2 (\delta_d - \delta_c)] \quad (2.39)$$

în care:

$\delta_c = (\pi \alpha \tau_i)^{1/2}$, este grosimea stratului limită termic în perioada de încălzire;

$R_1 = 2 R_o$, raza de influență a bulei;

R_o = raza în momentul desprinderii.

Indicele "cm" se referă la convecție în masă. Deci, fluxul termic unitar transferat este suma celor două componente:

$$q = (1 - \pi \sum \frac{R_i^2}{N}) Nu \frac{\int_i C_s \alpha_i}{d} (T_p - T_f) + 2 \int_i C_{sl} (T_p - T_f) \cdot \sum \frac{1}{N} \left\{ f [R_i^2 \delta_d - (R_d^2/3) (\delta_d - \delta_c)] \right\} \quad (2.40)$$

Comparînd teoria cu datele experimentale, cei doi cercetători au ajuns la concluzia că există o bună concordanță între modelul propus și experiment. Utilizarea teoriei este însă dificilă, deoarece necesită date ce nu pot fi obținute decît pe cale experimentală (N , R_1 , R_c , δ_d , δ_c , f).

Mecanismul E. Ruckenstein

În 1961, E. Ruckenstein, /37/ stabilește o ecuație pentru coeficientul de transfer termic la fierberea nucleată, pe baza unui model simplificat al procesului hidrodinamic. El consideră că în imediata vecinătate a suprafeței de încălzire procesul hidrodinamic depinde în mod esențial de numărul de centrii activi și fenomenul de creștere a bulei pe acești centrii. Considerînd că:

- distanța medie dintre centrii activi este L ;
- bulele de vapori apar instantaneu pe toți centrii

trii și pune lichidul într-o mișcare paralelă cu suprafața, cu sensul dinspre centrul de nucleație, pe o distanță $l \approx \frac{L}{2}$, apoi lichidul curge în sus, perpendicular pe suprafață;

- în orice punct, de-a lungul distanței $\frac{L}{2}$ - R se poate folosi pentru coeficientul de transfer termic ecuația valabilă pentru curgerea laminară stabilizată a unui lichid semiinfinit pe o placă plană, viteza lichidului în punctul inițial fiind egală cu viteza de creștere $dR/d\tau$, a bulei, obținută de Foster-Zuber/32/;

- aria de transfer termic este acoperită de lichid numai pe fracțiunea $(1 - (\frac{R}{L})^2)$;

- durata scursă între momentul desprinderii unei bule și momentul apariției bulei următoare este neglijabil, fapt confirmat de rezultatele experimentale ale lui Westwater și Santangelo,/40/.

În aceste ipoteze, E.Ruckenstein obține următoarea relație pentru coeficientul de transfer termic:

$$\frac{\alpha R_0}{\lambda_L} = 1,36 \frac{L}{R_0} \left(\frac{R \frac{dR}{d\tau}}{\nu} \right)^{1/2} Pr^{1/3} f(R_0/L) \quad (2.41)$$

în care:

$$f(R_0/L) \approx 0,399 \frac{R_0}{L} - 0,127 u \quad (2.42)$$

$$u = \arccos \left(4 \frac{R_0}{L} - 1 \right) \quad (2.43)$$

R este definit de ecuația(2.31) și $dR/d\tau$ de ecuația (2.32).

R_0 este raza bulei în momentul desprinderii de pe centrul activ și autorul indică pentru calculul ei, ecuația lui Cole,/41/, care, spre deosebire de ecuația lui Fritz, obținută în condiții statice, este obținută în condiții dinamice (ține seama de rezistența lichidului opusă creșterii bulei):

$$R_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{3\pi^2 \rho_L}{g(\rho_L - \rho_v)} \right)^{1/3} \left(\frac{c_{31} \rho_L \alpha^{1/2} \Delta T}{r \rho_v} \right)^{4/3} \quad (2.44)$$

Această ecuație, pentru valori mici ale diferenței de temperatură $\Delta T = T_p - T_f$, dă valori apropiate de ecuația (2.45)

$$R_0 = 0,01 \cdot \theta \cdot \left(\frac{\sigma}{\rho_L - \rho_v} \right)^{1/2} \quad (2.45)$$

Utilizarea modelului propus de E.Ruckenstein este dificilă, deoarece-

ce necesită date experimentale și anume distanța dintre centrul activi.

Mecanismul C.L.Tien

Tien, /41/, a conceput modelul fizic prezentat în figura 2.14, încărcare hidrodinamică procesului este definită cu ajutorul curgerii cu punct stagnat pe placa plană.

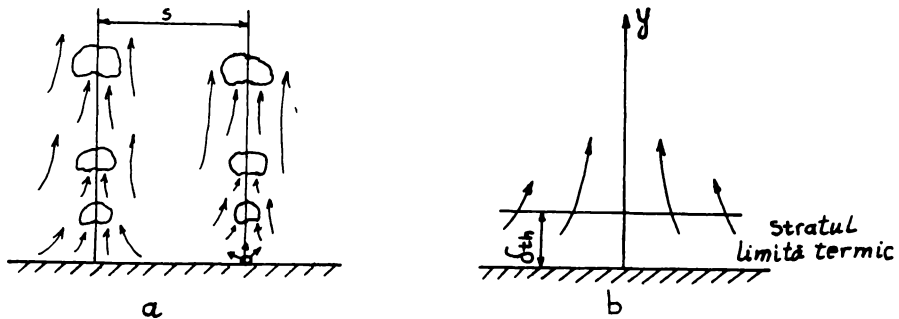


Fig.2.14. Modelul fizic al curgerii cu punct stagnat

Considerând curgerea în stratul limită termic în regim laminar, obține următoarele relații:

- pentru grosimea stratului limită hidrodinamic, :

$$\delta = 2,44 (\nu_l / C)^{1/2} \quad (2.46)$$

în care:

C = constantă caracteristică curgerii cu punct stagnat;

ν_l = vîscozitatea cinematică a lichidului.

- pentru grosimea stratului limită termic, ținînd cont de relația, $\delta / \delta_{th} = Pr^{1/3}$:

$$\delta_{th} = 2,44 Pr^{-1/3} (\nu_l / C)^{1/2} \quad (2.47)$$

Ecuția (2.47) arată că grosimea stratului limită termic este uniformă pe toată suprafața de încălzire. Considerînd viteza lichidului în stratul limită $w=c.x$, și că transferul termic este definit prin relația convecției naturale în regim laminar pe placă plană:

$$Nu_x = 1,32 Re_x^{1/2} Pr^{1/3}, \quad (2.48)$$

Tien obține:

$$\bar{\alpha} \delta_{th} = \alpha \delta_{th} = 3,22 \lambda_L \quad (2.49)$$

Definind grupul adimensional:

$$\beta = \frac{C}{N \lambda_L} \quad (2.50)$$

a cărui valoare este o constantă (pentru apă $\beta = 2150$), ecuația (2.48) devine:

$$\bar{\alpha} = 61,3 Pr^{1/3} \lambda_L \bar{N}^{1/2} \quad (2.51)$$

sau:

$$q = 61,3 Pr^{1/3} \lambda_L \bar{N}^{1/2} \Delta T \quad (2.52)$$

Relația (2.51) indică o dependență între coeficientul de transfer termic și numărul mediu al centrilor activi de forma:

$$\bar{\alpha} = \bar{N}^\beta \quad (2.53)$$

Valoarea constantei β , cu valoarea 0,5 în teoria lui Tien, s-a dovedit experimental ca fiind cuprinsă între 0,3-0,5, /21/, /42/.

2.2.2. Mecanisme analogice

Extinderea teoriei convecției naturale asupra transferului termic la fierbere (Teoria Zuber)

În 1963, Zuber, /44/, extinde teoria convecției naturale asupra transferului de căldură la fierbere. El consideră sursa curgerii creșterea bulei pe centrul activ, aceasta realizându-se într-un film de lichid supraîncălzit adiacent suprafeței calde, fig.2.14-a, conform relației Boşnyokovic și Jakob:

$$D = 4 \frac{(T_s - T_f) c_{su} f_c}{\rho_v \cdot r} \left(\frac{a_i \tau}{\pi} \right)^{1/2} \quad (2.54)$$

O bulă crește și rămâne atașată de suprafața caldă pînă cînd atinge diametrul D_0 , la care se desprinde. Diametrul bulei în momentul desprinderii este dat de relația Fritz (2.25). Imediat după desprindere suprafața de jos a bulei este trasă în sus și bula se deformează în formă lenticulară, fig.2.14-b. Această mișcare antrenează lichidul în zona din spatele bulei. În consecință, curgerea asociată cu desprinderea bulei este aproximată cu curgerea lichidului în zona din spatele bulei (Wakeflow). Viteza de ridicare a bulei sferoidale este dată

de relația, /43/:

$$W_t = 1,18 \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_l^2} \right]^{1/4} \quad (2.55)$$

Zuber, distinge două domenii de curgere și anume, unul al curgerii indusă de bule individuale și un altul al curgerii indusă de bule care interacționează. Diferențierea între aceste două domenii se face după distanța dintre centrul activi.

Problema curgerii este formulată prin analogie cu curgerea în sisteme bifazice gaz-lichid, a cărei soluționare l-a condus pe autor la exprimarea fracției volumetrice a bulelor de vapori de pe suprafața solidă, T_p , în funcție de numărul de centrul activi, supraîncălzirea lichidului și frecvența de generare a bulelor:

$$\varepsilon_p = \bar{N} \frac{\pi}{6} \frac{\{0,0210 [\sigma/g(\rho_l - \rho_v)]^{1/2}\}^3}{[\sigma g (\rho_l - \rho_v) / \rho_l^2]^{1/4} (\tau_i + \tau_d)} \quad (2.56)$$

sau:

$$\varepsilon_p = \bar{N} \frac{g}{3} \left[\frac{(T_p - T_f) C_{s,i} \rho_l}{\rho_v r} \right]^2 \cdot \frac{a}{\frac{\tau_i}{\tau_d} + 1} \cdot \frac{0,0210 [\sigma/g(\rho_l - \rho_v)]^{1/3}}{1,18 [\sigma g (\rho_l - \rho_v) / \rho_l^2]^{1/4}} \quad (2.57)$$

în care:

- τ_i = timpul dintre momentul desprinderii unei bule și momentul apariției celei următoare;
- τ_d = timpul dintre momentul apariției și cel al desprinderii unei bule.

Problema transferului termic este formulată similar cu cea a convecției naturale de la o suprafață orizontală:

$$\frac{\alpha \cdot d}{\lambda} = const. \cdot \left(\frac{g d^3 \beta \Delta T}{\nu \cdot a} \right)^{1/3} \quad (2.58)$$

$$\text{în care: } \beta \Delta T = \frac{\rho_{l,\infty} - \rho_{l,p}}{\rho_{l,\infty}} \quad (2.59)$$

- d = lungime caracteristică;
- $\rho_{l,\infty}$ = densitatea lichidului în masa sa;
- $\rho_{l,p}$ = densitatea lichidului adiacent suprafeței calde.

Definind, în cazul fierberii nucleate, o densitate medie la peretele cald cu ajutorul fracției volumetrice ε_p a bulelor de vapori:

$$f_{mp} = (1 - \varepsilon_p) f_{ip} + \varepsilon_p f_v \quad (2.60)$$

Se obține:

$$\frac{f_{i\infty} - f_{mp}}{f_{i\infty}} = \beta \Delta T + \varepsilon_p \frac{\Delta f}{f_{i\infty}} \quad (2.61)$$

în care:

$$\Delta f = f_{i\infty} - f_v \quad (2.62)$$

Pentru coeficientul de transfer termic Zuber obține relația:

$$\frac{\alpha d}{\lambda} = \text{const} \left\{ \frac{g d^3}{\nu_i \alpha} \left[\beta \Delta T + \bar{N} \frac{8}{3} \left(\frac{\Delta T_{cs} f_i}{f_v \cdot r} \right)^2 \frac{\alpha D_o}{W_t} \cdot \frac{\Delta f}{f_{i\infty}} \right]^{1/3} \right\} \quad (2.63)$$

sau:

$$\frac{\alpha d}{\lambda} = \text{const} \left[\frac{g d^3}{\nu_i \alpha} \left(\beta \Delta T + \bar{N} \frac{\pi}{6} D_o^2 \frac{\Delta f}{f_{i\infty}} \right)^{1/3} \right] \quad (2.64)$$

cu D_o și W_t exprimate de (2.25) și (2.55).

Trecerea de la regimul de curgere indusă prin bule individuale la cel cu bule în interacțiune se face când $\varepsilon_p = 0,344$.

Această valoare corespunde unei distanțe între două centre de nucleație de $1,44 D_o$, valoare comparabilă cu rezultatele lui Gaertner ($2 D_o$).

Numărul mediu al centrilor activi corespunzător acestei distanțe este 63530 m^{-2} , valoarea fiind într-o bună concordanță cu cea experimentată obținută de Gaertner și Westwater, /27/, pentru apă la 1 atm, 64600 m^{-2} , fig.9.

Dacă se neglijează efectul convecției naturale în comparație cu cel al vaporizării, ecuația (63) indică pentru fluxul termic unitar, o proporționalitate:

$$q \sim (T_p - T_f)^{5/3} \cdot (\bar{N})^{1/3} \quad (2.65)$$

Yamagata și Nishikawa, /45/, au obținut experimental:

$$q \sim T^{3/2} (\bar{N})^{1/2} \quad (2.66)$$

Zuber constată că ecuația (2.63) verifică bine datele experimentale pentru valoarea de 0,31 a constantei, nu de 0,14 cum indică alți cercetători. El nu explică însă această diferență.

Modelul Chawla - Bingle

In 1985, Chawla și Bingle, /106/ propun următorul model fizic pentru fierberea nucleată a unui lichid cu generare internă de căldură, fig.2.15.

Se consideră că datorită curenților de convecție provocați de curgerea ascensională a amestecului bifazic, în lungul suprafeței calde lichidul curge dinspre marginea ei spre centru, apoi se ridică și revine deasupra centrului suprafeței calde. La numere Rayleigh mari, curgere în lungul suprafeței calde poate fi considerată ca fiind în stratul limită format dintr-o singură fază pornind de la marginea fundului vasului. În afara stratului limită curgerea este presupusă a fi în esență o curgere stabilizată a unui amestec bifazic.

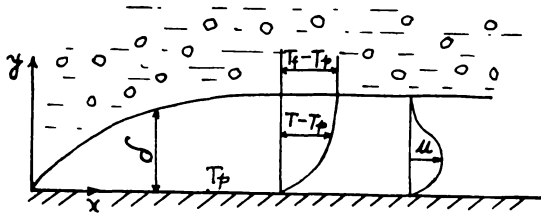


Fig.2.15. Modelul fizic
Chawla - Bingle

Modelul matematic al procesului este, atât pentru curgerea laminară, cât și pentru curgerea turbulentă:

$$\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} = 0 \quad (2.67)$$

$$\rho (w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_x}{\partial y}) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \eta \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} + \frac{\partial (-w_x' w_y')}{\partial y} \quad (2.68)$$

$$- \frac{\partial p}{\partial y} + \rho g = 0 \quad (2.69)$$

$$w_x \frac{\partial T}{\partial x} + w_y \frac{\partial T}{\partial y} = a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial (-w_y' T')}{\partial y} + \frac{\dot{q}}{\rho c_s} \quad (2.70)$$

condițiile limită:

$$w_x = w_y = 0, T = T_p, y = 0 \quad (2.71)$$

$$w_x = w_y = 0, p_m = 0, T = T_a, y = \delta \quad (2.72)$$

Pentru cazul curgerii laminare, modelul a fost soluționat analitic, considerând grosimile straturilor limită termic și hidrodinamic egale și propunând profilul de viteză:

$$\frac{w_x}{U} = \eta(1 - \eta)^2, \quad \eta = \frac{y}{\delta}, \quad U = \text{viteza caracteristică în direcția } x \quad (2.73)$$

și profilul de temperatură:

$$\theta = \frac{T - T_a}{T_p - T_a} = (1 - \eta)^2 \quad (2.74)$$

S-a obținut ecuația:

$$Nu_x = \frac{2 B_0^{\frac{3}{5}} Ra_x^{\frac{4}{5}}}{1 + E_m B_1^{\frac{3}{5}} Ra_x^{\frac{4}{5}}} \quad (2.75)$$

în care:

$$B_0^{\frac{3}{5}} = \frac{Pr^{\frac{4}{5}}}{(1500 (\frac{16}{21} + Pr))^{\frac{4}{5}}} \quad (2.76)$$

$$B_1^{\frac{3}{5}} = \frac{B_1 Pr^{\frac{2}{15}}}{(1500 (\frac{16}{21} + Pr))^{\frac{1}{5}}} \quad (2.77)$$

$$B_1 = \frac{\frac{150}{7} (\frac{16}{35} A_0 B_0 + \frac{15}{B_0})}{30 \frac{A_0}{B_0^2} + 4 B_0 + \frac{8 A_0}{35} + \frac{32}{35} \frac{A_0}{Pr B_0^2} + \frac{30}{Pr B_0^4}} \quad (2.78)$$

$$A_0 = \frac{Pr^{\frac{4}{5}}}{\frac{3}{200} (\frac{16}{21} + Pr)^{\frac{2}{5}}} \quad (2.79)$$

$$B_0 = (1500 \frac{16}{21} + Pr)^{\frac{4}{5}} Pr^{-2/5} \quad (2.80)$$

$$\varepsilon_m = \frac{\nu^{1/3}}{[(\beta \Delta T_p + 6\alpha) \cdot g]^{2/3}} \cdot \frac{\dot{z}}{f C_s \Delta T} \quad (2.81)$$

$$Ra_x = Pr \cdot Gr_x, \quad Gr_x = (\beta \Delta T_p + 6 \cdot \varepsilon) g x^3 / \nu^2, \quad Nu_x = \frac{\alpha \cdot x}{\lambda}$$

cu:

$$\Delta T = T_p - T_f$$

ξ = fracția de vapori a amestecului bifazic;

q = căldura generată.

Cînd $\dot{q} \rightarrow 0$, ecuația se reduce la forma:

$$Nu_x = 0,394 P_r^{1/2} Ra_x^{1/5} \quad (2.82)$$

Pentru cazul curgerii turbulente fără generare de căldură, cei doi cercetători au obținut ecuația

$$Nu = 0,0375 Ra^{1/3} \quad (2.83)$$

cu: $Nu = \frac{\alpha L}{\lambda}$, $Ra = F_r G_r$, $G_r = (\beta \Delta T + 6 \cdot \xi) g L^3 / \nu^2$

L = lungimea caracteristică a suprafeței calde.

Constanta 0,0375 din ecuația (2.83) a fost obținută cu ajutorul datelor experimentale ale lui Gabor (metoda celor mai mici pătrate pe baza a 61 date). Compararea teoriei cu datele experimentale a condus pe cei doi autori la concluzia că un asemenea model este plauzibil, concordanța fiind satisfăcătoare.

2.2.3. Modele cu microstrat

Existența unui film subțire de lichid între suprafața caldă și bula de vapori este discutată în literatură încă din 1935 de Fritz. Acest film subțire de lichid a fost denumit microstrat. Punerea lui în evidență pe cale experimentală a fost făcută însă în 1961 de către Moore și Mesler, /47/ la Universitatea din Kansas, cînd s-a dovedit că microstratul se evaporă și are o contribuție importantă în formarea bulei de vapori.

Acest fapt a condus la apariția unor lucrări în care se propun mecanisme de creștere a bulei și de formare a microstratului și se studiază aportul microstratului la creșterea bulei /48/, /49/, /50/, /51/, /52/, /53/, /54/, /98/, /100/.

În /49/, /107/, pe baza teoriei stratului limită se obține următoarea expresie pentru determinarea grosimii inițiale a microstratului, δ_0 :

$$\delta_0 = 0,9 (2P_r)^{1/2} (a \cdot z)^{1/2} \quad (2.84)$$

Zijl și Moalem-Maron, /51/, propunând pentru formarea microstratului un mecanism în care tensiunea superficială și forțele de frecare au rolul predominant, obțin pentru grosimea inițială a microstratului, expresia:

$$\delta_0 = 0,944 \left(\frac{\eta}{\sigma} \dot{R} \right)^{1/6} (2 \cdot Pr)^{1/2} \cdot (\alpha \cdot \tau)^{1/2} \quad (2.85)$$

Pentru apă $\left(\frac{\eta}{\sigma} \dot{R} \right)^{1/6} \approx 0,5$.

Cooper și Lloyd, /48/ consideră că microstratul se formează datorită faptului că suprafața solidă de încălzire reține lichidul adiacent, iar bula în creștere nu poate dezlocui acest lichid. În ipotezele:

- bula crește emisferic cu raza dată de o relația de forma:

$$R = C_1 \cdot \tau^n \quad (2.86)$$

- grosimea inițială a microstratului la orice rază este

$$\delta_0 = C_2 (\gamma \cdot \tau)^{1/2} \quad (2.87)$$

cu C_2 o funcție numai de exponentul n ;

- temperatura suprafeței calde este aproape constantă în cea mai mare parte a perioadei de evaporare a microstratului;
- profilul inițial de temperatură în lichid este liniar
- temperatura lichidului la interfața vaporii-lichid este aproape egală cu temperatura de saturație;
- capacitatea calorică a lichidului din microstrat este neglijabilă, Cooper și Lloyd obțin, pentru cazul particular $n = \frac{1}{2}$, volumul de vaporii din microstrat, ca fiind:

$$V_m = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{C_1^2 C_2 \lambda_l (T_p - T_f) \gamma_l^{1/2} \tau^{3/2}}{\rho_v \left(C_2^2 \gamma_l + 2 \lambda_l (T_p - T_f) \right) \rho_l / \beta_l} \quad (2.88)$$

Sernas și Hooper, /52/, au analizat cinci modele analitice de creștere a bulei emisferice, considerate ca cele mai probabile, în ipoteza că grosimea microstratului este constantă și ajung la concluzia că un model cu microstratul cu interfața vaporii-lichid la temperatura de saturație, verifică cel mai bine datele experimentale.

În aceste lucrări nu se obțin relații pentru calculul coeficientului de transfer termic.

Beer, Burow și Best, /53/, considerînd că hidrodinamica lichidului în fierbere este generată de creșterea, desprinderea și ascensiunea bulei și considerînd de asemenea influența evaporării microstratului asupra transferului termic la fierbere, analizează acest proces pe baza unui model matematic alcătuit din ecuațiile conservării energiei scrise în coordonate cilindrice și regim nestaționar pentru lichid și pentru suprafața caldă, completate cu componentele vitezei lichidului W_x și W_z , ca soluții ale problemei curgerii potențiale în jurul unei sfere.

Modelul matematic a fost soluționat numeric printr-o metodă de diferențe finite, cu ajutorul unui calculator electronic. Beer, Burow și Best, /53/, au obținut izotermele din peretele solid pe care le-au comparat cu măsurătorile experimentale din /54/, /47/, unde se raportează date experimentale ce indică creșterea temperaturii peretelui solid din imediata apropiere a centrului de nucleație, în timpul creșterii bulei, odată cu creșterea razei. Această comparație a condus pe autori la concluzia că modelul propus este în bună concordanță cu realitatea.

Mecanismul cu microstrat E. Ruckenstein

Un mecanism al transferului termic la fierbere în care microstratul joacă un rol important este, cel propus de E. Ruckenstein, pentru valori mari ale fluxului termic, /55/. El consideră că transferul termic este dependent, în acest caz, de:

- procesul de interacțiune hidrodinamică între coloanele de vapori și cele de lichid;
- mișcarea microstratului pe suprafața de încălzire sub acțiunea forțelor superficiale;
- procesul de evaporare care are loc la interfața lichid-vapori a microstratului și care este exploziv în vecinătatea centrilor activi.

Modelul fizic este prezentat în fig. 2.10.

Modelul matematic este alcătuit pe baza următoarelor ipoteze simplificatoare:

- se ia în considerație numai porțiunea ocupată de centrul activ (coloana de vapori);

- se presupune că partea centrală a ariei de sub coloana de vapori este uscată (fapt constatat experimental);

- ecuația mișcării plane se scrie neținând cont de simetria radială.

Autorul consideră că forțele de udare produc un efort unitar la interfața lichid-vapori datorită unui gradient de tensiune superficială. Modul cum aceste forțe acționează nu este precizat de autor.

Tensiunea superficială de udare, χ , este introdusă prin relația:

$$\chi \equiv (\sigma_{sv} - \sigma_{sl}) - \sigma_{lv} \cos \theta \approx \int_0^{x_0} \eta \left. \frac{dw_x}{dy} \right|_{y=\delta} dx \quad (2.89)$$

în care: θ = unghiul de contact;

δ = grosimea microstratului;

x_0 = distanța acoperită de microstrat;

Indicii s,l,v se referă la solid, lichid și vapori.

Ecuația mișcării lichidului în microstrat este:

$$\eta \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} - \frac{\partial \phi}{\partial y} = 0 \quad (2.90)$$

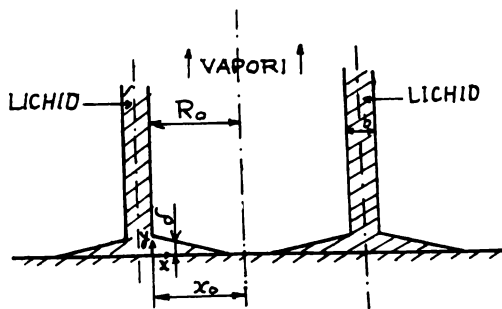


Fig.2.16. Modelul fizic E.Ruckenstein.

Continuitatea efortului normal la interfață permite scrierea ecuației (2.90) în forma:

$$\eta \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} + \frac{d}{dx} \left(\sigma \frac{d^2 \delta}{dx^2} \right) = 0 \quad (2.91)$$

unde, $d^2 \delta / dx^2$ reprezintă aproximativ curbura suprafeței.

Condițiile limită sînt:

$$y=0, \quad w_x=0 \quad (2.92)$$

$$y=\delta, \quad \frac{\partial w_x}{\partial y} \cdot \eta \Big|_{y=\delta} = \frac{d\sigma}{dx} \quad (2.93)$$

Considerînd efortul unitar uniform distribuit de-a lungul lui x_0 și neglijînd termenul doi din suma (2.91) obținem pentru viteza în direcția x :

$$w_x \approx \frac{\chi}{\eta x_0} y \quad (2.94)$$

Transferul termic este determinat de conducția prin microstrat și de procesul de evaporare-condensare, care are loc la interfața lichid-vapori:

$$\begin{aligned} q &= \frac{\lambda_l}{\delta} (T_p - T^*) = c (T^* - T) \equiv \frac{T_p - T}{\frac{\delta}{\lambda_l} + \frac{1}{c}} \equiv \\ &\equiv \frac{\Delta T}{\frac{\delta}{\lambda_l} + \frac{1}{c}} \end{aligned} \quad (2.95)$$

în care: T^*, T = temperaturile la interfață în filmul de vapori, respectiv lichid;

c = coeficient de evaporare sau condensare.

În final E. Ruckenstein ajunge la următoarea expresie pentru coeficientul de transfer termic:

$$\alpha = \frac{g}{8} \cdot \frac{\lambda_l^2 \cdot \chi \cdot \Delta T}{Q_0^2 \eta r \rho_v} \left[1 - \left(1 - \frac{x_0}{R_0} \right)^2 \right] \quad (2.96)$$

Q_0 este debitul de lichid în punctul $x=0$, obținut din ecuația (2.94).

Factorul, $1 - \left(1 - \frac{x_0}{R_0}\right)^2$ ține cont de porțiunea de arie de sub coloana de vapori care este uscată.

Modelul acesta are meritul de a atrage atenția asupra importanței tensiunilor interfaciale în procesul de transfer termic la fierbere, utilizarea lui fiind greoaie datorită necesității unor date experimentale.

2.3. Concluzii

Mecanismele transferului termic la fierbere prezentate în literatura de specialitate se împart în două categorii: mecanisme care nu țin cont de influența microstratului asupra transferului termic și mecanisme care iau în considerație prezența microstratului și influența sa asupra procesului de transfer termic.

În cadrul mecanismelor din prima categorie sînt propuse foarte multe relații de corelare a datelor experimentale. Valorile mari ale fluxului termic unitar la fierberea nucleată sînt puse pe seama unei puternice agitații locale create de creșterea și desprinderea bulei pe și de pe suprafața caldă și de ridicarea ei prin masa de lichid. Din acest motiv, multe din aceste relații de corelare sînt formulate în funcție de criteriile Re și Nu pentru bulă. Poate acestea pot fi puse în forma mai simplificată:

$$\alpha = \text{const.} \cdot (T_p - T_f)^m \quad (2.97)$$

în care valoarea exponentului variază între 1 și 3, iar constanta este funcția de proprietățile termodinamice ale lichidului și vaporilor ca și de combinația solid-lichid (condiții de udare, unghi de contact etc.). Dar, multe date experimentale indică faptul că o ecuație de forma (2.97) nu este generală și nu poate deci explica fenomenul și curba fierberii.

Pe de altă parte, tot experimental, s-a observat că suprafața caldă, prin caracteristicile sale de nucleație și densitatea populației bulelor influențează transferul termic la fierbere și s-a tras concluzia că nu se poate obține o ecuație de corelare corespunzătoare dacă se face abstracție de aceste aspecte, cu atât mai mult, cu cît s-a demonstrat că acestea modifică atât constanta, cît și exponentul m din ec.(2.97). De exemplu, se produc variații ale exponentului m între 1 și 25 prin polizarea suprafeței cu diferite grade de rugozitate, /17/. De asemenea, prin

adăugarea de substanțe termoactive s-au obținut informații cantitative asupra densității populației bulelor și s-a arătat /27/, /56/, /21/, că transferul termic poate fi corelat de o expresie de forma:

$$\alpha = \text{const.}(\bar{N})^{\beta} \quad (2.98)$$

unde valorile exponentului β sînt cuprinse între 0,33 și 0,42, /55/, /27/.

Deoarece se observă că fluxul termic unitar este funcție atât de supraîncălzirea lichidului, cît și de numărul centrelor active, s-au propus ecuații de corelare cu doi parametrii, ΔT și \bar{N} , de forma:

$$q = \text{const.}(T_p - T_f)^a (\bar{N})^b \quad (2.99)$$

cu: $a = \frac{3}{2}$ și $b = \frac{1}{4}$, /56/

Poate mecanismele prezentate în acest capitol conduc în ultimă instanță la ecuații de corelare de forma uneia dintre ecuațiile (2.97)-(2.99).

În tabelul nr.2.2. sînt prezentate câteva ecuații de corelare a transferului termic la fierbere prezentate în literatură.

Tabelul nr.2.

Ecuatii de corelare a transferului termic la fierberea nucleată în volum mare

1.	Mikheev, 1956 Valabilă pentru apă	$\alpha = 3,0 q^{0,7} p^{0,15}$	p (1-40) bar $q = [W/m^2]$ $\alpha = [W/m^2K]$
2.	Rassokhin, 1969 Valabilă pentru apă	$\alpha = 38,7 T^{2,33} p^{0,5}$	idem
3.	Rohsenow, 1952 Valabilă pentru fierberea pe fire subțiri de platină	$\frac{C_s(T_p - T_f)}{r} = 0,013 \frac{q}{r} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right)^{1/5} Pr^{1/7}$	
4.	Bromley, 1950 Valabilă pentru tuburi orizontale cu diametrul exterior D_o	$\alpha = 3,52 \left[\frac{\rho_v \rho_l (f_l - f_v) g (r + 0,4 C_v \Delta T)}{D_o \rho_v (T_p - T_f)} \right]^{1/4}$	

Tabelul nr.2 - Continuare

Berrenson, 1969

$$5. \quad \alpha = 2,41 \left[\frac{\lambda_v^3 \rho_v (\rho_l - \rho_v) g (r + 0,4 C_v \Delta T)}{\rho_v (T_p - T_f) (\sigma / (g (\rho_l - \rho_v)))^{1/2}} \right]^{1/4}$$

Valabilă pentru suprafețe plane orizontale.

Hsu și Westwater, 1958

$$6. \quad \alpha = 0,0114 Re^{0,6} \left[\frac{\rho_v^2}{g \rho_v (\rho_l - \rho_v) \lambda_v^2} \right]^{-1/3}, \quad Re = \frac{4w}{\pi D \rho_v}$$

Valabilă pentru fierberea în film în tuburi verticale. w este viteza vaporilor în partea superioară a tubului de diametru D .

Rohsenow, 1964

$$7. \quad \alpha = \text{Const } g^{0,667} \eta^{-1,367} \lambda^{1,7} C_s^{-0,7} r^{-0,667} (\rho_l - \rho_v)^{0,167} \sigma^{-0,167} g^{0,167}$$

Const. dependentă de combinația suprafață caldă - lichid.

Cryder și Gilliland, 1932

$$8. \quad \alpha = 0,852 g^{0,705} \eta^{-1,016} \lambda^{0,875} C_s^{0,125} \rho^{0,923} d^{0,628} \sigma^{-0,487}$$

d este lungimea caracteristică suprafeței calde

Glushchenko, 1968

$$9. \quad \alpha = 790 g^{0,7} \eta^{-0,8} \rho_v^{0,8} \lambda^{0,3} C_s^{-0,1} T_f^{-0,8} r^{0,1} \rho_v^{0,1} \rho_l^{-0,1} (\rho_l - \rho_v)^{0,15} \left(\frac{g}{\sigma} \right)^{0,15}$$

Averin și Kruzhilin, 1955

$$10. \quad \alpha = 0,082 g^{0,7} \eta^{-0,45} \lambda^{0,75} C_s^{-0,12} T_f^{-0,57} r^{0,034} \rho_v^{0,034} \rho_l^{0,333} (\rho_l - \rho_v)^{-0,034} g^{-0,034}$$

Stephan și Hesse, 1972

Tub orizontal

$$\alpha = 0,1724 g^{0,7} \eta^{-0,3} \lambda^{0,6} T_f^{-0,4} r^{0,133} \rho_v^{0,133} \rho_l^{0,167} (\rho_l - \rho_v)^{0,133} \sigma^{-0,433} R_p^{0,133} g^{0,133} \theta^{-0,26}$$

11. Suprafață plană orizontală

$$\alpha = 0,01449 g^{0,8} \eta^{-0,4} \lambda^{0,6} T_f^{-0,4} (\rho_l - \rho_v)^{0,133} \rho_l^{0,267} (\rho_l - \rho_v)^{0,033} \sigma^{-0,433} R_p^{0,133} g^{0,033} \theta^{-0,066}$$

R_p = înălțimea rugozității, θ = unghi de contact

Labuntsov, 1960

$$12. \quad \alpha = 0,125 g^{0,65} \eta^{-0,377} \lambda^{0,667} C_s^{-0,01} T_f^{-0,35} r^{0,05} \rho_v^{0,06} \rho_l^{0,33} \sigma^{-0,33}$$

$$10^{-2} \leq Re = \frac{g C_s T_f \rho_l^2}{(r \rho_v)^2 \eta} \leq 10^4$$

Tabelul nr.2 - Continuare

13. Gilmaur, 1958

$$\alpha = \text{const } g^{0,7} \eta^{-0,3} \lambda^{0,6} C_s^{0,4} (r \rho_v)^{-0,7} \rho_l^{0,275} \sigma^{-0,425} p^{0,85} d^{-0,3} g^{-0,425}$$
 const. → dependentă de suprafață
 2,2372.10⁻⁴ Cu, St
 1,3495.10⁻⁴ Oțel, Cr, Ni
 0,9149.10⁻⁴ suprafețe polizate

14. Kutateladze, 1964

$$\alpha = 7 \cdot 10^{-3} g^{0,7} \eta^{-0,25} \lambda^{0,3} C_s^{0,25} T_f^{-0,45} r^{0,2} \rho_v^{0,075} \rho_l^{0,375} R_n^{0,4} (\rho_l - \rho_v)^{0,125} \sigma^{-0,45} p^{0,15}$$

15. Ratiani și Sherkriladze, 1972

$$\alpha = 1,1 \cdot 10^{-3} g^{0,7} \eta^{-0,35} \lambda^{0,65} C_s^{0,35} r^{-0,7} \rho_v^{-0,7} \rho_l^{0,7} (\rho_l - \rho_v)^{-0,12} \sigma^{-0,5} p^{0,7} g^{-0,2}$$

$$R_n = \text{raza nucleului}$$

16. Miyauchi și Yagi, 1961

$$\alpha = 1,33 g^{0,7} \eta^{-0,11} \lambda^{0,37} C_s^{0,63} r^{-0,74} \rho_v^{-0,05} \rho_l^{0,74} \rho_{\text{vat}}^{-0,63}$$

$$\rho_{\text{vat}} = \text{densitatea vaporilor la presiunea atmosferică}$$

Modelele cu microstrat țin cont de influența acestuia în procesul de transfer termic prin aportul de vapori pe care îl are microstratul la creșterea bulei.

Modelele în care intră și proprietățile de nucleație ale suprafeței, ridică dificultăți de calcul deoarece anumite mărimi nu pot fi cunoscute decât pe cale experimentală.

Cu toate că ele corelează bine o serie de date experimentale, nu dau o imagine consistentă asupra mecanismului fierberii și nu explică unele observații experimentale. Astfel, nu dau o imagine clară a modului cum lichidul supraîncălzit este adus la interfața vaporilor-lichid unde are loc evaporarea, nu pot explica intensificarea procesului de transfer termic de până la 2,5 ori, observată experimental la fierberea unui lichid cu adaosurile de substanțe tensioactive, care măresc coeficientul de temperatură al tensiunii superficiale, /57/, nu pot explica variația temperaturii peretelui în jurul centrului de nucleație, aceasta crescând pe măsură ce distanța

de la centrul activ crește, /54/, /47/.

De asemenea, modelele prezentate în literatură nu pot explica numai pe baza periodicității nucleației saltul mare făcut de coeficientul de transfer, la trecerea de la convecția naturală la fierberea nucleată incipientă, cu o densitate a centrilor activi foarte mică.

Toate modelele neglijează influența tensiunii superficiale ca fiind neimportantă în comparație cu celelalte. Excepție face modelul E. Nuckenstein (1966), /55/, dar modalitatea de introducere a ei este oarecum forțată.

Ideea de a neglija tensiunile superficiale nu este unanim susținută.

Cei care nu sînt de acord cu neglijarea tensiunii superficiale au în vedere faptul că, cel puțin în modelele cu microstrat a cărui grosime este cu două ordine de mărime mai mică, decît raza bulei, după unii autori, cu un ordin de mărime după alții, influența tensiunii superficiale trebuie luată în considerare din următoarele motive:

1. Bula de vapori se dezvoltă într-un strat de lichid din imediata vecinătate a suprafeței în care există un gradient de temperatură care ar putea genera gradienti de tensiune superficială.

2. În literatură sînt cunoscute relații care dau mărimea unei picături sau bule de gaz în care apare mișcare datorită tensiunii superficiale, /58/, /59/.

3. Este cunoscut și prezentat în literatură faptul că efectul Marangoni datorat unui gradient de concentrație are o influență importantă asupra transferului de masă, în acest domeniu existînd numeroase lucrări care au demonstrat efectul, uneori spectaculos, de intensificare a transferului de masă.

4. Lucrările profesorului O Smigelschi, /60/ au demonstrat experimental că și în cazul efectului Marangoni, datorat variației temperaturii pe suprafața filmelor subțiri de lichid, comportamentul hidrodinamic al sistemului este identic cu cel din cazul efectului Marangoni produs de gradienti de concentrație.

5. In lucrările ce abordează problema hidrodinamicii filmelor subțiri de lichid, generată de tensiuni superficiale produse de gradienti de temperatură, se demonstrează, /115/ că influența tensiunii superficiale este importantă în cazul în care:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x} \frac{H^2}{\rho \nu^2} \ll 1 \quad (2.100)$$

cu: x = coordonată spațială în planul interfeței;

H = grosimea filmului de lichid.

Aplicând această relație unei bule de vapori cu microstrat, membrul stâng al relației (2.67) este de ordinul de mărime 10^{-2} .

Toate aceste aspecte conduc la ideea de a nu neglija influența tensiunilor interfaciale asupra transferului termic la fierbere.

În capitolul 3 al acestei lucrări se va prezenta un nou mecanism al procesului de transfer termic la fierbere care înlătură unele deficiențe ale mecanismelor prezentate în literatură și în care microstratul și tensiunea superficială joacă un rol de prim ordin.

3. UN NOU MECANISM AL TRANSFERULUI TERMIC LA FIERBEREA NUCLEATA

Acest capitol, precum și capitolele 4 și 5 ce vor urma, conțin contribuțiile originale ale autorului lucrării la elucidarea mecanismului transferului termic la fierberea nucleată.

În prezentul capitol se prezintă modelul fizic, modelul matematic și soluționarea sa analitică, precum și unele evaluări numerice făcute pe baza rezultatelor teoretice ale modelului. El face parte din categoria mecanismelor cu microstrat.

3.1. Modelul fizic

Forma tipică unei bule, determinată prin investigarea fotografică a procesului fierberii nucleate a unui lichid pe o suprafață solidă, este cea prezentată în fig. 3.1.,/47/,/51/,/61/,/62/.

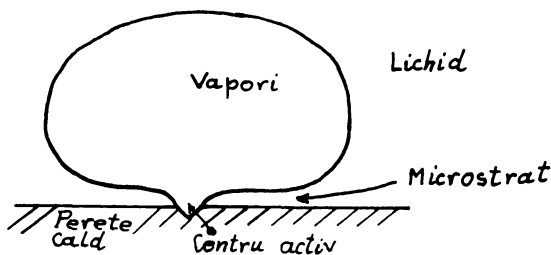


Fig.3.1. Bule de vapori cu microstrat

Este cunoscut că între suprafața solidă și bule de vapori persistă un film subțire de lichid (microstrat) a cărui influență în procesul de transfer de căldură la fierbere este evident. După cum s-a arătat în capitolul 2, experimental,/47/,/54/, s-a demonstrat că temperatura suprafeței calde adiacentă microstratului nu este constantă, ci crește dinspre centrul de nucleație odată cu raza. Acest fapt^{nu} poate fi explicat de modelele prezentate în literatură, în schimb această lucrare va da o explicație cantitativă fenomenului.

În prezenta lucrare se analizează procesul de transfer termic la fierberea nucleată a unui lichid pe o suprafață caldă, pornind de la modelul fizic prezentat în figura 3.2., în care

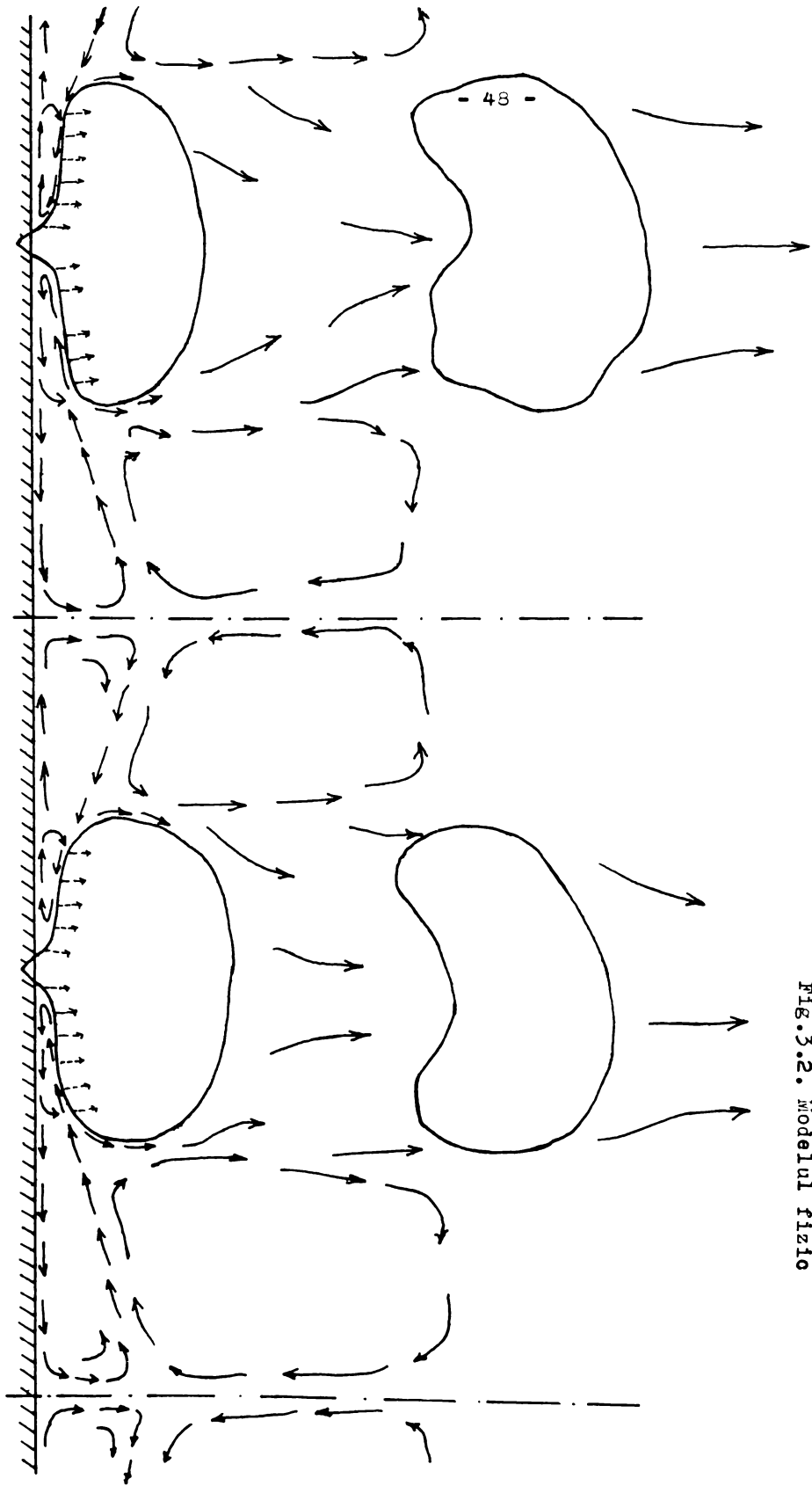


Fig. 3.2. Modelul fizic

se presupune că microstratul nu este în repaus, ci într-o mișcare complexă, generată de gradientul de tensiune superficială care apare în mod natural la interfața vaporii-lichid. Datorită acestuia, se formează o celulă rotitoare dublă de tip Bénard. Astfel, la interfața vaporii-lichid, în punctul de rază maximă, este adus, datorită diferenței de densitate și din motive de continuitate, lichidul supraîncălzit de lângă peretele cald. Din acest motiv, pe circumferința de rază maximă a microstratului, lichidul de la interfața vaporii-lichid are o temperatură mai mare decât cel situat la raze mai mici deoarece acesta se răcește prin evaporare. Apare în acest fel un gradient de temperatură care generează un gradient radial de tensiune interfacială care pune în mișcare lichidul din partea superioară a microstratului.

O parte din lichidul pus în mișcare se vaporizează, iar restul este refulat de la rădăcina bulei în sens invers în lungul suprafeței de transfer de căldură, supraîncălzindu-se din nou. Când ajunge la punctul de rază maximă a microstratului, o parte din acest lichid supraîncălzit se ridică, ajungând din nou la interfață, iar o altă parte își continuă drumul în lungul suprafeței de încălzire, într-o mișcare decelerată.

Zona pe care lichidul se mișcă decelerat este zona de influență a bulei. În zona de influență lichidul continuă să se supraîncălzească până când viteza lui scade într-atât, încât forțele ascensionale devin preponderente și din acest moment începe să se deplaseze pe verticală, întorcându-se apoi din nou spre baza bulei, pe de o parte datorită efectului de ejector creat de tensiunea interfacială, iar pe de altă parte datorită unei celule rotitoare ce se formează datorită curgerii în zona din urma unei bule (Wakeflow) ce s-a desprins anterior.

În acest mod, atât hidrodinamica generată de ascensiunea bulelor prin lichid, cât și cea generată de forțele superficiale de la interfața vaporii-lichid a microstratului, concură la alimentarea cu lichid supraîncălzit a interfeței, unde are loc evaporarea lichidului.

Conform modelului fizic prezentat mai sus, analiza teoretică a proceselor hidrodinamice și de transfer termic la fierberea nucleată va fi făcută, în continuare, separat pe fiecare zonă:

zona cu microstrat și zona de influență a bulei de vaporii.

3.2. Modelul matematic și analiza procesului în zona cu microstrat

3.2.1. Hidrodinamica procesului în zona cu microstrat

Modelul fizic al curgerii lichidului în microstrat este prezentat mai detaliat, la o scară mult mărită pentru claritate, în fig. 3.3.

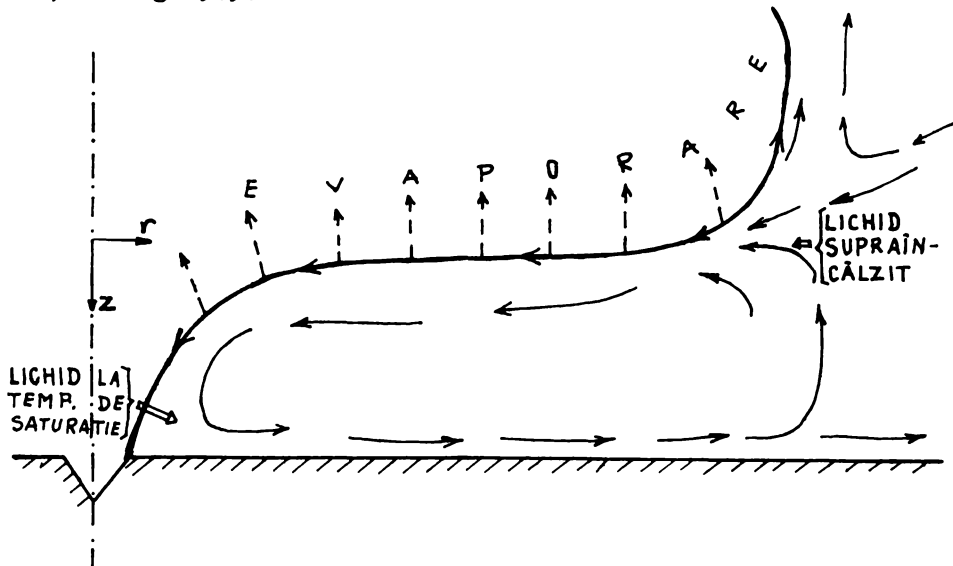


Fig.3.3. Modelul fizic al zonei cu microstrat

Pentru formularea modelului matematic al curgerii lichidului în microstrat, se fac următoarele ipoteze simplificatoare:

- 1) procesul decurge în regim staționar;
- 2) viteza în lungul plăcii este independentă de rază;
- 3) microstratul este de grosime constantă;
- 4) se ignoră componenta vitezei după direcția normală la suprafața caldă;
- 5) gradientul tensiunii superficiale este constant;
- 6) viteza de evaporare a lichidului este uniformă pe toată interfața vaporii-lichid a microstratului;
- 7) pe interfață, lichidul se răcește prin evaporare până la temperatura de saturație;
- 8) se neglijează creșterea în timp a zonei uscate din jurul centrului activ;

9) se neglijează variația propriității cu temperatura.

Prima dintre ipotezele enumerate, introduce, la prima vedere, o simplificare severă a realității, știut fiind că nucleația este un fenomen periodic, deci dependent de timp. În capitolul 4 al acestei lucrări se vor aduce însă argumente în favoarea plauzibilității acestei ipoteze.

Ipoteza de la punctul 3), pare de asemenea o simplificare drastică, deoarece în literatură sînt publicate lucrări care susțin că prin evaporare grosimea microstratului scade în timpul creșterii bulei pe suprafața caldă, /47/, /61/, /51/. Autorii acestor lucrări, însă, consideră că microstratul este în repaos datorită faptului că, avînd grosime foarte mică, forțele vîscoase sînt atît de importante, încît nu permit mișcarea. În prezenta lucrare, microstratul este alimentat permanent cu lichid din exterior, ceea ce face plauzibilă ipoteza grosimii constante a acestuia. Această motivație este valabilă și pentru ipoteza de la punctul 8).

Ipoteza 7) este susținută într-oarecare măsură de datele experimentale raportate de Moore și Mandler, /47/ și de cele calculate în /53/. În /47/ se raportează o valoare de temperatură de 14 K pe o distanță de 0,38 mm de la centrul activ.

De la ipoteza formulată la punctul 9) face excepție numai tensiunea superficială.

Ecuatiile modelului matematic al procesului de curgere a lichidului din microstrat sînt:

- ecuația de mișcare:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \eta \frac{\partial^2 w_r}{\partial z^2} \quad (3.1)$$

- ecuația de continuitate:

$$\int_0^{h_0} w_r dz = G_v \frac{R_0}{2} + \int_{h_0}^h w_r dz \quad (3.2)$$

- condițiile la limită:

$$z = h, w_r = 0 \quad (3.3)$$

$$z = 0, \eta \frac{\partial w_r}{\partial z} = \frac{\partial \sigma}{\partial r} \equiv \text{grad } \sigma \quad (3.4)$$

în care: R_0 = raza bulei în momentul desprinderii, /m/;

h = grosimea microstratului, /m/;

r = coordonată radială, /m/;

z = coordonată după direcția normală la suprafață, /m/;

W_r = componenta radială a vitezei, /m/s/;

G_v = debit specific de vapori (viteza de evaporare),

$$\left[\frac{m^3}{s \cdot m^2} \right];$$

σ = tensiune superficială, /N/m/.

Ecuția de continuitate (3.2) consemnează egalitatea dintre debitul total de lichid transportat în partea superioară a microstratului de către forțele superficiale și debitul total evaporat la care se adaugă debitul de lichid refulat de la baza bulei.

Condiția limită (3.4) corespunde echilibrului dintre forțele superficiale și forțele de frecare.

Limita inferioară h_0 a integralei din membrul drept al ecuației (3.2), reprezintă valoarea lui Z la care are loc schimbarea de sens a vitezei lichidului în microstrat. La $Z=h_0$ viteza lichidului este zero, fig.3.4. Pentru a obține expresia vitezei lichidului în microstrat, se soluționează analitic modelul (3.1) (3.4).

Integrând de două ori ecuația (3.1), se obține:

$$W_r = C_1 + C_2 Z + \frac{1}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial r} Z^2 \quad (3.5)$$

Constantele de integrare C_1 și C_2 se obțin utilizând condițiile limită (3.3) și (3.4). Se obține:

$$W_r = \frac{1}{\eta} (h-Z) \text{ grad } \sigma - \frac{1}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial r} (h^2 - Z^2) \quad (3.6)$$

Din (3.2) și (3.6), rezultă pentru gradientul de presiune expresia:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\frac{R_0}{2} G_v - \left(\frac{2}{\eta} h h_0 - \frac{1}{\eta} h_0^2 - \frac{1}{2\eta} h^2 \right) \text{ grad } \sigma}{\frac{1}{3\eta} (h^3 - h_0^3) - \frac{1}{\eta} h^2 h_0} \quad (3.7)$$

Cu (3.7), expresia vitezei devine:

$$w_r = \frac{h-Z}{\eta} \text{ grad } \sigma - \frac{h^2 - Z^2}{2\eta} \cdot \frac{\frac{R_0}{2} G_v + \left(\frac{1}{2\eta} h^2 - \frac{2}{\eta} h h_0 - \frac{1}{\eta} h_0^2 \right) \text{ grad } \sigma}{\frac{1}{3\eta} (h^3 - h_0^3) - \frac{1}{\eta} h^2 h_0} \quad (3.8)$$

Profilul de viteză dat de relația (3.8) este prezentat calitativ în fig.3.4.

Viteza are două valori maxime, una pentru $Z=0$ (la interfață) și a doua pentru $Z = \frac{h+h_0}{2} = h_m$

Viteza maximă de la interfață este:

$$W'_{\max} = W_{r/Z=0} = \frac{h}{\eta} \text{ grad } \sigma - \frac{h^2}{2\eta} \cdot \frac{G_v \frac{R_0}{2} - \left(\frac{2}{\eta} h h_0 - \frac{1}{2\eta} h_0^2 \right) \text{ grad } \sigma}{\frac{1}{3\eta} (h^3 - h_0^3) - \frac{1}{\eta} h^2 h_0} \quad (3.9)$$

Determinarea mărimii "h₀"

Impunând condiția ca viteza să fie zero la $Z=h_0$ se obține ecuația de gradul 3 în h_0 :

$$(h-h_0) \left[\frac{\text{grad } \sigma}{\eta} - \frac{3(h+h_0) G_v \frac{R_0}{2}}{2(h^3-h_0^3-3h^2 h_0)} + \frac{3 \text{ grad } \sigma (h+h_0) \left(2h h_0 - h_0^2 - \frac{h^2}{2} \right)}{2 (h^3-h_0^3-3h^2 h_0)} \right] = 0 \quad (3.10)$$

Una din cele trei soluții ale acestei ecuații este:

$$h_0 = h \quad (3.11)$$

care indică faptul că viteza este nulă pe suprafața solidă, caldă.

Pentru celelalte două soluții se rezolvă ecuația constituită din paranteza dreaptă (din (3.10), care poate fi pusă în forma:

$$\begin{aligned} -5h_0^3 \text{ grad } \sigma + 3h h_0 \text{ grad } \sigma - \left(3\eta G_v \frac{R_0}{2} + \frac{3}{2} h^2 \text{ grad } \sigma \right) h_0 + \\ + \frac{1}{2} h^3 \text{ grad } \sigma - 3\eta G_v \frac{R_0}{2} h = 0 \end{aligned} \quad (3.12)$$

Se face schimbarea de variabilă:

$$h_0 = \gamma + \frac{h}{5}, \quad (3.13)$$

care introdusă în (3.12) conduce la:

$$\begin{aligned} -5\gamma^3 \text{ grad } \sigma + \left(-\frac{9}{10} h^2 \text{ grad } \sigma - 3\eta \frac{G_v}{2} \frac{R_0}{2} \right) \gamma + \left(\frac{7}{25} h^3 \text{ grad } \sigma - \right. \\ \left. - \frac{18}{5} \eta h G_v \frac{R_0}{2} \right) = 0 \end{aligned} \quad (3.14)$$

și în final la:

$$y^3 + \left(\frac{9}{50} h^2 + \frac{3\eta G_v R_0}{10 \text{ grad } \sigma} \right) y + \frac{18\eta G_v R_0}{50 \text{ grad } \sigma} - \frac{7}{125} h^3 = 0 \quad (3.15)$$

Ecuatia (3.15) este o ecuație de gradul 3 al cărei discriminant este:

$$\Delta = \left(\frac{m}{2} \right)^2 + \left(\frac{n}{3} \right)^3 > 0 \quad (3.16)$$

în care:

$$m = \frac{18\eta G_v R_0}{50 \text{ grad } \sigma} - \frac{7}{125} h^3 \quad (3.17)$$

$$n = \frac{3\eta G_v R_0}{10 \text{ grad } \sigma} + \frac{9}{50} h^2 \quad (3.18)$$

Deoarece $\Delta > 0$, ecuația (3.15) are o rădăcină reală și două rădăcini complexe conjugate. Rădăcina reală este cea căutată și ea reprezintă expresia mărimii h_0 . Aceasta este:

$$h_0 = \frac{h}{5} + \left(-\frac{m}{2} + \sqrt{\Delta} \right)^{\frac{1}{3}} + \left(-\frac{m}{2} - \sqrt{\Delta} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.19)$$

La $Z = h_0$ viteza se anulează pentru a doua oară. Între h_0 și h , viteza lichidului ia pentru a doua oară o valoare maximă.

Datorită geometriei problemei studiate, ea poate fi asimilată cu curgerea între două plăci plane, când viteza ia valoarea maximă la jumătatea distanței dintre h_0 și h , adică la:

$$Z = \frac{h+h_0}{2} = h_m \quad (3.20)$$

când:

$$W_{r/Z=h_m} = W_{\max} = \frac{h-h_0}{2\eta} \text{ grad } \sigma - \frac{3h^2 - 2hh_0 - h_0^2}{8\eta} \cdot \frac{G_v \frac{R_0}{2} - \left(\frac{2}{3}hh_0 - \frac{h_0^2}{3} - \frac{h^2}{27} \right) \text{ grad } \sigma}{\frac{1}{3\eta}(h^3 + h_0^3) - \frac{1}{\eta} h^2 h_0} \quad (3.21)$$

3.2.2. Transferul termic în zona cu microstrat

Ca orice proces de transfer termic convectiv, transferul termic de la suprafața caldă la lichidul din microstrat este determinat de hidrodinamica lichidului. Datorită curgerii divergente a lichidului, în lungul suprafeței solide se formează un strat limită termic, în care este concentrată întreaga rezistență opusă transferului termic, fig.3.4.

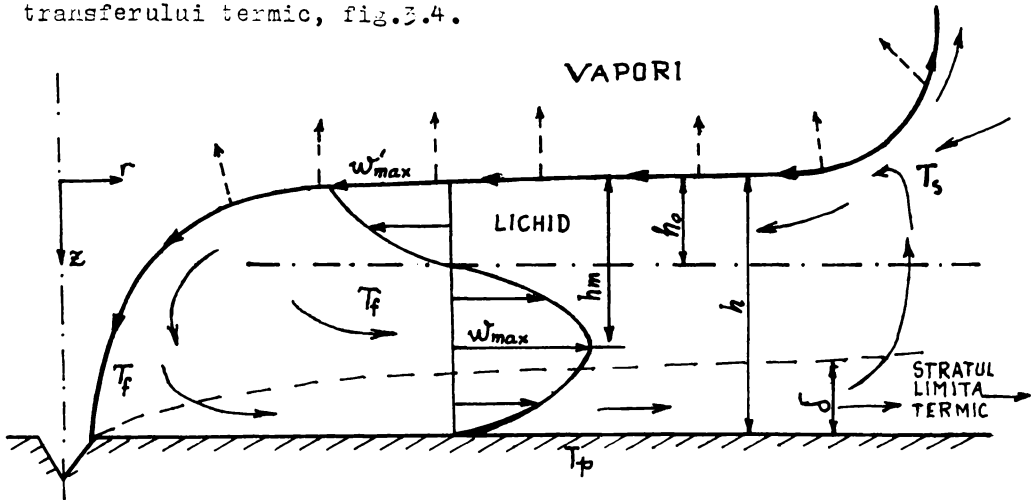


Fig.3.4. Profilul de viteză și stratul limită termic în microstrat

Ecuția Fourier-Kirchhoff, conform ipotezelor enunțate anterior, se scrie:

$$w_r \frac{\partial T}{\partial r} = a \left(\frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (3.22)$$

În această ecuație, termenii $\frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r}$ și $\frac{\partial^2 T}{\partial r^2}$ au ordinul de mărime 10^6 , iar termenul $\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$ are ordinul de mărime 10^8-10^{12} . Deoarece primii doi termeni sînt mult mai mari, decît cel de al treilea, se neglijează și ecuația (3.22) devine:

$$w_r \frac{\partial T}{\partial r} = a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (3.23)$$

Această ecuație se soluționează analitic cu următoarele condiții la limită:

$$z = h; \quad T = T_p(r) \quad (3.24)$$

$$h_0 < z < h - \delta; \quad T = T_f \quad (3.25)$$

Condiția limită (3.25) semnifică faptul că temperatura lichidului în afara stratului limită termic pînă la h_0 este egală cu temperatura sa de fierbere, temperatură la care a ajuns prin răcire, datorită evaporării la interfață.

Pentru soluționarea ecuației (3.23) se notează:

$$z' = z - h \quad (3.26)$$

și ecuația devine:

$$w_r \frac{\partial T}{\partial r} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial z'^2} \quad (3.27)$$

z' are sensul contrar lui z , dar se măsoară pe aceeași axă. Condiții limită (3.24) și (3.25) devin:

$$z' = 0; \quad T = T_p(r) \quad (3.28)$$

$$z' \rightarrow \infty; \quad T = T_f \quad (3.29)$$

Condiția limită (3.29) corespunde unei grosimi a stratului limită inferioară grosimii microstratului. Evaluările ulterioare, ce vor fi prezentate, indică într-adevăr o grosime a acestuia egală cu aproximativ o cincime din grosimea microstratului.

În interiorul stratului limită termic, profilul de viteză poate fi aproximat cu un profil liniar de forma:

$$w_r = k \frac{z'}{h_m} w_{\max} \quad (3.30)$$

în care k este o constantă de proporționalitate, considerată:

$$k = \left| \frac{\partial}{\partial z'} \left(\frac{w_r h_m}{w_{\max}} \right)_{z'=0} \right| = \frac{h_m \text{ grad } \sigma}{\eta w_{\max}} \quad (3.31)$$

Din (3.30) și (3.31) rezultă, pentru viteza lichidului în stratul limită termic, expresia:

$$w_r = z' \frac{\text{grad } \sigma}{\eta} \quad (3.32)$$

Cu acest profil de viteză, ecuația (3.27) devine:

$$z' \frac{\text{grad } \sigma}{\eta} \frac{\partial T}{\partial r} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial z'^2} \quad (3.34)$$

Se notează:

$$y = z' \sqrt[3]{\frac{\text{grad } \sigma}{\eta \cdot a \cdot r}} \quad (3.35)$$

și se obține:

$$\frac{\partial T}{\partial z'} = \frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial z'} = \left(\frac{\text{grad } \sigma}{\eta \cdot a \cdot r} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{\partial T}{\partial y} \quad (3.36)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z'^2} = \left(\frac{\text{grad } \sigma}{\eta \cdot a \cdot r} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (3.37)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial y}{\partial r} \cdot \frac{\partial T}{\partial y} = -\frac{1}{3} z' \frac{1}{r^{4/3}} \left(\frac{\text{grad } \sigma}{\eta \cdot a \cdot r} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{\partial T}{\partial y} \quad (3.38)$$

Introducând expresiile (3.36)-(3.38) în ecuația (3.34) aceasta ia forma:

$$\frac{d^2 T}{d y^2} + \frac{1}{3} y^2 \frac{dT}{dy} = 0 \quad (3.39)$$

iar condițiile limită (3.28) și (3.29) devin:

$$y=0; \quad T=T_p \quad (3.40)$$

$$y \rightarrow \infty; \quad T=T_f \quad (3.41)$$

Se soluționează ecuația (3.39) cu condițiile limită (3.40) și (3.41). Pentru aceasta se notează:

$$\frac{dT}{dy} = u \quad (3.42)$$

și se obține:

$$\frac{d^2 u}{d y^2} = -\frac{du}{dy} \quad (3.43)$$

Ecuația (3.39) devine:

$$\frac{du}{dy} + \frac{1}{3} y^2 u = 0 \quad (3.44)$$

și se integrează prin separarea variabilelor:

$$\frac{du}{u} = -\frac{1}{3} y^2 dy \quad (3.45)$$

Se obține:

$$\ln u = -\frac{1}{9} y^3 + \ln C_1 \quad (3.46)$$

$$u = C_1 \exp\left\{-\frac{1}{9} y^3\right\} \quad (3.47)$$

sau:

$$\frac{dT}{dy} = C_1 \exp\left\{-\frac{1}{9} y^3\right\} \quad (3.48)$$

Integrând acum ecuația (3.43), se obține:

$$T = C_1 \int_0^y \exp \left\{ -\frac{1}{9} y^3 \right\} dy + C_2 \quad (3.49)$$

Constantele de integrare C_1 și C_2 se determină cu ajutorul condițiilor limită (3.40) și (3.41) și rezultă următorul profil de temperatură în lichidul din stratul termic:

$$\frac{T_p - T}{T_p - T_f} = \frac{\int_0^y \exp \left\{ -\frac{1}{9} y^3 \right\} dy}{\int_0^\infty \exp \left\{ -\frac{1}{9} y^3 \right\} dy} \quad (3.50)$$

Din profilul de temperatură (3.50) se obține pentru fluxul termic unitar, următoarea relație:

$$q_r = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z'=0} = \frac{\lambda (T_p - T_f) \left(\frac{\text{grad } \sigma}{\eta_{ar}} \right)^{1/3}}{\int_0^\infty \exp \left\{ -\frac{1}{9} y^3 \right\} dy} \quad (3.51)$$

în care λ este conductivitatea termică a lichidului.

Coefficientul parțial, local de transfer termic este:

$$\alpha_r = \frac{q_r}{T_p - T_f} = \frac{\lambda \left(\frac{\text{grad } \sigma}{\eta_{ar}} \right)^{1/3}}{\int_0^\infty \exp \left\{ -\frac{1}{9} y^3 \right\} dy} \quad (3.52)$$

Indicele r se referă la valoarea corespunzătoare unei raze curente r .

Integrala de la numitorul ecuațiilor (3.50) - (3.52) este o constantă și are valoarea 1,835. Deci, ecuația (3.52) poate fi scrisă în forma:

$$\alpha_r = 0,545 \lambda \left(\frac{\text{grad } \sigma}{\eta_{ar}} \right)^{1/3} \quad (3.53)$$

Valoarea medie a coeficientului parțial de transfer termic se obține prin mediere pe întreaga zonă cu microstrat, deci pe întreaga rază R_0 .

$$\alpha = \bar{\alpha}_r = \frac{1}{R_0} \int_0^{R_0} \alpha_r dr \quad (3.54)$$

Se obține:

$$\alpha = 0,818 \frac{\lambda}{R_0} \left(\frac{R_0^2 \cdot \text{grad } \sigma}{\eta \cdot a} \right)^{1/3} \quad (3.55)$$

Grupul dimensional $\left(\frac{R_0^2 \cdot \text{grad } \sigma}{\eta \cdot a} \right)$ reprezintă criteriul Marangoni, (Ma) , astfel, încît ecuația (3.55) se poate scrie, introducînd și criteriul Nusselt, în forma:

$$\boxed{Nu = 0,218 Ma^{1/3}} \quad (3.56)$$

cu: $Nu = \frac{\alpha \cdot R_0}{\lambda}$, criteriul Nusselt.

Criteriul Marangoni poate fi exprimat și în forma:

$$Ma = \frac{R_0 \beta \Delta T}{\eta \cdot a} \quad (3.57)$$

în care: $\Delta T = T_p - T_f$

β = coeficientul de temperatură al tensiunii superficiale,

$$\beta = \frac{\partial \sigma}{\partial T}$$

Formularea (3.57) permite o evaluare numerică mai rapidă.

O ecuație similară (3.57) se obține și prin soluționarea ecuațiilor integro-diferențiale ale stratului limită termic:

$$\frac{\partial}{\partial r} \int_0^{\delta} \rho c_w r (T_f - T) \cdot dz' = \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial z'} \right)_{z'=0} \quad (3.58)$$

și stratului limită hidrodinamic:

$$\frac{\partial}{\partial r} \int_0^{h_m} (w_{max} - w_r) w_r dz' = \nu \left(\frac{\partial w_r}{\partial z'} \right)_{z'=0} \quad (3.59)$$

Pentru soluționarea problemei trebuie cunoscut profilul de viteză w_r în stratul limită. Pentru aceasta se propune pentru viteză următorul profil prolinomial:

$$w_r = a + b z' + c z'^2 + d z'^3 \quad (3.60)$$

care trebuie să satisfacă următoarele condiții limită:

$$z'=0; w_r=0; \frac{\partial w_r}{\partial z'} = \text{const.}; \quad \frac{\partial^2 w_r}{\partial z'^2} = 0; \quad (3.61)$$

$$z'=h_m; w_r = w_{max}; \quad \frac{\partial w_r}{\partial z'} = 0 \quad (3.62)$$

Cu aceste condiții limită rezultă pentru parametrii a, b, c, d ai ecuației (3.60) următoarele valori:

$$a=0; b = \frac{3}{2} \frac{w_{max}}{h_m}; c=0; d = - \frac{w_{max}}{2 h_m^2} \quad (3.63)$$

Deci profilul de viteză în stratul limită este:

$$w_r = \left[1,5 \frac{z'}{h_m} - 0,5 \left(\frac{z'}{h_m} \right)^3 \right] w_{max} \quad (3.64)$$

Pentru profilul de temperatură se procedează în mod similar. Se presupune un profil polinomial de forma:

$$T_p - T = a' + b'Z' + c'Z'^2 + d'Z'^3 \quad (3.65)$$

și se impune ca această relație să satisfacă condițiile limită următoare:

$$Z'=0; T=T_p; \quad \frac{\partial(T_p - T)}{\partial Z'} = \text{const.}; \quad \frac{\partial^2(T_p - T)}{\partial Z'^2} = 0 \quad (3.66)$$

$$Z'=\delta; T - T_p = T_f - T_p; \quad \frac{\partial(T_p - T)}{\partial Z'} = 0 \quad (3.67)$$

Determinând parametrii ecuației (3.65), cu ajutorul condițiilor (3.66) și (3.67), se obține următorul profil de temperatură în lichidul din stratul limită termic:

$$\frac{T_p - T}{T_p - T_f} = 1,5 \frac{Z'}{\delta} - 0,5 \left(\frac{Z'}{\delta}\right)^3 \quad (3.68)$$

În ecuația (3.68), δ este grosimea stratului limită termic. Coeficientul de transfer termic de la peretele cald la lichidul din microstrat este:

$$\alpha = \frac{q}{T_p - T_f} = \frac{-\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial Z'} \right|_{Z'=0}}{T_p - T_f} \quad (3.69)$$

Valoarea gradientului de temperatură la perete, ($Z'=0$), se obține din ecuația (3.68) și este:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial Z'} \right|_{Z'=0} = (T_p - T_f) \cdot 1,5 \cdot \frac{1}{\delta} \quad (3.70)$$

Din (3.69) și (3.70), rezultă pentru coeficientul parțial de transfer termic expresia:

$$\alpha = 1,5 \frac{\lambda}{\delta} \quad (3.71)$$

în care λ este conductivitatea termică a lichidului care fierbe.

Ecuația (3.71) indică o dependență de inversă proporționalitate între coeficientul de transfer termic și grosimea stratului limită termică. Trebuie deci găsită expresia grosimii stratului limită termic pentru a putea calcula transferul termic.

Grosimea stratului limită termic se determină integrând ecuația stratului limită termic (3.58) în care se introduc expresiile vitezei și temperaturii:

$$\frac{\partial}{\partial z'} \int_0^{\delta} \left(1,5 \frac{z'^2}{h_m} - 0,5 \frac{z'^3}{h_m^2} \right) (T_p - T_f) \left(1 - 1,5 \frac{z'}{\delta} + 0,5 \frac{z'^3}{\delta^3} \right) W_{\max} dz' =$$

$$= 1,5 \frac{a}{\delta} (T_f - T_p) \quad (3.72)$$

în care a este difuzivitatea termică a lichidului.

Efectuând calculele, se obține:

$$\delta = \sqrt[3]{\frac{15 a h_m r}{W_{\max}}} \quad (3.73)$$

Din (3.71) și (3.73) se obține pentru coeficientul de transfer termic, expresia:

$$\alpha_r = \frac{1,5}{\sqrt[3]{15}} \lambda \left(\frac{W_{\max}}{a h_m r} \right)^{1/3} \quad (3.74)$$

sau:

$$\alpha_r = 0,614 \lambda \left(\frac{W_{\max}}{a h_m r} \right)^{1/3} \quad (3.75)$$

Valoarea medie pe întreaga zonă cu microstrat se obține prin integrarea pe toată raza R_0 a bulii de vapori:

$$\alpha = \bar{\alpha}_r = \frac{1}{R_0} \int_0^{R_0} \alpha_r dr = 0,921 \frac{\lambda}{R_0} \left(\frac{W_{\max} \cdot R_0^2}{a h_m} \right)^{1/3} \quad (3.76)$$

Prin înlocuirea expresiei vitezei maxime, obținută din (3.33) pentru $z' = h_m$, ca fiind:

$$W_{\max} = h_m \frac{\text{grad } \sigma}{\eta} \quad (3.78)$$

Se obține pentru coeficientul de transfer termic:

$$\alpha = 0,921 \frac{\lambda}{R_0} \left(\frac{R_0^2 \text{grad } \sigma}{\eta a} \right)^{1/3} \quad (3.79)$$

Expresia (3.79) poate fi pusă în forma criterială:

$$\boxed{Nu = 0,921 Ma^{1/3}} \quad (3.80)$$

Ecuația (3.80) diferă de ecuația (3.56) numai prin valoarea constantei cu care se amplifică rădăcina de ordinul trei din criteriul dimensional Marangoni.

Ecuatia (3.80) da valori ale coeficientului partial de transfer termic, mai mari cu 12,6%, decit cele obtinute cu relatia (3.56).

3.3. Modelul matematic si analiza procesului in zona de influentă a bulei de vapori

In conformitate cu modelul fizic prezentat mai sus, in zona de influentă a bulei viteza lichidului este decelerată, acesta, mișcându-se datorită inerției. Rezultă că, in zona de influentă a bulei, viteza este funcție de două variabile spațiale r și Z. De asemenea, temperatura este funcție de r și Z.

Ecuatiile de conservare a momentului și energiei, adaptate acestui model fizic sînt:

$$W_r \cdot \frac{\partial W_r}{\partial r} = \nu \cdot \frac{\partial^2 W_r}{\partial Z'^2} \quad (3.81)$$

$$W_r \cdot \frac{\partial T}{\partial r} = a \frac{\partial^2 T}{\partial Z'^2} \quad (3.82)$$

Soluționarea sistemului de ecuații (3.81) și (3.82) trebuie făcută în următoarele condiții la limită:

$$\begin{cases} Z' = Z' \\ r = R_0 \end{cases} \quad \begin{cases} W = W_{R_0}(Z') \\ T = T_{R_0}(Z') \end{cases} \quad (3.83)$$

$$\begin{cases} Z' = Z' \\ r = R_i \end{cases} \quad \begin{cases} W = 0,01 W_{R_0} \\ T = T(r, Z') \end{cases} \quad (3.84)$$

$$\begin{cases} Z' = 0 \\ r = r \end{cases} \quad \begin{cases} W = 0 \\ T = T_p \end{cases} \quad (3.85)$$

$$\begin{cases} Z' \rightarrow \infty \\ r = r \end{cases} \quad \begin{cases} W \rightarrow 0 \\ T = T_f \end{cases} \quad (3.86)$$

R_i reprezintă raza de influență a bulei pe care viteza scade pînă la 1% din valoarea sa la ieșirea din microstrat.

Soluționarea analitică a problemei (3.81-3.86) este foarte dificilă, dacă nu imposibilă. Se impune deci soluționarea problemei curgerii lichidului in zona de influență a bulei, printr-o altă metodă.

3.3.1. Hidrodinamica lichidului în zona de influență a bulei

Se consideră, pentru viteza lichidului în această zonă, o expresie de forma:

$$W_r = A \cdot e^{-B \cdot r} \quad (3.87)$$

Sugerată de forma soluției ecuațiilor cu derivate parțiale de ordinul doi, parabolice și care să verifice condițiile la limită de mai sus.

Din (3.83), (3.84) și (3.87), rezultă:

$$W_{R_0} = A e^{-B R_0} \quad (3.88)$$

$$0,01 W_{R_0} = A e^{-B R_1} \quad (3.89)$$

Prin soluționarea acestui ultim sistem rezultă constantele A, B ca fiind:

$$A = \frac{W_{R_0}}{e^{-4,6 \frac{R_0}{R_1 - R_0}}} \quad (3.90)$$

$$B = \frac{4,6}{R_1 - R_0} \quad (3.91)$$

Introducând (3.90) și (3.91) în (3.87) se obține expresia vitezei lichidului în zona de influență a bulei:

$$W_r = W_{R_0} e^{-4,6 \frac{r - R_0}{R_1 - R_0}} \quad (3.92)$$

Trebuie subliniat că acest profil de viteză este obținut în ipoteza că pe lungimea R_1 a zonei de influență a bulei de vapori, viteza scade pînă la 1% din valoarea pe care o are la ieșirea din microstrat.

Profilul de viteză de forma (3.87) a fost sugerat de condițiile în care are loc curgerea, iar justetea lui a fost dovedită prin compararea valorilor vitezei calculate cu ecuația (3.92) cu cele obținute prin soluționarea numerică, printr-o metodă explicită cu diferențe finite, a ecuației (3.81).

În tabelul 3.1. sînt prezentate valorile acestor calcule alături de valorile obținute și cu alte relații propuse și anume de forma: $W_r = W_{R_0} \left(\frac{R_0}{r} \right)^n$, cu $n=1,2,3$.

Tabelul 3.1. Valorile vitezei maxime, w_{max} , calculate cu diverse relații

Nr. ord.	Raza r /mm/	w_{max}				
		w_{max} Sol. numerică (3.81) m/s	$w_{max} = w_{R_0} e^{-4.6 \frac{r-R_0}{R_i-R_0}}$ m/s	$w_{max} = w_{R_0} \frac{R_0}{r}$ m/s	$w_{max} = w_{R_0}^2 \left(\frac{R_0}{r}\right)^2$ m/s	$w_{max} = w_{R_0}^3 \left(\frac{R_0}{r}\right)^3$ m/s
$R_i = 60$ mm	1,4= R_0	0,123	0,123	0,123	0,123	0,123
	2,5	0,120	0,113	0,069	0,0386	0,022
	4	0,116	0,100	0,043	0,015	0,0053
	6	0,1096	0,086	0,028	0,007	0,0015
	10	0,0963	0,063	0,017	0,0024	0,0003
	15	0,0786	0,042	0,0115	0,0011	0,0001
	20	0,06	0,029	0,0086	0,0006	$4 \cdot 10^{-5}$
	25	0,042	0,0194	0,007	0,0004	$2 \cdot 10^{-5}$
$R_i = 313$ mm	1,4= R_0	0,123	0,123	0,123	0,123	0,123
	6	0,1096	0,1074	0,028	0,007	0,0015
	10	0,0963	0,0954	0,017	0,0024	0,0003
	15	0,0786	0,0772	0,0115	0,0011	0,0001
	20	0,06	0,065	0,0086	0,0006	$4 \cdot 10^{-5}$
	25	0,042	0,055	0,007	0,0004	$2 \cdot 10^{-5}$

Comparând valorile vitezei din coloanele 3 și 4 ale tabelului 3.1 se observă o foarte bună concordanță a lor, în special pentru valoarea $R_i=313$ mm.

Se poate afirma că expresia (3.92), a vitezei lichidului în zona de influență a bulei, este bine aleasă.

3.3.2. Transferul termic în zona de influență a bulei

Ecuția Fourier-Kirchhoff, adaptată situației din zona de influență a bulei este:

$$w_r \frac{\partial T}{\partial r} = a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (3.93)$$

în care viteza w_r are expresia:

$$w_r = \left[(h-z) \frac{\text{grad } \sigma}{\eta} - \frac{1}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial r} (h^2 - z^2) \right] e^{-4.6 \frac{r-R_0}{R_i-R_0}} \quad (3.94)$$

Problema transferului termic în zona de influență a bulei se soluționează într-un mod similar cu cel utilizat în zona cu microstrat.

Se consideră că pe suprafața caldă se formează un strat limită termic a cărui grosime este mult mai mică în comparație cu raza de influență a bulei și în care este concentrată întreaga rezistență opusă transferului termic.

În stratul limită termic se propune un profil de viteză de forma:

$$W_r = k \frac{Z^*}{h_m} W_{R_0} \quad (3.95)$$

în care $Z^* = h - Z$

Constanta de proporționalitate k , se consideră ca fiind:

$$k = \left| \frac{\partial}{\partial Z^*} \left(\frac{W_r h_m}{W_{R_0}} \right)_{Z^*=0} \right| = \frac{h_m \cdot \text{grad} \sigma}{\eta \cdot W_{R_0}} \cdot e^{-4,6 \frac{r-R_0}{R_1-R_0}} \quad (3.96)$$

Înlocuind (3.96) în (3.95), se obține pentru viteza lichidului în stratul limită termic din zona de influență a bulei, următoarea expresie:

$$W_r = Z^* \frac{\text{grad} \sigma}{\eta} e^{-4,6 \frac{r-R_0}{R_1-R_0}} \quad (3.97)$$

Trecînd ecuația (3.93) în noua variabilă Z^* și introducînd (3.97) se obține:

$$Z^* \frac{\text{grad} \sigma}{\eta} e^{-4,6 \frac{r-R_0}{R_1-R_0}} \frac{\partial T}{\partial r} = a \frac{\partial^2 T}{\partial Z^{*2}} \quad (3.98)$$

Această ecuație se soluționează analitic cu următoarele condiții la limită:

$$Z^*=0; T=T_p \quad (3.99)$$

$$Z^* \rightarrow \infty; T=T_f \quad (3.100)$$

$$r=R_0; T=T(R_0) \quad (3.101)$$

Ecuația (3.98) se soluționează prin metoda combinării variabilelor. Se notează:

$$y = Z^* \sqrt[3]{\frac{C \cdot D}{a} e^{-D(r-R_0)}} \quad (3.102)$$

în care: $C = \frac{\text{grad} \sigma}{\eta} \quad (3.103)$

$$D = \frac{4,6}{R_1-R_0} \quad (3.104)$$

Ecuatia (3.98) ia forma:

$$\frac{d^2 T}{dy^2} + \frac{1}{3} y^2 \frac{dT}{dy} = 0 \quad (3.105)$$

iar condițiile limită (3.99) și (3.100) devin:

$$y = 0; \quad T = T_p \quad (3.106)$$

$$y \rightarrow \infty; \quad T = T_f \quad (3.107)$$

Integrând ec.(3.105) de două ori, se obține:

$$T = C_1 \int_0^y \exp\left\{-\frac{1}{9} y^3\right\} dy + C_2 \quad (3.108)$$

Din ec.(3.106) și ec.(3.108) rezultă $C_2 = T_p$, iar din ec.(3.107) și ec.(3.108):

$$C_1 = \frac{T_f - T_p}{\int_0^\infty \exp\left\{-\frac{1}{9} y^3\right\} dy} \quad (3.109)$$

Cu aceste valori ale constantelor de integrare se obține următorul profil de temperatură în stratul limită termic din zona de influență:

$$\frac{T_p - T}{T_p - T_f} = \frac{\int_0^y \exp\left\{-\frac{1}{9} y^3\right\} dy}{\int_0^\infty \exp\left\{-\frac{1}{9} y^3\right\} dy} \quad (3.110)$$

Din profilul de temperatură se obține fluxul termic unitar:

$$\begin{aligned} q &= -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial z'} \right)_{z'=0} = \frac{\lambda \cdot (T_p - T_f)}{\int_0^\infty \exp\left\{-\frac{1}{9} y^3\right\} dy} \cdot \\ &\cdot \left[\int_0^y \frac{\partial}{\partial z'} \left[\exp\left\{-\frac{1}{9} y^3\right\} dy + \frac{\partial y}{\partial z'} \exp\left\{-\frac{1}{9} y^3\right\} \right]_{z'=0} = \right. \\ &= \frac{\lambda (T_p - T_f)}{\int_0^\infty \exp\left\{-\frac{1}{9} y^3\right\} dy} \left[\int_0^y -\frac{1}{3} y^2 \exp\left\{-\frac{1}{9} y^3\right\} dy \cdot \right. \\ &\left. \left. \cdot \left(\frac{CD}{a} e^{-D(r-R_0)} \right)^{1/3} dz' + \left(\frac{CD}{a} e^{-D(r-R_0)} \right) \exp\left\{-\frac{1}{9} y^3\right\} \right]_{z'=0} \end{aligned} \quad (3.111)$$

sau, evaluând expresia (3.111) la $z'=0$:

$$q = \frac{\lambda (T_p - T_f) \cdot \left(\frac{CD}{a} e^{-D(r-R_0)} \right)^{1/3}}{\int_0^\infty \exp\left\{-\frac{1}{9} y^3\right\} dy} \quad (3.112)$$

Din (3.112) se obține expresia coeficientului local de transfer termic:

$$\alpha_r = \frac{q}{T_p - T_f} = \frac{\lambda \left[\frac{CD}{a} e^{-D(r-R_0)} \right]^{1/3}}{\int_0^\infty \exp \left\{ -\frac{1}{9} y^3 \right\} dy} \quad (3.113)$$

Sau, pus în altă formă:

$$\alpha_r = \frac{\lambda}{\text{const.}} \left(\frac{\text{grad} \sigma}{\eta \cdot a} \frac{4,6}{R_i - R_0} e^{-4,6 \frac{r-R_0}{R_i - R_0}} \right)^{1/3} \quad (3.114)$$

în care s-a notat:

$$\text{const.} = \int_0^\infty \exp \left\{ -\frac{1}{9} y^3 \right\} dy \quad (3.115)$$

Constanta aceasta are valoarea 1,835 și se obține:

$$\alpha_r = 0,906\lambda \left(\frac{\text{grad} \sigma}{\eta \cdot a} \frac{1}{R_i - R_0} e^{-4,6 \frac{r-R_0}{R_i - R_0}} \right)^{1/3} \quad (3.116)$$

Din condiția naturală de egalitate a celor doi coeficienți parțiali de transfer termic, cel din microstrat și cel din zona de influență, la $r = R_0$:

$$0,545\lambda \left(\frac{\text{grad} \sigma}{\eta \cdot a} \frac{1}{R_0} \right)^{1/3} = 0,906\lambda \left(\frac{\text{grad} \sigma}{\eta \cdot a} \frac{1}{R_i - R_0} \right)^{1/3} \quad (3.117)$$

rezultă pentru raza de influență a bulei, valoarea:

$$R_i = 5,6 R_0 \quad (3.118)$$

Înlocuind această valoare în ecuația (3.116) se obține următoarea expresie pentru coeficientul de transfer termic în zona de influență a bulei de vapori:

$$\alpha_r = 0,545 \left(\frac{\text{grad} \sigma}{\eta \cdot a} \frac{1}{R_0} e^{-\frac{r-R_0}{R_0}} \right)^{1/3} \quad (3.119)$$

Valoarea medie a coeficientului de transfer se obține mediu prin integrare pe întreaga zonă de influență.

$$\begin{aligned} \alpha &= \bar{\alpha}_r = \frac{1}{R_i - R_0} \int_{R_0}^{R_i} \alpha_r dr = 0,545 \lambda \left(\frac{\text{grad} \sigma}{\eta \cdot a \cdot R_0} \right)^{1/3} \\ &\cdot \frac{1}{R_i - R_0} \int_{R_0}^{R_i} e^{-\frac{r-R_0}{3R_0}} dr = \\ &= -0,545 \lambda \left(\frac{\text{grad} \sigma}{\eta \cdot a \cdot R_0} \right)^{1/3} \frac{3R_0}{R_i - R_0} \left(e^{-\frac{R_i - R_0}{3R_0}} - 1 \right) \quad (3.119) \end{aligned}$$

Introducând valoarea razei de influență R_1 din relația (3.118), se obține:

$$\alpha = \frac{0,545 \cdot 3}{4,6} (1 - e^{-\frac{4,6}{3}}) \lambda \left(\frac{\text{grad } \sigma}{\eta \cdot a R_0} \right)^{1/3} \quad (3.120)$$

Din care se obține în final:

$$\alpha = 0,279 \lambda \left(\frac{\text{grad } \sigma}{\eta \cdot a R_0} \right)^{1/3} \quad (3.121)$$

Se aranjează ecuația (3.121) în formă criterială:

$$\frac{\alpha \cdot R_0}{\lambda} = 0,279 \left(\frac{R_0^2 \text{ grad } \sigma}{\eta \cdot a} \right)^{1/3} \quad (3.122)$$

sau:

$$\boxed{\text{Nu} = 0,279 \text{ Ma}^{1/3}} \quad (3.123)$$

cu: $\text{Nu} = \frac{\alpha \cdot R_0}{\lambda}$, criteriul Nusselt;

$$\text{Ma} = \frac{R_0^2 \cdot \text{grad } \sigma}{\eta \cdot a} = \frac{\beta \cdot \Delta T \cdot R_0}{\eta \cdot a}, \text{ criteriul Marangoni};$$

$\beta = \frac{\partial \sigma}{\partial T}$ este coeficientul de temperatură al tensiunii superficiale;

$$\Delta T = T_p - T_f .$$

Calculul coeficientului de transfer termic la fierberea unui lichid se face, conform modelului propus, mediind între cei doi coeficienți corespunzători celor două zone după fracția de suprafață a zonei respective.

$$\bar{\alpha} = \alpha_m \cdot \chi_m + \alpha_i \cdot \chi_i \quad (3.124)$$

în care:

$\alpha_{m,i}$ = coeficientul de transfer din zona cu microstrat respectiv zona de influență;

$\chi_{m,i}$ = funcția de suprafață a zonei cu microstrat, respectiv a zonei de influență.

Observatii

1^o Profilul vitezei lichidului în zona de influență a bulei de vaporii, dat de ecuația (3.92), a fost obținut impunând în mod arbitrar mărimea razei zonei de influență ca fiind egală cu lungimea pe care viteza scade până la 1% din

viteza la ieșire din microstrat W_{R_0} . Această presupunere este într-o oarecare măsură susținută de soluția numerică a sistemului de ecuații (3.81) și (3.82).

În capitolul 4 al acestei lucrări se va prezenta rezultatul unei experiențe care susține valabilitatea acestei ipoteze. Această experiență a permis măsurarea razei zonei de influență, rezultatul fiind foarte apropiat de cel obținut teoretic pe baza acestui model.

2° Dacă se consideră că raza zonei de influență este egală cu lungimea pe care viteza lichidului scade pînă la 10% din viteza de ieșire din microstrat se obțin:

- profilul de viteză

$$W_r = W_{R_0} e^{-2,3 \frac{r-R_0}{R_1-R_0}}$$

- raza zonei de influență:

$$R_1 = 3,3 R_0$$

- coeficientul local de transfer termic (identic cu cel anterior):

$$\alpha_r = 0,545 \lambda \frac{\text{grad } \sigma}{\eta^a R_0} e^{-\frac{r-R_0}{R_0}}$$

- coeficientul mediu de transfer termic:

$$\alpha = \bar{\alpha}_r = 0,38 \lambda \left(\frac{\text{grad } \sigma}{\eta^a R_0} \right)^{1/3}$$

Ecuația coeficientului mediu de transfer termic obținută în acest caz, dă valori mai mari cu 36% față de ecuația (3.121). Valoarea $R_1 = 3,3 R_0$ este însă mai mică decît cea obținută experimental, motiv pentru care, în continuare, s-a considerat prima ipoteză și rezultatele obținute cu ea.

3° Conform expresiilor coeficienților de transfer din cele două zone, zona cu microstrat și zona de influență a bulei de vapori, aceștia respectă proporționalitatea:

$$\alpha \sim \Delta T^{1/3}$$

Această proporționalitate vine în contradicție cu relația cunoscută, conform căreia:

$$\alpha \sim \Delta T^m$$

cu "m" cuprins între 1 și 3.

Dar, ținând cont de relația (3.124) se poate scrie:

$$\alpha \sim X_m$$

și

$$X_m \sim N$$

în care N este numărul centrelor active de pe suprafața de transfer.

Relația (2.21) indică proporționalitatea:

$$N \sim e^{-\frac{A}{T_p^3 \cdot \ln \frac{P_0}{P_v}}}$$

Cum: $\ln P_v \sim \frac{1}{T}$ și $\Delta T \sim T_p$, rezultă:

$$N \sim e^{-\Delta T_p^{-2}}$$

Prin dezvoltarea în serie a membrului drept din ultima relație și reținerea primilor doi termeni, ca fiind cei mai importanți se obține calitativ:

$$N \sim \Delta T^2$$

Deci, în final:

$$\alpha \sim N \cdot \Delta T^{7/3}$$

sau:

$$\alpha \sim \Delta T^{2,33}$$

Această ultimă relație este într-o perfectă concordanță cu ecuația cunoscută:

$$\alpha = 25,56 \Delta T^{2,33}$$

3.3.3. Evaluări numerice

Pentru o primă verificare a teoriei prezentate aici cu date experimentale, se va prezenta în continuare explicația variației temperaturii peretelui cald de sub bula de vapori cu raza. După cum s-a mai arătat, în /47/ și /54/ se raportează că pe cale experimentală s-a constatat creșterea temperaturii suprafeței calde de sub bula de vapori, în timpul staționării ei pe peretele solid, cu raza. Acest fenomen nu poate fi explicat pe baza modelelor fierberii nucleate prezentate în literatură.

Cu ajutorul modelului propus în această lucrare explicația este foarte simplă, și anume, că odată cu creșterea razei, coeficientul de transfer termic scade, iar temperatura peretelui crește.

În figura 3.5 se prezintă variația coeficientului de transfer termic din cele două zone, 1) cu microstrat și 2) de influență. Coeficientul de transfer local din zona cu microstrat $\alpha_{r,m}$ este calculat cu relația (3.53), iar coeficientul de transfer local din zona de influență a bulei de vapori cu relația (3.119).

Raza R_0 a bulei de vapori în momentul desprinderii a fost calculată cu ecuația lui Fritz (2.25). Proprietățile fizice au fost luate pentru apă la temperatura de 100°C . Pentru diferența de temperatură s-a considerat o valoare de 10 K . Valorile numerice ale celor doi coeficienți sînt prezentate în tabelul 3.2.

Analizînd valorile numerice din acest tabel se constată valori foarte mari ale coeficientului local de transfer termic în zona cu microstrat și de asemenea că $\alpha_{r,m} \rightarrow \infty$ dacă $r \rightarrow 0$. Aceasta este o deficiență a tuturor modelelor analitice de determinare a coeficientului de transfer prin metode de strat limită, din care face parte și cea utilizată aici. În realitate $\alpha_{r,m}$ nu poate lua o valoare infinită. Coeficienții locali din zona de influență a bulei au și ei valori mari. Aceasta poate explica, împreună cu rezultatul $R_1 = 5,6 R_0$ obținut în teorie și care indică o pondere mare a zonei de influență în aria totală de transfer, saltul mare al coeficientului de transfer termic la trecerea de la convecția naturală la fierberea nucleată incipientă. Este deci, după cum rezultă din această teorie, suficient un număr relativ mic de bule pe suprafața de fierbere pentru ca transferul termic să crească de cîteva ori.

Aceste două observații experimentale sînt argumente bune în favoarea plauzibilității modelului propus în această lucrare, pentru transferul termic la fierberea nucleată.

Coefficienții locali de transfer termic $\alpha_{r,m}$ și $\alpha_{r,i}$ [$W/(m^2K)$]

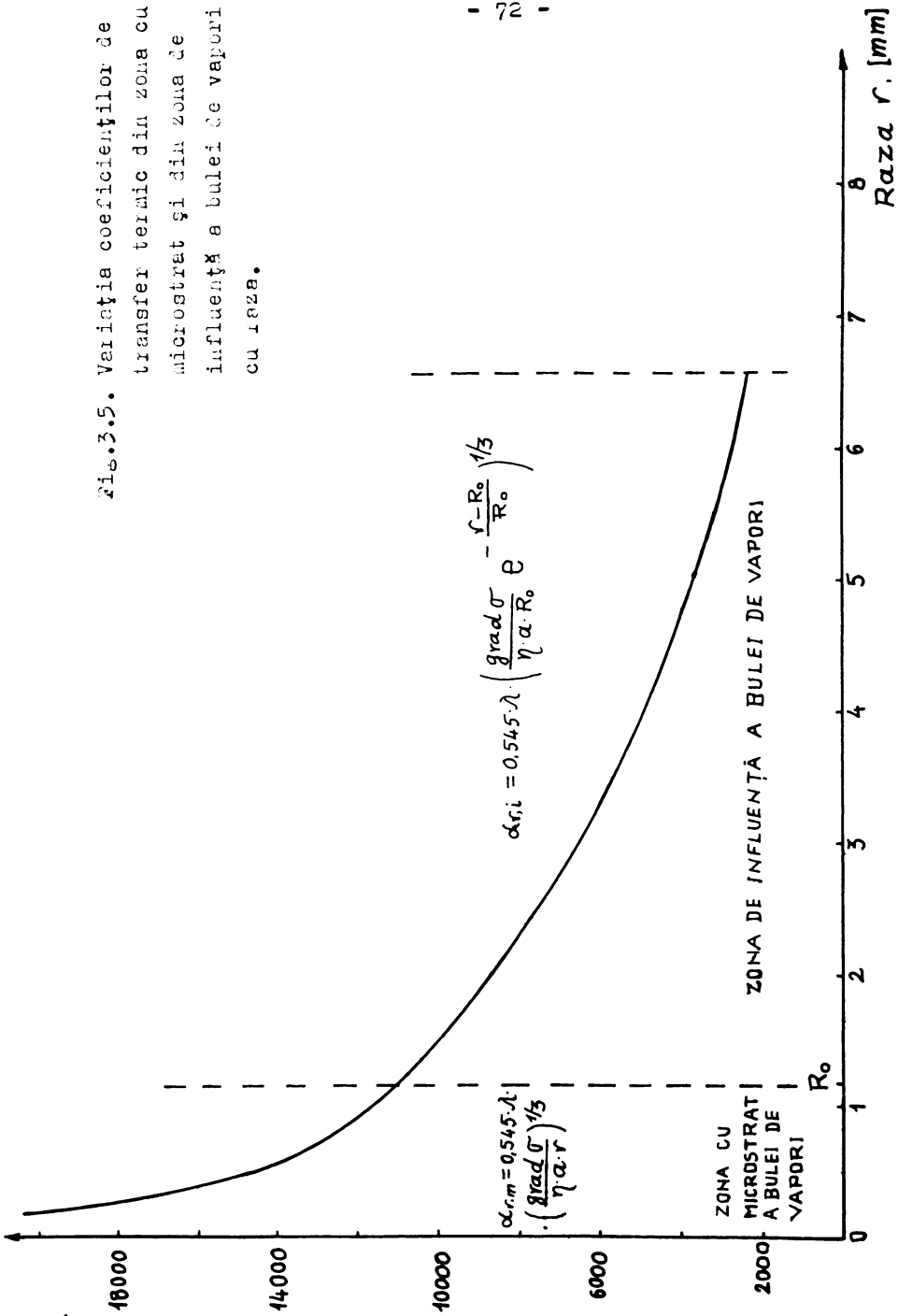


Fig.3.5. Variația coeficienților de transfer termic din zona cu microstrat și din zona de influență a bulei de vapori cu raza.

Tabelul nr. 3.2. Coeficienții locali de transfer termic din cele două zone ale bulei de vapori

Nr.	Raza $r \cdot 10^3$ /m/	Coef. de transf. din microstrat $\alpha_{r,m}$ /W/m ² K/	Coef. de transf. din zona de infl. $\alpha_{r,i}$ /W/m ² K/
1.	0,2	19909	-
2.	0,4	15806	-
3.	0,6	13809	-
4.	0,8	12548	-
5.	1,175	11040	11040
6.	2,0	-	8675
7.	3,0	-	6534
8.	4,0	-	4922
9.	5,0	-	3707
10.	6,58	-	2368

3.4. Profilul de temperatură în placa solidă de încălzire

Profilul de temperatură în placă solidă pe care are loc fierberea se obține prin integrarea ecuației conductivității în coordonate cilindrice:

$$\frac{\partial^2 T_p}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_p}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_p}{\partial z^2} = 0 \quad (3.125)$$

în următoarele condiții la limită:

$$z=0, r=r, T_p = T_0 = \text{const.}; \quad (3.126)$$

$$z=\delta, r=r, -\lambda \frac{\partial T_p}{\partial z} = \alpha_r \cdot (T_p - T_f); \alpha_r = cr^{-m} \quad (3.127)$$

$$r=0, z=z, \frac{\partial T_p}{\partial r} = 0; \quad (3.128)$$

$$r=L, z=z, \frac{T_p}{r} = 0 \quad (3.129)$$

Modelul fizic al problemei de mai sus este prezentat în figura 3.6.

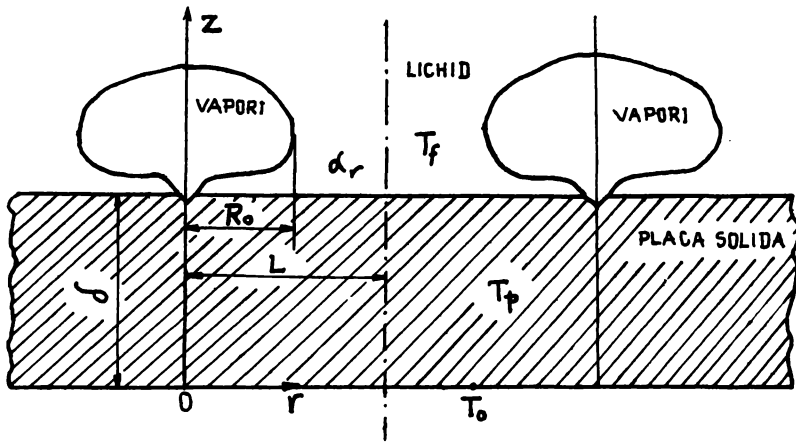


Fig.3.6. Modelul fizic și axele de coordonate

S-a notat cu δ grosimea plăcii de încălzire și cu L semidistanța dintre doi centri activi de pe placa de încălzire, pentru care se consideră o valoare medie constantă. Pentru soluționarea ecuației (3.125) se introduce o nouă variabilă, t , dată de relația:

$$t = T_p - T_0 \quad (3.130)$$

și se reformulează problema (3.125- 3.129) în noua variabilă. Ecuația (3.125) devine:

$$\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = 0 \quad (3.131)$$

iar condițiile la limită:

$$z=0, r=r, t=0 \quad (3.132)$$

$$z=\delta, r=r, -\lambda \frac{\partial t}{\partial z} = \alpha_r (t+T_0-T_f) \quad (3.133)$$

$$r=0, z=z, \frac{\partial t}{\partial r} = 0 \quad (3.134)$$

$$r=L, z=z, \frac{\partial t}{\partial r} = 0 \quad (3.135)$$

Ecuația (3.131) se rezolvă prin metoda separării variabilelor. Se caută o soluție de forma /63/, /64/, /65/:

$$t = R(r) \cdot Z(z) \quad (3.136)$$

cu care ecuația (3.131), devine:

$$R''Z + \frac{1}{r} \cdot R'Z + RZ'' = 0 \quad (3.137)$$

In urma separării variabilelor se obține:

$$\frac{R''Z + \frac{1}{R} R'}{R} = -\frac{Z''}{Z} = -\xi^2 \quad (\xi = \text{constant}) \quad (3.138)$$

din care rezultă două ecuații diferențiale de ordinul doi, și anume:

$$Z''(Z) - \xi^2 Z(z) = 0 \quad (3.139)$$

$$r^2 R''(r) + rR'(r) + r^2 \xi^2 R = 0 \quad (3.140)$$

Ecuația (3.139) are soluția generală de forma:

$$Z(z) = Ae^{\xi z} + Be^{-\xi z} \quad (3.141)$$

cu A și B, două constante arbitrare.

Ecuația (3.140) este ecuația Bessel de ordin zero și are soluția generală:

$$R(r) = C_1 J_0(\xi r) + C_2 N_0(\xi r) \quad (3.142)$$

în care:

$C_1, C_2 =$ constante de integrare;

$J_0(\xi r) =$ funcția Bessel de speța I și ordin zero;

$N_0(\xi r) =$ funcția Bessel de speța II și ordin zero.

Constantele A, B, C_1, C_2 se determină cu ajutorul condițiilor la limită.

Din condiția limită (3.134) rezultă, pentru $r=0$:

$$\left[-\xi C_1 J_1(\xi r) - \xi C_2 N_1(\xi r) \right]_{r=0} = 0 \quad (3.143)$$

Din condiția limită (3.135) se obține pentru $r=L$:

$$-\xi C_1 J_1(\xi L) \left[Ae^{\xi L} + Be^{-\xi L} \right] = 0 \quad (3.144)$$

Pentru a evita soluția banală obținută, pentru cazul

$A = B = 0$, trebuie pusă condiția:

$$J_1(\xi L) = 0 \quad (3.145)$$

Cum $\xi L > 0$, va trebui ca ξL să fie rădăcinile funcției Bessel

de speța I și ordinul 1, $J_1(x)$. Deci:

$$\xi L = x_n; \quad n=1, 2, 3, \dots \quad (3.146)$$

x_n fiind rădăcinile funcției $J_1(x)$.

Cum ecuația $J_1(x)$ are o infinitate numărabilă de rădăcini, rezultă și pentru ξ o infinitate de valori proprii, formînd un spectru discret:

$$\xi = \left\{ \xi_n / \xi_n = \frac{x_n}{L}; \quad J_1(x_n) = 0; \quad n=1, 2, \dots \right\} \quad (3.147)$$

Funcțiile proprii corespunzătoare valorilor proprii ξ_n , sînt:

$$t_n(r, z) = J_0\left(\frac{x_n r}{L}\right) \left[A_n e^{\frac{x_n}{L} z} + B_n e^{-\frac{x_n}{L} z} \right] \quad (3.148)$$

Aplicînd principiul suprapunerii soluțiilor, se obține:

$$t(z, r) = \sum_{n=1}^{\infty} \left[A_n e^{\frac{x_n}{L} z} + B_n e^{-\frac{x_n}{L} z} \right] \cdot J_0\left(\frac{x_n}{L} r\right) \quad (3.149)$$

Coefficienții A_n și B_n din această expresie se obțin prin utilizarea condițiilor la limită (3.132) și (3.133).

Din prima condiție limită rezultă:

$$B_n = -A_n \quad (3.150)$$

Rezultă deci pentru ecuația (3.149), revenind la variabila T_p :

$$T_p(r, z) = T_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \operatorname{Sh}\left(\frac{x_n}{L} z\right) J_0\left(\frac{x_n}{L} r\right) \quad (3.151)$$

Din condiția limită (3.133), rezultă următoarea relație:

$$\begin{aligned} -\lambda_p \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{x_n}{L} \operatorname{ch}\left(\frac{x_n}{L} \delta\right) J_0\left(\frac{x_n}{L} \delta\right) &= \\ = 2\alpha_r \sum_{n=1}^{\infty} A_n \operatorname{sh}\left(\frac{x_n}{L} \delta\right) J_0\left(\frac{x_n}{L} r\right) + (T_0 - T_f)\alpha_r & \end{aligned} \quad (3.152)$$

Pentru determinarea constantei A_n , se înmulțește ecuația (3.152) cu $r \cdot J_0\left(\frac{x_n}{L} r\right)$ și se integrează între $r=0$ și $r=L$, /66/, /67/, /68/, /69/.

Se obține:

$$\begin{aligned} -\lambda_p A_n \frac{x_n}{L} \operatorname{ch}\left(\frac{x_n}{L} \delta\right) \int_0^L r \cdot J_0\left(\frac{x_n}{L} r\right) \cdot J_0\left(\frac{x_n}{L} r\right) dr &= \\ = 2 A_n \operatorname{sh}\left(\frac{x_n}{L} \delta\right) \int_0^L \alpha_r \cdot r \cdot J_0\left(\frac{x_n}{L} r\right) \cdot J_0\left(\frac{x_n}{L} r\right) dr + \\ + (T_0 - T_f) \int_0^L \alpha_r \cdot r \cdot J_0\left(\frac{x_n}{L} r\right) dr & \end{aligned} \quad (3.153)$$

Asupra integralelor ce apar în relația (3.153) trebuie făcute unele precizări. Integrala din membrul stîng se notează cu $K_{1,n}$ și are valoarea:

$$K_{1,n} = \int_0^L r \cdot J_0\left(\frac{x_n}{L} r\right) \cdot J_0\left(\frac{x_n}{L} r\right) dr = \frac{L^2}{2} J_0''(x_n) J_0(x_n) \quad (3.154)$$

În cele două integrale din membrul drept α_r este definit prin expresii diferite pentru regiunea corespunzătoare zonei cu microstrat și pentru regiunea corespunzătoare zonei de influență a bulei:

$$\alpha_r = \begin{cases} C \cdot r^{-\frac{1}{3}} & \text{pentru } 0 < r \leq R_0 \\ D \cdot e^{-\frac{4,6}{3}r} & \text{pentru } R_0 < r \leq L \end{cases} \quad (3.155)$$

$$C = 0,373 \lambda \left(\frac{\text{grad} \sigma}{\eta \cdot a} \right)^{1/3} \quad (3.156)$$

$$D = 0,62 \lambda \left(\frac{\text{grad} \sigma}{\eta \cdot a} \frac{e}{R_1 - R_0} \right)^{1/3} \quad (3.157)$$

În (3.157), $e=2,731\dots$

Deci:

$$K_{2,n} = \int_0^L \alpha_r \cdot r \cdot J_0\left(\frac{x_n}{L}r\right) J_0\left(\frac{x_n}{L}r\right) dr = \int_0^{R_0} C r^{\frac{2}{3}} J_0\left(\frac{x_n}{L}r\right) J_0\left(\frac{x_n}{L}r\right) dr + \int_{R_0}^L D r e^{-\frac{4,6}{3}r} J_0\left(\frac{x_n}{L}r\right) J_0\left(\frac{x_n}{L}r\right) dr \quad (3.158)$$

Soluționînd cele două integrale din membrul doi al ecuației (3.158), se obține:

$$K_{2,n} = C \frac{R_0^{5/3}}{2} J_0\left(\frac{x_n}{L}R_0\right) \cdot J_0''\left(\frac{x_n}{L}R_0\right) + D \left[e^{-\frac{4,6}{3}L} \frac{L^2}{2} J_0(x_n) J_0''(x_n) - e^{-\frac{4,6}{3}R_0} \frac{R_0^2}{2} J_0\left(\frac{x_n}{L}R_0\right) \cdot J_0''\left(\frac{x_n}{L}R_0\right) \right] \quad (3.159)$$

Ultima integrală este:

$$K_{3,n} = \int_0^L \alpha_r \cdot r \cdot J_0\left(\frac{x_n}{L}r\right) dr = \int_0^{R_0} C r^{\frac{2}{3}} J_0\left(\frac{x_n}{L}r\right) dr + \int_{R_0}^L D r e^{-\frac{4,6}{3}r} J_0\left(\frac{x_n}{L}r\right) dr = C \frac{R_0^{5/3}}{x_n} J_{2/3}\left(\frac{x_n}{L}R_0\right) + K_{4,n} \quad (3.160)$$

in care:

$$\begin{aligned}
 K_{4,n} &= \int_{R_0}^L D r e^{-\frac{4,6}{3}r} J_0\left(\frac{x_n}{L}r\right) dr = \\
 &= D \cdot \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{\left(\frac{x_n}{2L}\right)^k}{(k!)^2} e^{-\frac{4,6}{3}L} \left[\left(\frac{3L}{-4,6}\right)^{k+1} + \sum_{p=1}^{k+1} (-1)^p \frac{(k+1) \cdot k \cdots (k+1-p+1)}{\left(-\frac{4,6}{3}\right)^{p+1}} \cdot L^{k+1-p} \right] - \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{\left(\frac{x_n}{2L}\right)^k}{(k!)^2} e^{-\frac{4,6}{3}R_0} \cdot R_0^{k+1-p} \\
 &\cdot \left[\left(\frac{3R_0}{-4,6}\right)^{k+1} + \sum_{p=1}^{k+1} (-1)^p \frac{(k+1) \cdot k \cdots (k+1-p+1)}{\left(-\frac{4,6}{3}\right)^{p+1}} \cdot R_0^{k+1-p} \right]
 \end{aligned} \tag{3.161}$$

Din relațiile (3.153-3.161) rezultă:

$$A_n = - \frac{(T_0 - T_f) \cdot K_{3,n}}{\lambda_p \frac{x_n}{L} \operatorname{ch}\left(\frac{x_n \delta}{L}\right) \cdot K_{1,n} + 2 \operatorname{Sh}\left(\frac{x_n \delta}{L}\right) \cdot K_{2,n}} \tag{3.162}$$

Profilul de temperatură în placa solidă pe care are loc fierberea are deci expresia:

$$T_p(z, r) = T_0 - 2 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(T_0 - T_f) K_{3,n} \operatorname{sh}\left(\frac{x_n}{L}z\right) J_0\left(\frac{x_n}{L}r\right)}{\lambda_p \frac{x_n}{L} \operatorname{ch}\left(\frac{x_n \delta}{L}\right) K_{1,n} + 2 \operatorname{sh}\left(\frac{x_n \delta}{L}\right) \cdot K_{2,n}} \tag{3.163}$$

In care:

λ_p = conductivitatea termică a peretelui.

Expresia (3.163) verifică condițiile la limită (3.126-3.129). Ea a fost obținută și este valabilă pentru cazul în care încălzirea se face cu un mediu de temperatură constantă (încălzire cu abur).

Relația (3.163) indică variația temperaturii suprafeței solide calde în sensul creșterii temperaturii odată cu raza, după cum s-a mai amintit că a fost observat experimental și explicat cantitativ pe baza acestui model, la paragraful 3.3.3.

4. ARGUMENTE EXPERIMENTALE SI EVALUARI NUMERICE IN FAVOAREA MODELULUI PROPUȘ

Modelul fizic propus pentru modelarea procesului de transfer termic la fierberea unui lichid și prezentat în capitolul anterior a fost imaginat pe baze teoretice și în ideea de a răspunde într-o cât mai mare măsură observațiilor experimentale întilnite în literatură și care nu pot fi explicate de modelele propuse de alți autori. Apare în mod natural întrebarea dacă modelul fizic imaginat este sau nu real.

În acest capitol vor fi prezentate trei tipuri de experiențe, efectuate în Laboratorul de Transfer Termic al Catedrei de Inginerie Chimică din Institutul Politehnic București, care atestă plauzibilitatea modelului propus pentru fierberea nucleată a unui lichid.

De asemenea vor fi prezentate calcule numerice ale profilului vitezei lichidului în microstrat și ale parametrilor transferului termic, efectuate cu ajutorul relațiilor rezultate din soluționarea modelului și comparații cu date experimentale proprii și din literatură.

În finalul acestui capitol se va face o discuție despre influența presiunii asupra transferului termic la fierberea nucleată, prin prisma relației presiune-tensiune interfacială.

4.1. Evidențierea circulației lichidului adiacent bulei de vapori

este prima din cele trei experiențe ce va fi prezentată.

Pentru realizarea acesteia a fost concepută, proiectată și realizată instalația experimentală prezentată în figura 4.1. Este alcătuită dintr-un recipient de fierbere în formă cilindrică, cu diametrul de 100 mm și înălțimea de 80 mm, cu axa orizontală și închis etanș la capete cu două capace plane din sticlă termorezistentă. În acest recipient s-a introdus o bară de cupru cu diametrul de 1,5 mm, în poziție verticală, a cărei față superioară constituie suprafața de fierbere. Căldura necesară fierberii ajunge la suprafața de fierbere prin conducție în lungul barei, de la o rezistență electrică înfășurată pe porțiunea sa inferioară.

La capătul superior al barei s-au montat cinci termocuple cupru-constantan, care măsoară temperatura în cinci puncte diferite. Porțiunea de bare care este introdusă în recipientul de fierbere este izolată termic cu o rășină epoxidică, ce realizează pe de o parte fierberea lichidului numai pe suprafața de fierbere dorită, iar pe de altă parte asigură valori mari ale fluxului termic transferat în lungul barei.

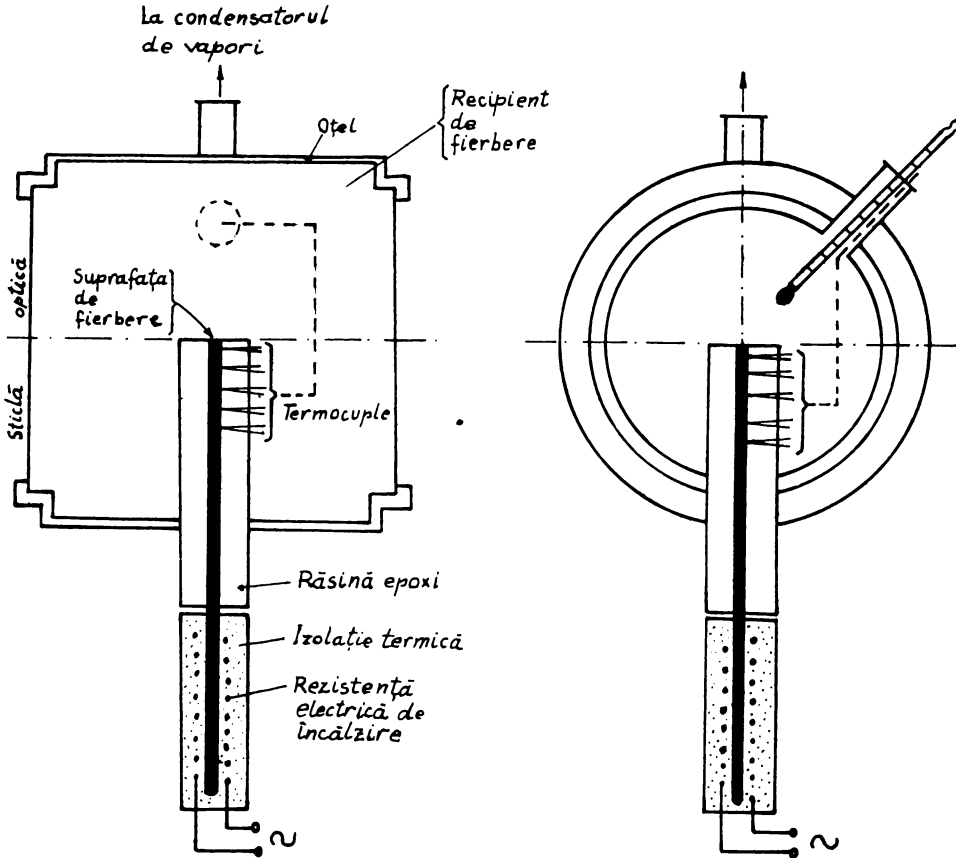


Fig.4.1. Schema instalației experimentale

Această instalație a fost montată pe un banc optic, alcătuit dintr-o sursă de lumină, un sistem de lentile optice și un ecran pe care se proiectează imaginea mărită a bulelor de vapori în timpul fierberii, fig.4.2.

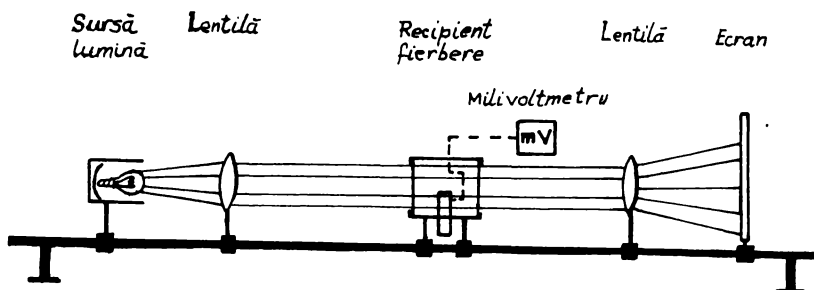


Fig.4.2. Schema montajului optic

Modul de operare a instalației experimentale

În recipientul de fierbere se introduce apă distilată care este adusă la temperatura de fierbere cu ajutorul unei surse de radiații calorice plasată în exterior lângă peretele de oțel al recipientului. Se pune sub tensiune rezistența electrică de încălzire a barei de cupru prin intermediul unui auto-transformator. Cu ajutorul termometrului se urmărește ca temperatura apei să fie permanent de 100°C , reglându-se în mod corespunzător încălzirea exterioară. Se pune sub tensiune sursa de lumină de pe bancul optic și se poziționează lentilele și ecranul, astfel, încât pe ecran să se formeze o imagine mărită și clară a procesului fierberii pe suprafața caldă.

Primul scop al cercetării experimentale este punerea în evidență a hidrodinamicii lichidului din zona de influență a bulei de vapori, investigarea zonei cu microstrat nu a fost posibilă deoarece dotarea actuală a Laboratorului de Transfer Termic al Catedrei de Inginerie Chimică din I.P.B. nu permite acest lucru.

A. Pentru vizualizarea liniilor de curent s-au introdus trasori constituiți din particule solide de poliacrolorură de vinil de culoare neagră și dimensiuni de aproximativ 1 mm. Circulația lor a fost observată foarte bine pe ecranul bancului optic și este identică cu cea propusă în modelul fizic, fig.3.2.

Această circulație a fost înregistrată pe peliculă cinematografică, utilizând o instalație puțin modificată. Modificarea constă în înlocuirea recipientului de fierbere prezentat anterior cu un tub cilindric din sticlă termorezistentă pe care s-a înfășurat o rezistență electrică cu ajutorul căreia se aduce și se menține apa la temperatura de fierbere, fig.4.3. Filmarea a fost făcută printr-o lupă care mărește imaginea de 10 ori.

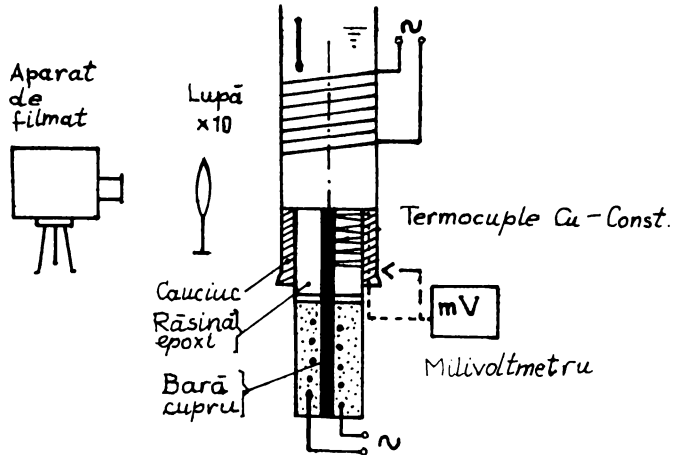


Fig.4.3. Schema instalației pentru înregistrarea pe peliculă cinematografică a hidrodinamicii lichidului în zona de influență a bulei de vapori.

Proiectarea acestui film a permis identificarea circulației lichidului. Această circulație este, într-adevăr, cea prezentată în modelul fizic propus, fig.3.2.

În fig.4.4 se reproduce o secvență din acest film, din care se observă celula rotitoare (1) din zona de influență și cea datorată antrenării lichidului de bulele de vapori în ascensiune (2).

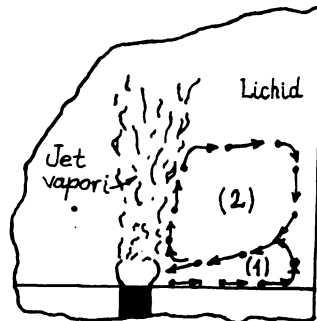


Fig.4.4. Imaginea circulației lichidului vizualizată cu trasori de policlorură de vinil. (1) celula rotitoare din zona de influență; (2) celula rotitoare produsă de curgera din urma bulei în ascensiune

B. Certitudinea refulării centrifuge a lichidului din zona cu microstrat și continuarea curgerii lui într-o mișcare decelerată de-a lungul zonei de influență a bulei a fost obținută prin următorul experiment. S-a lucrat cu instalația prezentată în figura 4.3., la valori nu prea mari ale diferenței de temperatură ($\Delta T \approx 10 \text{ K}$), pentru a nu se produce o agitație prea puternică a lichidului.

În apă s-a introdus praf de cretă (CaCO_3) care a sedimentat pe suprafața orizontală formată din izolația care înconjoară bara de cupru.

Culoarea izolației fiind neagră s-a putut observa că depunerea particulelor de praf de cretă (CaCO_3), de culoare albă, s-a făcut doar de la o rază de $\approx 8 \text{ mm}$, culoarea albă cîștigînd în intensitate pe măsură ce crește raza. Acest fapt nu se poate explica decît prin aceea că la raze mici, unde viteza lichidului este mare, particulele de CaCO_3 sînt îndepărtate, acestea nereușind să se depună decît la raze suficient de mari la care viteza lichidului s-a micșorat îndeajuns de mult, încît să permită sedimentarea lor. Rezultatul $R_1 = 8 \text{ mm}$ este practic identic cu cel obținut cu ecuația (3.118),

$R_1=7,84$ mm (pentru $R_0=1,4$ mm). In fig.4.5. se prezintă imaginea acestui fenomen.

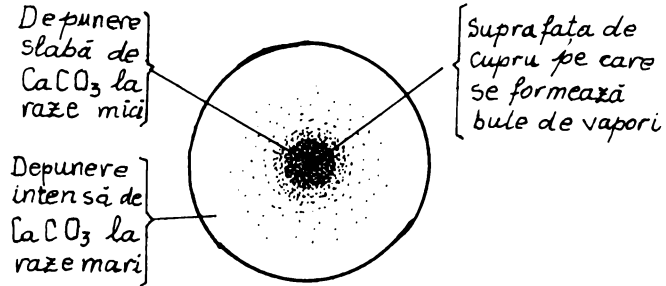


Fig.4.5. Vizualizarea zonei de influență cu pulbere de CaCO₃

4.2. Calculul profilului vitezei lichidului din microstrat

Măsurarea experimentală a vitezei lichidului în microstrat, în vederea comparării cu ecuația obținută teoretic, este o problemă dificilă și nu ne-am propus un asemenea scop. O discuție însă asupra profilului vitezei obținut prin calcul servește la întregirea și clarificarea mai clară a imaginii modelului prezentat.

Profilul vitezei lichidului în microstrat s-a calculat cu relația (3.8), în care s-au folosit date numerice comparabile cu cele din literatură, /47/, /49/, /107/, și anume: $h=0,6$ mm grad $=0,7$ N/m² (corespunzător unei diferențe de temperatură T_p-T_f de 5 K), $R_0=1,4$ mm.

Cu aceste valori numerice s-a obținut profilul de viteză prezentat în figura 4.6. Pentru vitezele W_{max} și W'_{max} ale lichidului s-au obținut valorile: $W_{max}=0,21$ m/s și $W'_{max}=0,32$ m/s. Timpul necesar unui element de fluid din microstrat pentru a face o rotație este, cu aceste valori ale vitezelor maxime de 0,10 secunde. Cum timpul de staționare a unei bule pe suprafața de încălzire este de aproximativ 0,06 secunde, rezultă că un element de lichid poate efectua aproximativ 6 rotații în această perioadă.

Acest rezultat este un bun argument în favoarea ipo-

tezei simplificatoare de staționaritate a procesului.

Calculând grosimea maximă a stratului limită termic din ecuația de definiție a coeficientului de transfer de căldură:

$$\delta = 1,5 \frac{\lambda}{\alpha}$$

rezultă $\delta_{\max} = 0,125$ mm, o grosime considerabil mai mică, decât cea a microstratului. Acest rezultat confirmă ipoteza simplificatoare 3) de la punctul 3.2.1. În calculul lui δ_{\max} s-a utilizat pentru α valoarea $8210 \text{ W/m}^2\text{K}$, rezultată din relația (3.53).

Cu relația (3.85), obținută în /51/, rezultă pentru grosimea microstratului $h = 8 \cdot 10^{-5}$ m. Cu această valoare a grosimii microstratului (celelalte valori numerice rămânând constante) un element de fluid din microstrat execută un număr de 3 rotații în timpul staționării bulei de vapori pe suprafața caldă. Și în acest caz ipoteza de staționaritate a procesului poate fi acceptată.

În acest al doilea exemplu numeric însă grosimea maximă a stratului limită termic depășește grosimea microstratului ($\delta_{\max} = 1,25 \cdot 10^{-4} > h = 8 \cdot 10^{-5}$), fapt ce nu poate fi real deoarece stratul limită hidrodinamic se formează numai pe o anumită porțiune din grosimea microstratului, valoarea maximă a grosimii sale fiind egală cu h_0 .

Indiferent însă de valoarea grosimii microstratului ($\approx 10^{-4}$ m sau $\approx 10^{-5}$ m), se poate afirma că ideea existenței unei circulații complexe a lichidului din microstrat generată de gradientul tensiunii superficiale, ce ia naștere la interfața vaporilor-lichid, poate fi acceptată deoarece, după cum rezultă din aceste calcule, forțele de vâscozitate nu pot bloca această curgere.

4.3. Determinarea experimentală a parametrilor transferului termic la fierberea nucleată

În conformitate cu modelul fizic propus, suprafața de transfer termic este împărțită în două zone distincte, zona cu microstrat și zona de influență a bulei de vapori. În experiențele ce vor fi prezentate mai jos s-a urmărit determinarea caracteristicilor transferului termic la fierberea nucleată a unui lichid pe o suprafață numai cu zona cu microstrat și pe o suprafață normală (cu ambele zone).

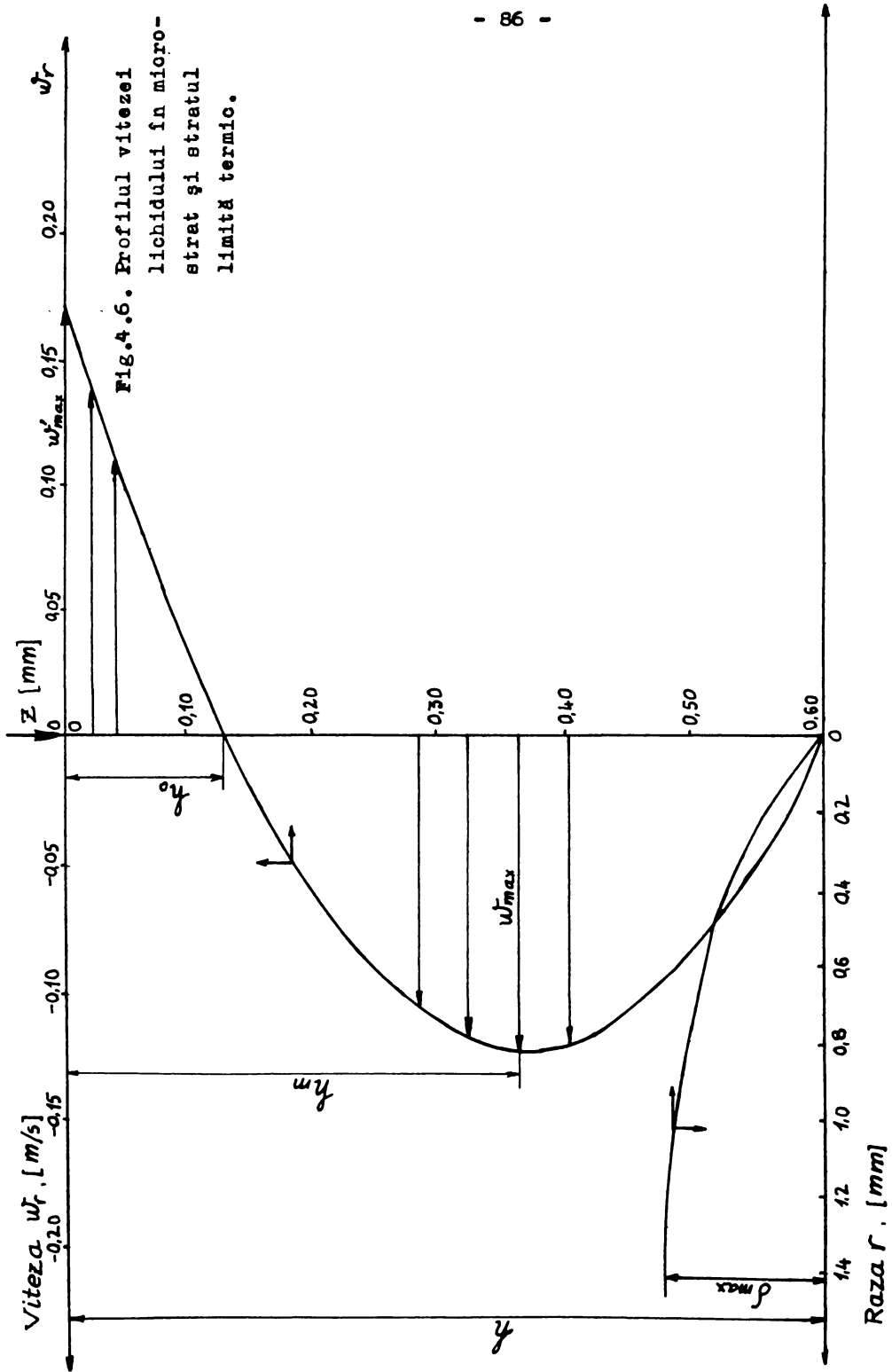


Fig.4.6. Profilul vitezei lichidului în microstrat și stratul limită termic.

A. Pentru determinarea parametrilor transferului termic în zona cu microstrat s-a lucrat cu instalația prezentată în figura 4.3., a cărei suprafață de transfer termic este mică și aproximativ egală cu suprafața bazei bulei de vapori în momentul desprinderii de pe suprafața solidă. Instalația experimentală a fost construită în trei variante ce diferă între ele prin diametrul barei de cupru. S-a lucrat cu diametre de 1, 1,5 și 2 mm. Deoarece suprafața de fierbere este mică, nu se poate forma decât un singur centru de nucleație și întreaga suprafață este de fapt zona cu microstrat a bulei de vapori.

S-a lucrat cu apă distilată la presiunea atmosferică, în domeniul de diferență de temperatură, $\Delta T = T_p - T_f$, caracteristic fierberii nucleate, 7 ± 20 K.

Pentru diverse puteri ale rezistenței de încălzire s-a măsurat experimental profilul temperaturii de-a lungul barei de cupru cu ajutorul celor cinci termocuple montate pe bară. Termocuplul de referință a fost plasat în afara vasului. Prin reprezentarea grafică a temperaturii în lungul barei funcție de distanța de la suprafața de fierbere s-au obținut curbe de genul celei prezentate în figura 4.7. S-a trasat tangenta la curbă în origine, a cărei pantă reprezintă valoarea numerică a gradientului temperaturii la suprafața de fierbere.

Conform legii lui Fourier, fluxul termic unitar transferat este dat de expresia:

$$q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial X}$$

În această ecuație s-au introdus valorile conductivității termice a cuprului ($380 \frac{\text{W}}{\text{m K}}$) și respectiv ale gradientului de temperatură la suprafața de fierbere și s-a obținut fluxul termic unitar transferat.

Valoarea temperaturii suprafeței de fierbere, T_p , s-a obținut prin extrapolarea profilului de temperatură în lungul barei la $X = 0$. Temperatura de fierbere, T_f , a lichidului a fost măsurată cu un termometru introdus în vasul de fierbere.

Coeficientul de transfer termic la fierbere s-a calculat cu relația:

$$\alpha = \frac{q}{T_p - T_f}$$

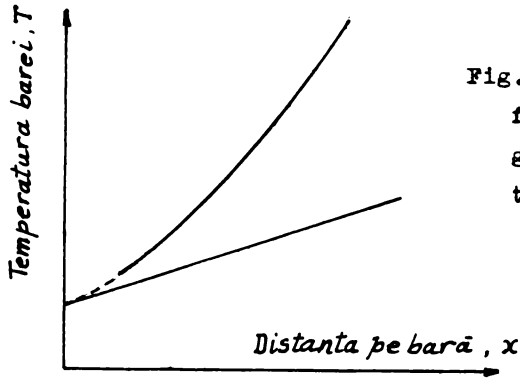


Fig.4.7. Determinarea grafică a temperaturii T_p și gradientului de temperatură

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0}$$

Datele experimentale obținute, precum și cele calculate cu ecuația (3.55) din modelul teoretic, pentru zona cu microstrat:

$$\alpha = 0,818 \lambda \left(\frac{\text{grad } \sigma}{\eta \cdot R_0} \right)^{1/3}$$

sînt trecute în tabelule 4.1, 4.2 și 4.3. În această ecuație proprietățile fizice ale apei sînt luate la temperatura de fierbere, iar pentru R_0 s-au luat valorile razelor celor trei bare de cupru: 0,5; 0,75 și 1 mm.

În fig.4.8. sînt reprezentate grafic datele experimentale, curbele 1,3 și 5 precum și cele teoretic calculate, dreptele 2,4 și 6.

Din analiza acestor curbe se pot trage următoarele concluzii:

1. Coeficienții de transfer de căldură obținuți experimental pe cele trei suprafețe, cu diametrele de 1; 1,5 și 2 mm, scad cu creșterea diametrului. Modelul teoretic prevede proporționalitatea coeficientului de transfer cu $R_0^{-2/3}$.

Calitativ modelul concordă deci cu realitatea în această privință.

2. Datele calculate cu ecuația teoretică, rezultată din model, sînt reprezentate de dreptele paralele 2, 4 și 6, care au panta $1/3$.

În cazul fierberii pe suprafața cu diametrul de 1mm s-a obținut cea mai mare abatere între datele experimentale și cele teoretic calculate. În celelalte două cazuri abaterile sînt satisfăcătoare, pe prime porțiuni a domeniului de diferență de temperatură abaterea este pozitivă, iar pe cea

Tabelul 4.1. Date experimentale și calculate obținute la fierberea nucleată a apei distilate la presiunea atmosferică pe o suprafață de cupru cu diametrul de 1 mm, așezată orizontal

Nr.	Dif.de	Fluxul termic	Coef.de transf.	Coef.de transf.
	temperat.	unitar	termic exp.	termic teoretic
	ΔT	$q \cdot 10^{-5}$	$\alpha_{exp.}$	$\alpha_{calc.}$
	/ K /	/W/m ² /	/W/m ² .K/	/W /m ² . K /
1.	8,75	1,577	18020	27860
2.	10,25	2,071	20200	29370
3.	10,5	2,28	21720	29600
4.	12,25	2,85	23265	31168
5.	13	2,945	22654	31790
6.	14	2,432	19000	32585
7.	14,5	3,99	27517	32968
8.	16	4,56	28500	34067
9.	17,5	4,465	25514	35100
10.	18	5,70	31667	35429
11.	18,25	4,275	23425	35590
12.	19,5	4,56	23385	36387
13.	20,8	6,73	32336	36387
14.	21,25	4,562	21460	37440

de-a doua abatere este negativă față de datele obținute experimental.

Abaterea mare existentă în cazul celei mai mici suprafețe se datorește probabil faptului că diametrul bulei de vapori în momentul desprinderii este mai mare, decât diametrul suprafeței pe care crește bula (fenomen observat experimental) și care a fost luat în calcul.

O altă cauză, care decurge tot din diferența dintre diametrul suprafeței de transfer și diametrul bulei de vapori, este aceea că lichidul refluxat de la baza bulei se deplasează pe o lungime mai mică pe suprafața caldă, supra-

Tabelul 4.2. Date experimentale și calculate obținute la fierberea nucleată a apei distilate la presiunea atmosferică pe o suprafață de cupru cu diametrul de 1,5 mm, așezată orizontal

Nr.	Dif.de tempe- rat ΔT /K/	Fluxul termic unitar $q \cdot 10^{-5}$ /W/m ² /	Coef.de transf. termic exp. $\alpha_{exp.}$ /W/m ² .K/	Coef de transf. termic teoretic $\alpha_{calc.}$ /W/m ² .K/
1.	10	1,7724	17720	22240
2.	12	2,592	21600	23630
3.	13	3,420	26310	24270
4.	14	3,3915	24225	24870
5.	15,2	4,0376	26560	25560
6.	16,5	4,389	26600	26270
7.	17,2	5,225	30380	26640
8.	17,5	4,9767	28440	26790
9.	19,2	5,2725	27460	27630
10.	21,8	6,4210	29450	28830
11.	23,8	7,2690	30540	29680
12.	25,8	8,1786	31700	30490
13.	27,2	8,731	32100	31030
14.	8,4	1,2636	15050	20980

încălzindu-se mai puțin. Din acest motiv, interfața vapori-lichid este alimentată cu un lichid care are o temperatură de supraîncălzire mai mică, decât în celelalte două situații. Aceasta conduce la micșorarea valorii gradientului tensiunii superficiale și în final la scăderea coeficientului coeficientului de transfer termic.

3. Avînd în vedere concordanța relativ bună între datele teoretice și cele experimentale obținute pentru suprafețele cu diametrele de 1,5 și 2 mm (apropiate de razele bulelor de vapori formate), la care abaterile sînt de $\pm 12\%$ pentru diametrul de 2 mm și $+ 39,5\%$ și $- 3\%$ pentru diametrul de 1,5 mm, se poate afirma că modelul teoretic este în concordanță cu realitatea.

Tabelul 4.3. Date experimentale și calculate obținute la fierberea nucleată a apei distilate la presiunea atmosferică pe o suprafață de cupru cu diametrul de 2 mm, așezată orizontal

Nr.	Dif. de temperat.	Fluxul termic unitar	Coef. de transf. termic exp.	Coef de transf. termic teoretic
	ΔT /K/	$q \cdot 10^{-5}$ /W/m ² .K/	$\alpha_{exp.}$ /W/m ² .K/	$\alpha_{calc.}$ /W/m ² .K/
1.	10,4	1,7276	16612	18600
2.	12,75	2,1850	17137	19900
3.	15,75	3,325	21100	21360
4.	16,3	3,588	22000	21600
5.	17	3,320	19530	21900
6.	18,4	3,767	20470	22493
7.	19,2	4,484	23350	22800
8.	20,3	5,276	25990	23240
9.	22	6,160	28000	23870
10.	25	6,8135	27250	24900
11.	26,5	9,025	34060	25400
12.	28	7,280	26000	25870
13.	30	8,250	27500	26470
14.	33	10,243	31040	27320

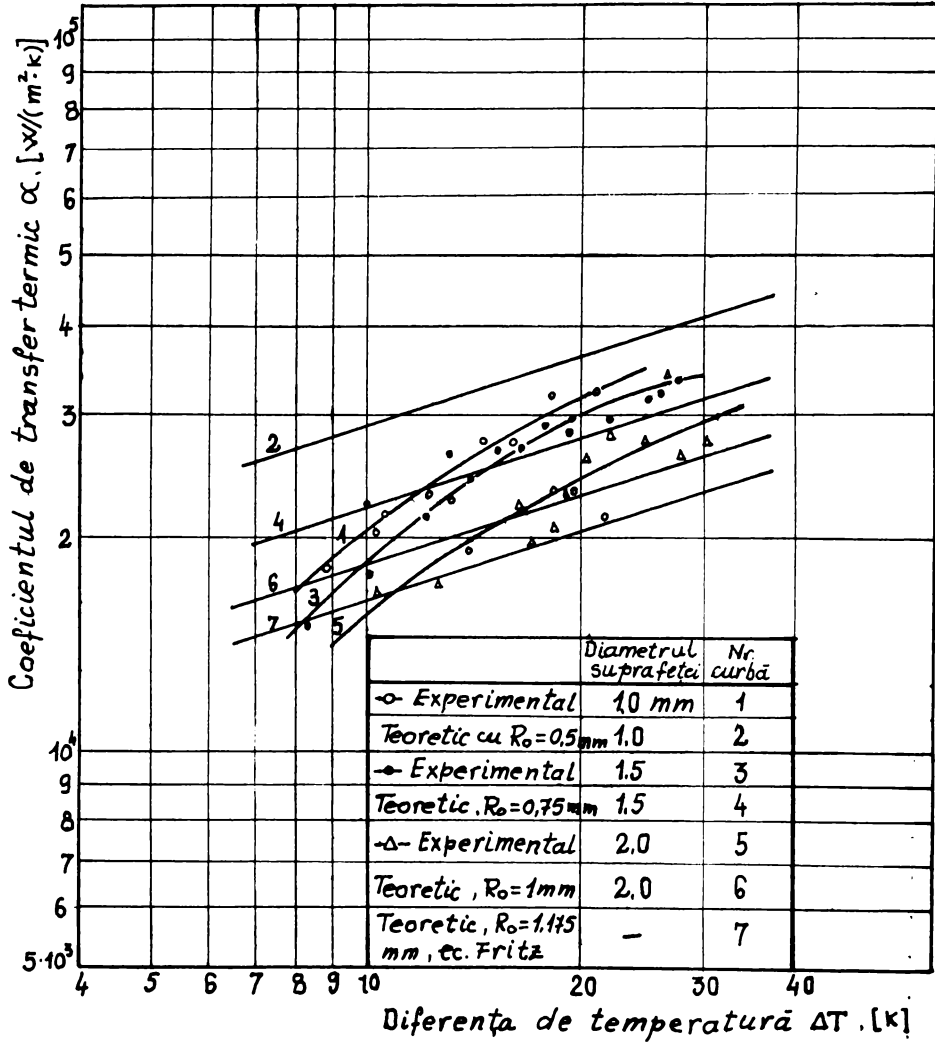


Fig. 4.8. Verificarea modelului teoretic al zonei cu microstrat cu date experimentale proprii.

B. Determinarea experimentală a parametrilor transferului termic la fierberea nucleată pe o suprafață normală

În cea de a doua experiență, ce va fi prezentată în continuare, de determinare a parametrilor transferului termic la fierberea nucleată, s-a lucrat cu o instalație experimentală construită pe același principiu de la paragraful 4.1., dar a cărei bară de cupru, deci suprafața de fierbere, are diametrul de 5 mm. Pe această suprafață s-au putut forma mai multe centre active de nucleație, astfel, încît pe ea să coexiste cele două zone: zona cu microstrat și zona de influență a bulei de vapori. În mod intenționat nu s-a ales o suprafață mai mare pentru ca numărul de centre active să fie foarte mic și deci ușor de controlat și pentru temperaturi mai mari ale suprafeței de fierbere.

S-a lucrat cu apă distilată la presiunea atmosferică și pe un domeniu al diferenței de temperatură $\Delta T = T_p - T_f$, pînă la 32 K.

Datele experimentale obținute au fost prelucrate în același mod ca cel prezentat la experiența de la punctul A și sînt prezentate în tabelul nr.4.4.

Cu datele din tabelul 4.4. s-a construit curba fierberii $\lg \alpha - \lg \Delta T$, prezentată în figura 4.9, pe care au fost trecute atît datele experimentale, cît și cele calculate pe baza modelului.

Pentru calculul coeficientului de transfer termic α_{calc} s-a procedat în felul următor:

- s-a calculat coeficientul de transfer termic pentru zona cu microstrat α_m cu relația (3.55) rezultată din model:

$$\alpha_m = 0,818 \left(\frac{\text{grad } \sigma}{\eta \cdot R_0} \right)^{1/3}$$

- s-a calculat coeficientul de transfer termic pentru zona de influență a bulei α_1 cu relația (3.121) rezultată din model:

$$\alpha_1 = 0,279 \left(\frac{\text{grad } \sigma}{\eta \cdot R_0} \right)^{1/3}$$

- s-a calculat fracția din suprafața totală ocupată de

Tabelul 4.4. Date experimentale de transfer termic la fierberea apei distilate pe o suprafață de cupru orizontală cu diametrul de 5 mm la presiunea atmosferică.

Nr. de temp.	Diferența $\Delta T = T_p - T_f$ /K/	Fluxul termic unitar q /W/m ² /	Coef.de transf. experimental $\alpha_{exp.}$ /W/m ² .K/	Coef.de transf. calculat $\alpha_{calc.}$ /W/m ² .K/	Observații
1.	8	62640	7830	8940	2 centre active +2 f.fine pe marginie
2.	10	96340	9630	9630	2 centre active +3 f.fine pe marginie
3.	12	122400	10200	13100	3 centre active +1 f.fin pe marginie
4.	13	162550	12500	13460	1 d e m
5.	15	209450	13960	14110	1 d e m
6.	16	260990	16310	17590	4 centre active
7.	17	323630	19040	17950	4 centre active + 2 f.fine pe marginie
8.	19,5	375820	19280	18790	1 d e m
9.	23	490600	22300	19850	Cele 4 centre s-au unit într- unul singur
10.	28	563760	20130	21190	1 d e m
11.	32	709890	22180	22160	1 d e m

zona cu microstrat X_m , ca fiind raportul dintre aria cu microstrat și aria totală de transfer termic. Aria cu microstrat A_m este dată de relația :

$$A_m = n \pi R_0^2 \quad (4.1.)$$

în care n este numărul de centre active și R_0 este raza bulei în momentul desprinderii care s-a calculat cu ecuația (2.25)

a lui Fritz:

$$R_0 = 0,01045 \theta \left(\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right)^{1/2}$$

Pentru unghiul de contact θ s-a luat valoarea indicată în literatură de 45° . Rezultă pentru X_m relația:

$$X_m = n \left(\frac{R_0}{R_s} \right)^2 \quad (4.2)$$

în care R_s este raza suprafeței de transfer termic care are valoarea de 2,5 mm.

- s-a calculat fracția din suprafața totală ocupată de zona de influență a bulei x_1 , ca fiind:

$$x_1 = 1 - X_m \quad (4.3)$$

- s-a calculat coeficientul de transfer termic α_{calc} cu ecuația (3.124):

$$\alpha_{calc} = \alpha_m X_m + \alpha_1 x_1 \quad (4.4)$$

Proprietățile fizice ale apei care intervin în relațiile de calcul ale mărimilor α_m, α_1, R_0 au fost luate la temperatura de fierbere a apei (100°C). Pentru R_0 s-a obținut valoarea 1,175 mm.

În tabelul 4.5 sînt prezentate sistematizat elementele de calcul al coeficientului de transfer termic α_{calc} .

Analizînd figura 4.9, se poate afirma că, valorile calculate cu ajutorul modelului propus corespund într-o bună măsură cu datele obținute experimental și deci, modelul este în concordanță cu realitatea.

Se observă însă că valorile calculate pentru o aceeași valoare a mărimii X_m , se plasează pe o dreaptă cu panta $\sqrt{3}$, obținîndu-se în cazul de față o familie de 3 drepte ce intersectează curba datelor experimentale.

Acest lucru se întîmplă datorită faptului că, în experiența de față, suprafața de transfer termic fiind mică, pe ea nu s-au putut forma decît un număr foarte mic de centre active. S-a obținut, din acest motiv, o variație cuantificată a mărimii X_m cu salturi mari între valori. Rapoartele dintre cele trei valori ale lui X_m sînt 1:1,5:2. Pe de altă parte însă,

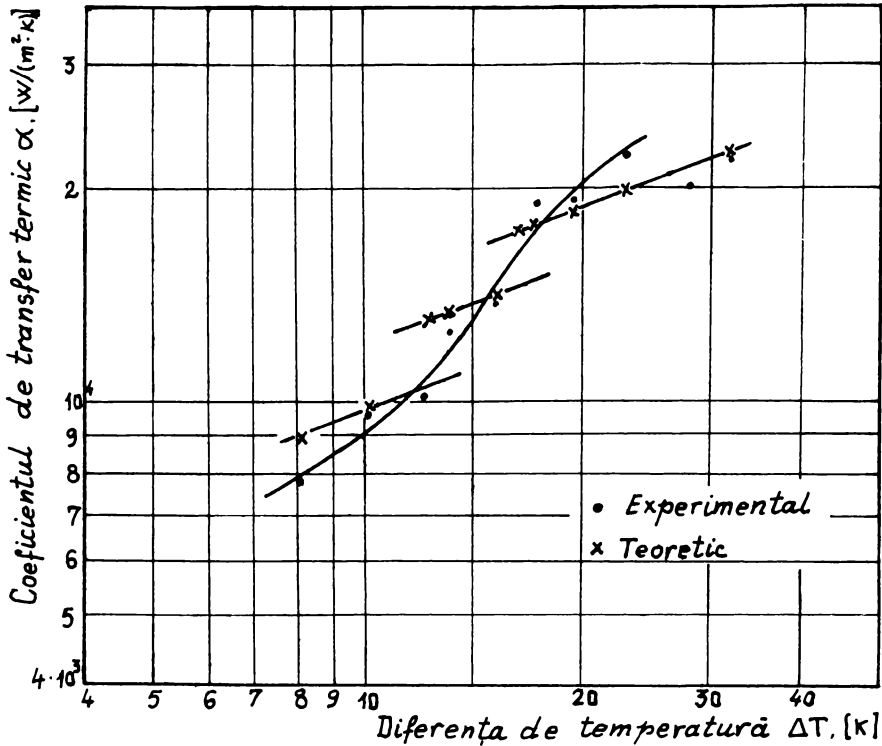


Fig.4.9. Compararea modelului teoretic cu datele experimentale obținute la fierberea nucleată a apei distilate pe o suprafață de cupru orizontală cu diametrul de 5 mm la $P=1$ atm.

această variație în salturi mari de la o valoare la alta a lui X_m poate fi pusă pe seama faptului că diametrul de desprindere al bulei de vapori a fost considerat constant. Acest fapt este adevărat numai pentru un anumit domeniu al fluxului termic transferat, după cum s-a arătat în capitolul 2 al acestei lucrări, în fig.2.9. Micșorarea diametrului bulei cu creșterea fluxului ar duce la creșterea numărului de centre active, dar acest fenomen nu a putut fi sesizat experimental, datorită coalescenței bulelor formate pe toate centrele active într-un jet continuu de vapori.

Tablul nr. 4.5. Elementele de calcul al coeficientului de transfer termic α_{calc} la fierberea apei distilate pe o suprafață de cupru cu diametrul de 5 mm la presiunea atmosferică

Nr.	$\Delta T = T_p - T_f$ /K/	α_m /W/m ² .K/	α_1 /W/m ² .K/	n	X_m	X_1	α_{calc} /W/m ² .K/
1.	8	15266	3934	2	0,442	0,558	8943
2.	10	16444	4237	2	0,442	0,558	9633
3.	12	17474	4503	3	0,663	0,337	13100
4.	13	17945	4635	3	0,663	0,337	13456
5.	15	18820	4850	3	0,663	0,337	14110
6.	16	19230	4960	4	0,885	0,115	17590
7.	17	19623	5055	4	0,885	0,115	17950
8.	19,5	20540	5293	4	0,885	0,115	18790
9.	23	21700	5593	4	0,885	0,115	19850
10.	28	23170	5970	4	0,885	0,115	21190
11.	32	24220	6243	4	0,885	0,115	22155

Pe o suprafață mai mare de transfer termic, variația mărimii X_m este mult mai apropiată de cea continuă și coeficientul α_{calc} se dispune pe o curbă a cărei formă este foarte apropiată de cea experimentală, după cum se poate observa din tablul 4.6 și figura 4.10, în care se prezintă datele experimentale obținute la fierberea unei soluții de zahăr cu concentrația de 1% (procente de masă) pe o suprafață plană orizontală de cupru cu diametrul de 50 mm.

Datele prezentate în tabel sînt calculate după metodologia prezentată anterior și cu aceleași relații. S-au utilizat următoarele valori ale proprietăților fizice:

$$\rho = 960 \text{ kg/m}^3; \beta = 1,7 \cdot 10^{-4} \text{ N/m.K}; \sigma = 59,5 \cdot 10^{-3} \text{ N/m};$$

$$\lambda = 0,68 \text{ W/m.K}; \eta = 0,317 \cdot 10^{-3} \text{ Pa.s}; a = 1,68 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s};$$

$$0 = 43^\circ.$$

Cu aceste valori numerice s-a obținut pentru raza bulei valoarea $R_0 = 1,13 \text{ mm}$.

Tabelul 4.6. Valorile coeficientului de transfer termic, experimentale și calculate, la fierberea soluției apoase 1% zahăr pe o suprafață de cupru orizontală cu diametrul de 50 mm la presiunea atmosferică.

Nr.:	$\frac{\Delta T_m}{T_p - T_f}$	Nr. de centre active	Fracția X_m	Fracția X_1	Coef. de tr. term. α_m	Coef. de tr. term. α_1	Coef. de tr. term. $\alpha_{calc.}$	Coef. de tr. term. $\alpha_{exp.}$	Abateri față de experiență
	/K/				/W/m ² .K/	/W/m ² .K/	/W/m ² .K/	/W/m ² .K/	%/
1.	11	45	0,092	0,908	17215	5865	6878	6140	+ 12
2.	12,7	80	0,164	0,836	18059	6153	8105	7200	+ 12,5
3.	14,6	150	0,306	0,694	18917	6446	10262	8917	+ 15,1
4.	14,8	190	0,388	0,612	19003	6475	11336	9414	+ 20,4
5.	15,3	230	0,47	0,53	19215	6546	12500	11040	+ 13,2
6.	16,5	300	0,613	0,387	19704	6713	14676	12460	+ 17,8
7.	17,5	360	0,735	0,265	20094	6847	16730	13720	+ 21,9

Rezultă și în acest caz o bună concordanță între teorie și experiență, ceea ce dovedește că modelul propus în această lucrare pentru transferul termic la fierberea nucleată a unui lichid, este realist. Abateri maxime a modelului față de experiență este de +21,9%.

Și în acest exemplu s-a lucrat cu o rază constantă a bulei de vapori, calculată cu ecuația Fritz, menținându-se deci o anumită eroare de calcul a mărimilor X_m , X_1 , α_m și α_1 .

În continuare se va prezenta o verificare a acestei teorii cu ajutorul unor date experimentale prezentate în literatura de specialitate și anume datele obținute de Kurihava și Myers pentru fierberea acetonei, CCl_4 și CS_2 pe o suprafață plană orizontală, la presiunea atmosferică, /21/. În tabelele 4.7-4.9 și fig.4.11 sînt prezentate datele numerice, respectiv curbele fierberii obținute experimental și teoretic. Pentru calculul curbelor teoretice datele experimentale necesare sînt luate din aceeași lucrare, /21/

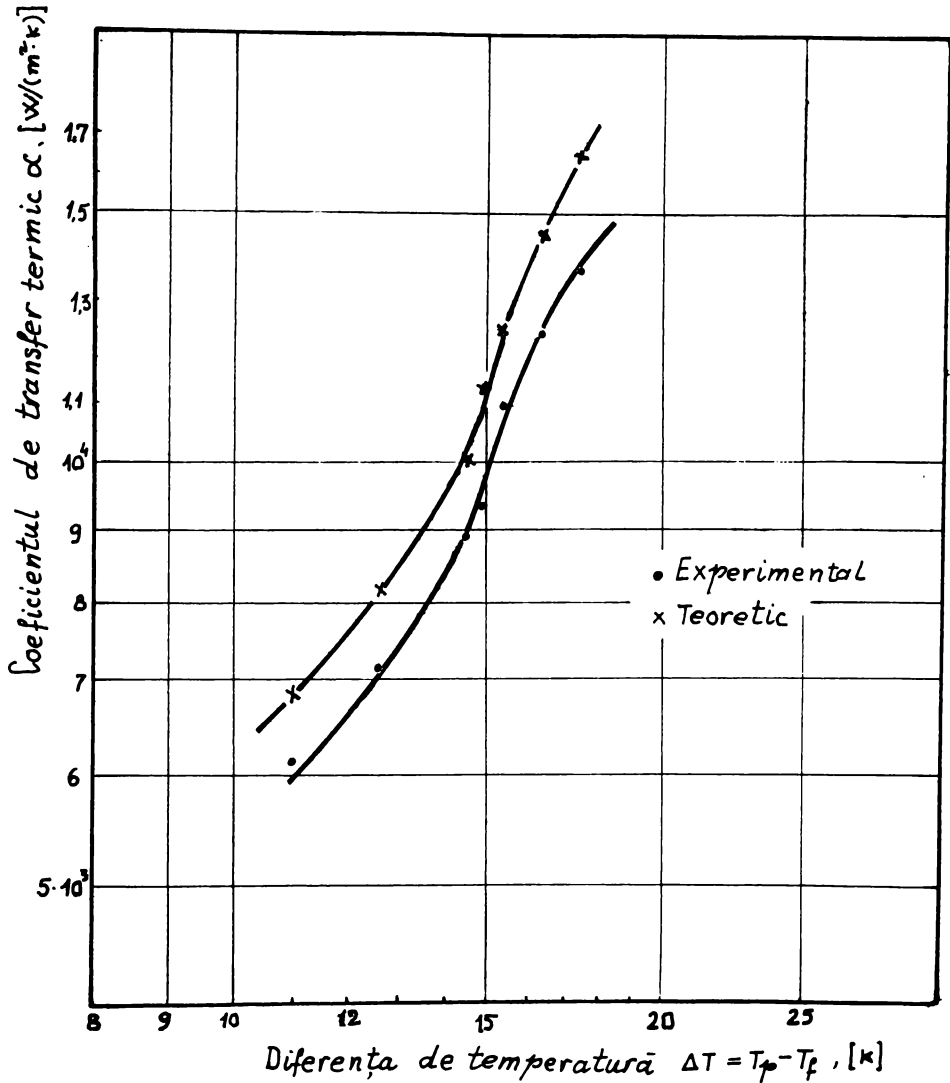


Fig.4.10. Verificarea modelului teoretic cu date experimentale proprii obținute la fierberea soluției apoase de zahăr 1% (procente de masă) pe o suprafață de cupru orizontală cu diametrul de 50 mm la presiunea atmosferică.

Tabelul nr.4.7. Coeficientul de transfer termic la fierberea acetonei determinat experimental în /21/ și cel calculat cu modelul propus

Nr. temp. ΔT /K/	Nr.de centre active $\frac{n}{m^2}$	Frația X_m	Frația X_i	Coef.de transf.	Coef.de transf.	Coef. transf.	Coef. transf.	Abaterăa față de exp. %/
				α_m /W/m ² K/	α_i /W/m ² K/	exp./21/ α_{exp} /W/m ² K/	calc. cu modelul propus α_{calc} /W/m ² K/	
1.8,4	1755	$2,7 \cdot 10^{-3}$	0,9973	5846	1583	596	1595	+ 167
2.11,9	5922	$9,12 \cdot 10^{-3}$	0,99088	6565	1780	852	1822	+ 114
3.12,11	7698	0,012	0,988	6604	1791	880	1848	+ 110
4.14,39	15396	0,0237	0,9763	6994	18965	1368	2017	+ 47
5.14,72	17335	0,0267	0,9733	7047	1918	1300	2055	+ 58

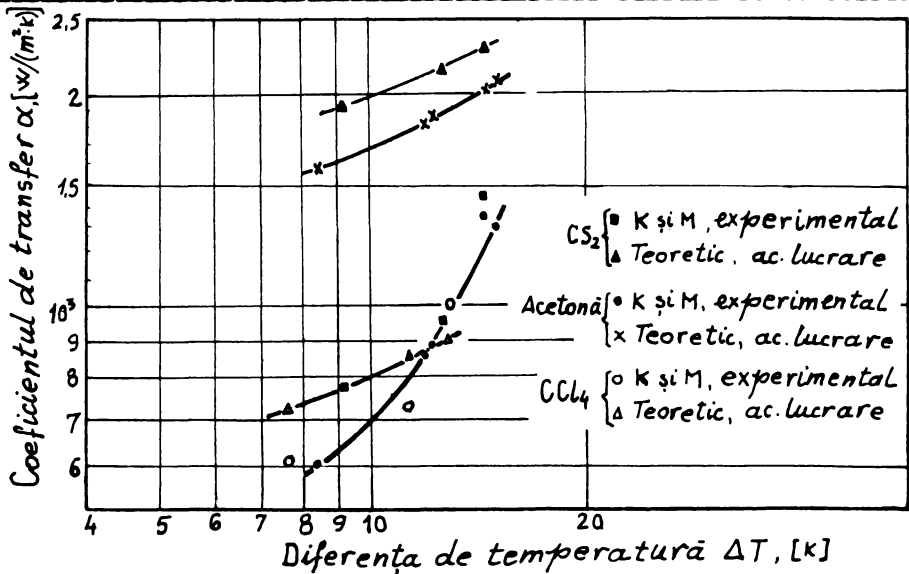


Fig.4.11. Compararea modelului cu datele experimentale ale lui Kurihara și Myers pentru fierberea acetonei, CCl_4 și CS_2 pe o suprafață orizontală, /21/.

Tabloul 4.8. Coeficientul de transfer termic la fierberea CCl_4 , determinat experimental in /21/ și cel calculat cu modelul propus in această lucrare.

Nr.	Dif.de temp. centr. activi		Fracția X_m	Fracția X_1	Coef.de transf. m	Coef.de transf. 1	Coef.de transf. exper.	Coef.de transf. calc.cu modelul propus	Abaterea față de exper.
	T /K/	n /m ⁻² /			$W/m^2/K$	$W/m^2/K$	$W/m^2/K$	exp. $W/m^2/K$	calc. $W/m^2/K$
1.	7,72	4393	$3,73 \cdot 10^{-3}$	0,99627	2147	732,4	607	738	+ 21,6
2.	11,33	10982	$5,33 \cdot 10^{-3}$	0,9907	2456,5	838	721	853	+ 18,3
3.	12,72	26378	0,0224	0,977	2553	871	1011	909	- 10

Tabloul 4.9. Coeficientul de transfer termic la fierberea CS_2 , determinat experimental in /21/ și cel calculat cu modelul propus in această lucrare.

Nr.	Dif.de temp. centr. activi		Fracția X_m	Fracția X_1	Coef.de transf. m	Coef.de transf. 1	Coef.de transf. exper.	Coef.de transf. calc.cu modelul propus	Abaterea față de exper.
	T /K/	n /m ⁻² /			$W/m^2/K$	$W/m^2/K$	$W/m^2/K$	exp. $W/m^2/K$	calc. $W/m^2/K$
1.	9	583	1,195	0,9988	5589	1906	761	1910	+ 150
2.	12,5	5460	5,84	0,99116	6235	2126	960	2162	+ 125
3.	14,3	16358	22,2	0,9778	6521	2224	1460	2319	+ 59

Pentru datele obținute la fierberea CCl_4 , modelul propus corelează satisfăcător datele experimentale din /21/, abaterea maximă fiind de +21,6%, însă pentru celelalte două situații abaterile față de experiență sînt foarte mari, + 167% la acetone și respectiv 150% la CS_2 .

În finalul acestui paragraf se poate trage concluzia că există date experimentale proprii și publicate în literatura de specialitate, care se corelează în mod satisfăcător cu modelul teoretic propus, dar există și alte date experimentale care nu se pot corela convenabil cu acest model. Această ultimă situație se explică prin aceea că modelul teoretic nu ține cont în totalitate de complexitatea deosebită a fenomenului fierberii.

În formularea modelului matematic s-a neglijat interacțiunea dintre curgerea lichidului adiacent bulei de vapori, datorată tensiunii superficiale de la interfața vaporii-lichid, pe de o parte și curgerea datorată periodicității fenomenului de nucleație, pe de altă parte, precum și interdependența dintre proprietățile lichidului și ale suprafeței de fierbere - pentru a da numai două exemple în acest sens care nu au mai fost amintite.

Privite în general însă experiențele prezentate în acest paragraf, se poate afirma că modelul propus este în conformitate cu realitatea, modelul fizic apropiindu-se într-o mai mare măsură de realitate comparativ cu modelul matematic.

4.4. Simularea fierberii nucleate

Noul mecanism al transferului termic la fierberea nucleată este alcătuit din două componente: una datorată tensiunii interfaciale de la interfața vaporii-lichid și cea de-a doua, pe care o putem numi componenta clasică, datorată periodicității fenomenului de nucleație.

Experiențele care vor fi prezentate în continuare vor aduce noi informații în favoarea existenței și importanței deosebite a celei dintrii componente în mecanismul de transfer de căldură la fierberea nucleată,

scopul final fiind acela de a determina ponderea fiecărei componente în parte. Pentru realizarea acestui scop s-a imaginat simularea fierberii cu ajutorul procesului de barbotare a unui gaz într-un lichid. Barbotarea realizată nu este de genul celei cunoscute în literatura de specialitate, la care o suprafață de schimb de căldură este pusă în contact cu un lichid prin care barbotează un gaz, bulele de gaz fiind formate cu ajutorul unui dispozitiv special, ci un caz mai deosebit de barbotare, în care bulele de gaz se formează, cresc și se desprind chiar de pe suprafața de schimb de căldură, ca și la fierberea nucleată.

Instalația experimentală concepută și realizată în acest scop este alcătuită dintr-un bloc încălzitor, care închide etanș în interiorul său o rezistență de încălzire electrică și în perețele căruia s-a practicat niște canale cu diametrul de 2 mm, ce comunică cu suprafața exterioară a peretelui prin mai multe orificii cu diametrul de 0,3 mm dispuse de-a lungul generatoarelor canalelor, fig.4.12. Canalele se prelungesc cu câte un tub care este racordat la o cameră distribuitoare de gaz. Această cameră este alimentată cu aer de la un compresor. Când se introduce aer pe circuitul său, pe fiecare orificiu se formează bule ce barbotează prin lichidul în care este imersat acest bloc de încălzire.

Pe suprafața de transfer de căldură, cu aria de 8 cm^2 , sînt practicate 30 de orificii dispuse în colțurile unui pătrat cu latura de 5 mm.

De asemenea, s-a montat în interiorul peretelui un termocuplu Cu-constantan pentru măsurarea temperaturii acestuia. Sudura de referință a termocuplului a fost amplasată în afară împreună cu un termometru. Temperatura apei din vasul de barbotare a fost citită la un termometru imersat în apa din vas. S-au determinat coeficienții de transfer de căldură pentru diverse valori ale debitului specific de aer barbotat și temperaturii apei în funcție de diferența ΔT dintre temperatura peretelui și a apei din vasul de barbotare. Debitul de aer barbotat s-a determinat prin cronometrarea timpului în care se colectează un volum dat într-un tub de colectare. Reglarea debitului de aer se face cu un sistem de reglare adecvat.

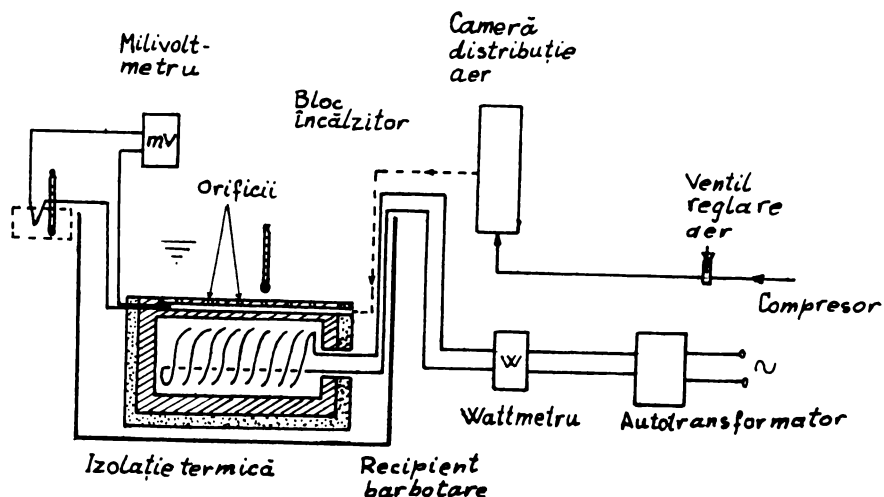


Fig.4.12. Instalația experimentală pentru simularea fierberii nucleate.

Fluxul termic transferat s-a măsurat cu ajutorul unui wattmetru. Blocul de încălzire a fost izolat pe celelalte fețe pentru ca fluxul termic al rezistenței electrice să se transmită numai prin fața pe care se produce barbotarea.

S-a lucrat în două situații diferite, și anume în condiții în care nu se produce evaporarea apei la interfața gaz-lichid și în condiții în care are loc evaporarea la interfața gaz-lichid a bulei de aer.

A. Barbotarea fără vaporizare la interfața gaz-lichid

Pentru a împiedica vaporizarea apei la interfața gaz-lichid în timpul staționării bulei de aer pe suprafața caldă s-a lucrat cu apă cu temperatura de $3,5^{\circ}\text{C}$, a cărei presiune de vapori este foarte mică (5,8 torr) în comparație cu presiunea de vapori a apei în cazul fierberii (760 torr), iar aerul, care a fost barbotat a fost în prealabil saturat cu vapori de apă la temperatura de $3,5^{\circ}\text{C}$.

În aceste condiții de absență a circulației lichidului din microstrat, procesul de transfer de căldură de la suprafața caldă la apa de $3,5^{\circ}\text{C}$ este guvernat numai de componenta clasică a mecanismului, adică de fenomenul de formare, creștere și desprindere periodică a bulelor de aer de pe suprafața caldă și care asigură reînnoirea lichidului la suprafața caldă.

S-au făcut determinări experimentale în aceste condiții cu următoarele debite specifice de aer: 0,875; 2,875; 4,375; $6,75 \text{ cm}^3/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$.

Datele experimentale obținute sînt prezentate în tabelele 4.10, 4.11, 4.12 și 4.13, iar în figura 4.13 sînt prezentate în diagramă logaritmică valorile coeficientului de transfer termic funcție de diferența $\Delta T = T_p - T_a$ dintre temperatura peretelui T_p și temperatura apei T_a .

De asemenea sînt prezentate în această figură și datele experimentale obținute la barbotarea aerului de 24°C în apă de 24°C , fără însă a urmări saturarea aerului în vapori de apă la această temperatură, tabelele 4.14-4.21.

Pentru a avea un termen de comparație pentru rezultatele experimentale obținute, s-a măsurat experimental și reprezentat grafic și coeficienții de transfer termic la apa de 24°C prin convecție naturală. Datele experimentale obținute la barbotarea cu vaporizare, fierbere în condiții de convecție naturală, precum și fierbere cu barbotare de aer nesaturat sînt prezentate în tabelele 4.22-4.28 și figura 4.14.

Analizînd graficele din figura 4.14, se observă că în cazul convecției naturale, coeficienții de transfer termic au cele mai mici valori și deci barbotarea, chiar cu debite specifice mici de aer, conduce la o intensificare importantă a procesului de transfer termic.

În cazul apei de 24°C , barbotarea cu debitul specific $\varepsilon = 0,375 \text{ cm}^3/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$ a condus la un indice de intensificare de 1,7, iar la un debit specific de $11,250 \text{ cm}^3/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$, indicele de intensificare obținut este 15. Această puternică creștere a transferului termic în cazul barbotării de pe suprafață se explică prin reînnoirea rapidă a filmului de lichid din imediata vecinătate a suprafeței calde prin smulgerea și transportul acestuia de către bulele de aer formate pe orificiile suprafeței calde.

De asemenea, toate aceste rezultate experimentale se așează pe cîte o dreaptă, în diagramă logaritmică, pantele acestor drepte fiind, pentru debite de aer mici, practic identice cu cea a dreptei care reprezintă convecția naturală, 73.

Pe măsură ce debitul de aer crește panta dreptelor se micșorează, iar la un anumit debit specific, $6,75 \text{ cm}^3 / \text{cm}^2 \text{ s}$ în cazul apei de $3,5^\circ\text{C}$ și $12 \text{ cm}^3 / \text{cm}^2 \text{ s}$ pentru apa de 24°C , coeficientul de transfer termic nu mai depinde de diferența de temperatură, rămînînd la o valoare constantă.

Acest fenomen se datorește faptului că pe măsură ce crește debitul specific de aer, componenta naturală a procesului de transfer termic pierde din importanță în favoarea componentei convecției forțată produsă de barbotare.

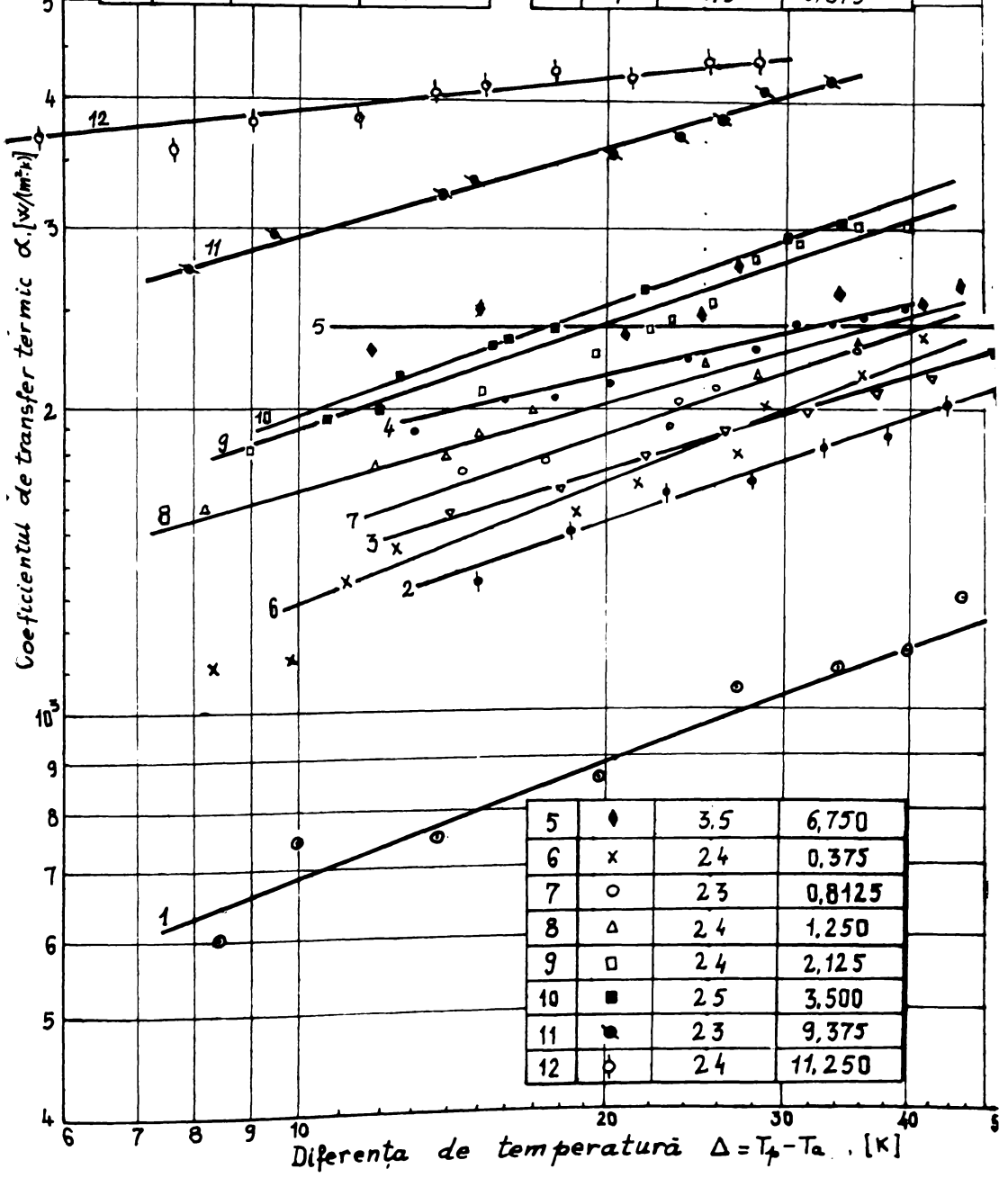
Această ultimă observație experimentală vine în contradicție cu fenomenul fierberii unde coeficientul de transfer termic este puternic dependent de diferența de temperatură pe întregul domeniu al fierberii nucleate. Așa stînd lucrurile, se poate trage concluzia că la fierberea nucleată mai intervine și un alt factor care depinde puternic de diferența de temperatură și care face să se deosebească fierberea nucleată de barbotarea pe suprafață. Acest factor, așa cum se va vedea și la punctul B, este vaporizarea la interfața gaz-lichid cu toate consecințele ce decurg de aici.

Nr.	Caracter	Temperatura apoi [°C]	Debit aer [cm ³ /(s·cm ²)]
-----	----------	-----------------------------	--

Fig.4.13. Barbotarea fără vaporizare
în interiorul bulei

3	▽	3,5	2,875
4	●	3,5	4,375

1	⊙	24	4000
2	⊕	3,5	0,875



5	◆	3,5	6,750
6	x	24	0,375
7	○	23	0,8125
8	△	24	1,250
9	□	24	2,125
10	■	25	3,500
11	■	23	9,375
12	⊕	24	11,250

Tabelul 4.10. Parametrii transferului termic la barbotaarea fără vaporizare cu aer saturat în apa de 3,5°C.
Debitul specific de aer $\xi = 0,875$ [cm³/(cm².s)]

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coefficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_a$ /K/	q /W/m ² /	α /W/m ² .K/
1.	11,99	19900	1330
2.	18,33	26940	1470
3.	22,85	37060	1620
4.	28,3	46640	1650
5.	33,32	59340	1780
6.	38,08	69960	1840
7.	43,3	86000	1990
8.	48,79	99730	2040
9.	52,36	111600	2130
10.	58,8	130200	2220

Tabelul 4.11. Parametrii transferului termic la barbotaarea fără vaporizare cu aer saturat în apa de 3,5°C.
Debitul specific de aer $\xi = 2,875$ [cm³/(cm².s)]

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coefficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_a$ /K/	q /W/m ² /	α /W/m ² .K/
1.	13,8	21250	1540
2.	18	29250	1625
3.	21,9	38220	1745
4.	26,3	48680	1850
5.	31,6	60830	1925
6.	37,5	76870	2050
7.	42	89250	2125
8.	44,8	97660	2180
9.	48	108000	2250
10.	50	113750	2275

Tabelul 4.12. Parametrii transferului termic la barbotarea fără vaporizare cu aer saturat în apa de $3,5^{\circ}\text{C}$.
Debitul specific de aer $\xi = 4,375 [\text{cm}^3/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})]$

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coeficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_a$ /K/	q /W/m ² /	α /W/m ² ·K/
1.	13	24440	1880
2.	15,8	32300	2045
3.	17,73	36060	2030
4.	20,5	43560	2125
5.	24,2	53680	2220
6.	28,2	64380	2280
7.	31,73	74600	2350
8.	34,46	81330	2360
9.	37,1	90900	2450
10.	39,6	99000	2500

Tabelul 4.13. Parametrii transferului termic la barbotarea fără vaporizare cu aer saturat în apa de $3,5^{\circ}\text{C}$.
Debitul specific de aer $\xi = 6,75 [\text{cm}^3/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})]$

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coeficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_a$ /K/	q /W/m ² /	α /W/m ² ·K/
1.	11,9	26630	2238
2.	15	37200	2480
3.	20,7	47830	2310
4.	24,5	60480	2470
5.	26,65	72120	2700
6.	34	86000	2530
7.	40,94	101900	2490
8.	45,22	117190	2590
9.	49	123360	2390
10.	52,36	144230	2755

Tabelul 4.14. Parametrii transferului termic prin convecție naturală la apa cu temperatura de 24°C. Suprafața caldă este dispusă orizontal

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coefficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_a$ /K/	q /W/m ² /	α /W/m ² .K/
1.	8,5	5100	600
2.	10	7450	745
3.	13,85	10040	725
4.	19,9	16700	840
5.	27,2	28200	1030
6.	34,2	36765	1075
7.	40	44800	1120
8.	45	57375	1275

Tabelul 4.15. Parametrii transferului termic la barbotarea fără vaporizare cu aer de 24°C în apa de 24°C. Debitul specific de aer $\xi = 0,375$ [cm³/cm².s]

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coefficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_a$ /K/	q /W/m ² /	α /W/m ² .K/
1.	8,39	9229	1100
2.	9,9	10320	1123
3.	11,2	14600	1300
4.	12,49	17600	1410
5.	14,1	27190	1450
6.	18,75	28800	1535
7.	21,5	25600	1650
8.	27,2	47600	1750
9.	28,7	56500	1965
10.	34	65600	1925
11.	35,9	75200	2090
12.	41,4	96400	2290

Tabelul 4.16. Parametrii transferului termic la barbotarea fără vaporizare cu aer de 23°C în apă de 23°C. Debitul specific de aer $\xi = 0,8125 [\text{cm}^3/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})]$

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coefficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_a$ /K/	q /W/m ² /	α /W/m ² ·K/
1.	12,35	20000	1620
2.	14,5	24360	1680
3.	17,5	31150	1780
5.	21	39900	1900
5.	22,6	41470	1835
6.	23,5	47000	2000
7.	25,7	51900	2020
8.	28	57120	2040
9.	36	78480	2180

Tabelul 4.17. Parametrii transferului termic la barbotarea fără vaporizare cu aer de 24°C în apă de 24°C. Debitul specific de aer $\xi = 1,25 [\text{cm}^3/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})]$

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coefficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_a$ /K/	q /W/m ² /	α /W/m ² ·K/
1.	6,6	10560	1600
2.	8,2	12960	1580
3.	9,86	16660	1690
4.	11,15	18770	1680
5.	12,1	20860	1720
6.	14	24930	1880
7.	15	28500	1900
8.	17,2	34470	2000
9.	18,9	35700	1890
10.	20	40200	2010
11.	25,3	54400	2150
12.	28,5	58880	2070
13.	35,5	83400	2350

Tabelul 4.18. Parametrii transferului termic la barbotaarea fără vaporizare cu aer de 24°C în apa de 24°C. Debitul specific de aer

$$\xi = 2,124 [\text{cm}^3/\text{cm}^2 \cdot \text{s}]$$

Nr.	Diferența de temperatură $\Delta T = T_p - T_a$ /K/	Fluxul termic unitar q /W/m ² /	Coefficientul de transfer termic α /W/m ² ·K/
1.	9	16272	1808
2.	15	30450	2030
3.	19,5	43563	2234
4.	21,9	48925	2415
5.	22,6	55438	2453
6.	24,7	61970	2509
7.	27,7	74790	2700
8.	31,8	92538	2910
9.	35	103250	2950
10.	40	120000	3000

Tabelul 4.19. Parametrii transferului termic la barbotaarea fără vaporizare cu aer se 25°C în apa de 25°C. Debitul specific de aer

$$\xi = 3,5 [\text{cm}^3/\text{cm}^2 \cdot \text{s}]$$

Nr.	Diferența de temperatură $\Delta T = T_p - T_a$ /K/	Fluxul termic unitar q /W/m ² /	Coefficientul de transfer termic α /W/m ² ·K/
1.	10,6	20670	1950
2.	12,3	23880	1990
3.	12,7	27318	2150
4.	15,6	34944	2240
5.	16	36320	2270
6.	17,7	43540	2460
7.	21,5	55900	2600
8.	30,8	89936	2920
9.	34,4	101824	2960

Tabelul 4.20. Parametrii transferului termic la barbotarea fără vaporizare cu aer de 23°C în apă de 23°C. Debitul specific de aer $\xi = 9,375$ [cm³/cm².s]

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coefficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_a$ /K/	q /W/m ² /	α /W/m ² .K/
1.	7,75	20925	2700
2.	9,45	27600	2920
3.	13,8	44160	3200
4.	16,75	55275	3300
5.	20,4	70990	3480
6.	23,4	85180	3640
7.	26	99580	3830
8.	28,6	114400	4000
9.	33,6	137760	4100

Tabelul 4.21. Parametrii transferului termic la barbotarea fără vaporizare cu aer de 24°C în apă de 24°C. Debitul specific de aer $\xi = 11,25$ [cm³/cm².s]

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coefficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_a$ /K/	q /W/m ² /	α /W/m ² .K/
1.	5,6	20790	3710
2.	7,5	27000	3600
3.	9	34220	3800
4.	11,5	43930	3820
5.	13,5	55350	4100
6.	15	62250	4150
7.	17,8	75650	4250
8.	21	88830	4230
9.	25	112250	4490
10.	28	125440	4480

Tabelul 4.22. Parametrii transferului termic la barbotarea cu vaporizare a aerului de 85°C în apa de 85°C. Debitul specific de aer $\xi = 3,5$ [cm³/cm².s]

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coefficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_a$ /K/	q /W/m ² /	α /W/m ² .K/
1.	5,92	18800	3180
2.	8,45	28000	3290
3.	13,2	46500	3510
4.	14,4	53950	3750
5.	16,1	72700	4500
6.	20,6	114200	5550
7.	18,9	97700	5170
8.	21,4	132000	6165
9.	23,8	161500	6800
10.	25,2	183000	7260

Tabelul 4.23. Parametrii transferului termic la barbotarea cu vaporizare a aerului de 80°C. Debitul specific de aer $\xi = 4,375$ [cm³/cm².s]

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coefficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_a$ /K/	q /W/m ² /	α /W/m ² .K/
1.	4,55	14560	3200
2.	6,85	21235	3100
3.	8	27440	3430
4.	10	35200	3520
5.	11,2	39930	3565
6.	12,6	49000	3890
7.	13,75	58575	4260
8.	15,1	64930	4300
9.	18,25	85775	4700

Tabelul 4.24. Parametrii transferului termic la barbotarea cu vaporizare a aerului de 80°C în apă de 20°C. Debitul specific de aer $\xi=9,375$ [cm³/cm².s]

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coeficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_a$ /K/	q /W/m ² /	α /W/m ² .K/
1.	5	20000	4000
2.	7,5	31125	4150
3.	10	44600	4460
4.	12,8	58500	4570
5.	14,7	68800	4680
6.	15,6	81430	5220
7.	18,6	100100	5380
8.	20,4	117300	5750
9.	22,3	133800	6000
10.	25	151250	6050
11.	28	180600	6450
12.	32	216960	6780

Tabelul 4.25. Parametrii transferului termic la barbotarea cu vaporizare a aerului de 80°C în apă de 20°C. Debitul specific de aer $\xi=11,25$ [cm³/cm².s]

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coeficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_a$ /K/	q /W/m ² /	α /W/m ² .K/
1.	5	21260	4250
2.	6,5	29180	4490
3.	8,9	38500	4810
4.	10,6	53320	5030
5.	12,4	63240	5100
6.	15,5	91450	5900
7.	18	126000	7000
8.	20,6	195700	9500

Tabelul 4.26. Parametrii transferului termic la fierberea apei în condiții de convecție naturală

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coefficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_a$ /K/	q /W/m ² /	α /W/m ² .K/
1.	6,7	26900	4015
2.	7,82	37690	4820
3.	8,8	47740	5425
4.	9,84	57660	5860
5.	11	70950	6450
6.	11,4	86070	7550
7.	12,35	99660	8070
8.	12,85	117200	9120
9.	13,6	134100	9860
10.	14,9	158390	10630

Tabelul 4.27. Parametrii transferului termic la fierberea apei cu barbotare. Debitul specific de aer nesaturat $\xi = 0,438$ [cm³/cm².s]

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coefficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_a$ /K/	q /W/m ² /	α /W/m ² .K/
1.	6,3	26080	4140
2.	7,1	35290	4970
3.	7,8	46180	5920
4.	9,07	56870	6270
5.	9,83	69100	7030
6.	10,2	82420	8080
7.	10,6	97260	9175
8.	11,6	114140	9840
9.	12,75	130050	10200
10.	13,8	155940	11300

Corelarea datelor experimentale obținute la barbotarea fără vaporizare se face avînd în vedere faptul că la debite specifice de gaz foarte mici, coeficienții de transfer termic sînt mai apropiați ca valoare de cei de la convecția naturală, tinzînd către aceasta cînd $\xi \rightarrow 0$ și că la debite specifice foarte mari, componenta naturală este neseamnicativă, coeficientul de transfer termic fiind practic independent de ΔT .

Forma ecuației de corelare care cuprinde ambele aceste aspecte este:

$$\alpha = C_1 \cdot \Delta T^a + C_2 \xi^b \quad (4.5)$$

Primul termen al sumei din membrul drept cuprinde aportul convecției naturale, iar cel de al doilea termen redă aportul procesului de barbotare la transferul termic.

De altfel în ecuația (4.5) dacă se face $\xi = 0$, se obține ecuația convecției naturale:

$$\alpha_{CN} = C_1 \cdot \Delta T^a \quad (4.6)$$

iar cînd ξ ia valori foarte mari, ecuația (4.5) devine practic independentă de ΔT .

Cu datele obținute în cazul barbotării fără vaporizare în apa de 24°C s-a obținut în urma determinării parametrilor modelului (4.5), următoarea ecuație de corelare cu ξ măsurat în $[\text{cm}^3/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})]$:

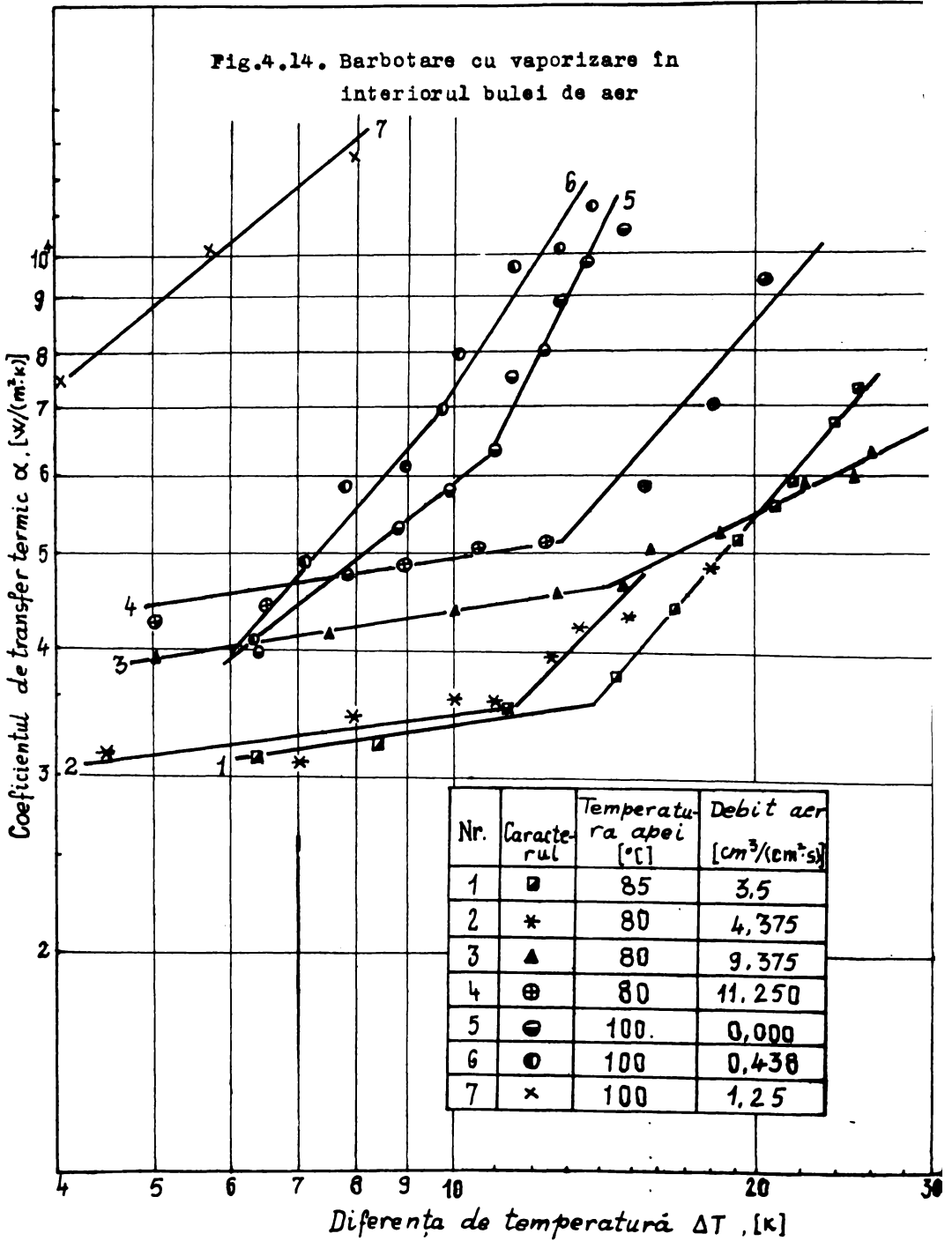
$$\alpha = 327 \cdot \Delta T^{0,73} + 640 \cdot \xi^{0,63} \quad (4.7)$$

Ecuația (4.7) are față de datele experimentale o abatere de $\pm 15\%$.

Tabelul 4.28. Parametrii transferului termic la fierberea apei cu barbotare de aer nesaturat. Debitul specific de aer $\xi = 1,25 [\text{cm}^3/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})]$

Nr.	Diferența de temperatură $\Delta T = T_p - T_a$ /K/	Fluxul termic unitar q /W/m ² /	Coeficientul de transfer termic α /W/m ² ·K/
1.	4,1	30750	7500
2.	5,7	57570	10100
3.	8	101672	12709
4.	10	125100	12510

Fig.4.14. Barbotare cu vaporizare in interiorul bulei de aer



B. Barbotare cu vaporizare la interfața gaz-lichid

În experiențele de barbotare cu vaporizare s-a urmărit crearea condițiilor favorabile vaporizării lichidului la interfața gaz-lichid a bulei de aer pentru a vedea, dacă și în ce măsură este important acest fenomen în transferul termic. S-a lucrat cu apă de 80°C și 85°C și la diferite debite specifice de aer nesaturat. S-a utilizat aer nesaturat în vapori de apă la temperatura de lucru, pentru a da posibilitatea vaporizării apei la interfața amintită.

Analizând graficele din figura 4.14, în care s-a reprezentat variația coeficientului de transfer termic la barbotarea cu vaporizare, se observă și aici aceeași creștere a transferului termic odată cu creșterea debitului specific de aer barbotat. Gradul de intensificare este mai mare, aceasta însă și datorită micșorării viscozității apei cu creșterea temperaturii sale.

Curbele 1, 2, 3 și 4 s-au obținut la barbotarea cu vaporizare, deci în condiții în care se simulează procesul de vaporizare a lichidului din microstratul unei bule de vapori produsă la fierberea nucleată a unui lichid pe o suprafață caldă.

Aceste curbe sînt de fapt formate din cîte două drepte de pantă diferite care se intersectează la o diferență de temperatură curpînsă în intervalul $11 \div 14$ K. Curba 5, obținută la fierberea nucleată a apei în condiții de convecție naturală are schimbarea de pantă la diferența de temperatură $\Delta T = 11$ K. Dreptele din domeniul valorilor $\Delta T < 11$ K au pantele de $\approx 0,2$, iar cele din domeniul valorilor $\Delta T > 11$ K, au pantele mai mari, și anume 1,2. Această valoare reprezintă de altfel exponentul mărimii ΔT într-o relație de formă $\alpha \sim \Delta T^m$ și este cuprinsă între convecția naturală și fierberea nucleată.

Această schimbare de pantă se poate explica ușor cu ajutorul procesului de vaporizare a lichidului din microstrat, la interfața gaz-lichid.

La valori mici ale diferenței de temperatură, procesul de vaporizare este destul de slab, ceea ce face ca valoarea gradientului de temperatură în lungul interfeței să fie mică și deci

circulația lichidului din microstrat este neînsemnată în comparație cu cealaltă componentă a curgerii lichidului provocată de desprinderea periodică a bulelor de gaz de pe orificiile suprafeței de transfer termic.

Cînd diferența de temperatură a ajuns la o anumită valoare, încît gradientul de temperatură datorat procesului de vaporizare la interfața gaz-lichid a microstratului să genereze un gradient de tensiune suficient de mare pentru ca acesta să poată impune lichidului o mișcare în sens invers celei deja existente (lichidul este antrenat într-o mișcare de genul celei indicate în modelul fizic din fig.3.2), procesul de transfer termic începe să se intensifice deoarece coexistă două fenomene care se însumează.

Punctul de schimbare a pantei dreptei corespunde diferenței de temperatură la care cele două componente au ponderi egale în procesul de transfer termic la barbotarea cu vaporizare.

Rezultă deci că, procesul de vaporizare a lichidului din microstrat este un fenomen foarte important și care are o influență majoră asupra ansamblului mecanismului transferului termic la fierberea nucleată. Se poate, de asemenea afirma că fierberea este un proces intens de transfer termic datorită gradientului de tensiune superficială ce apare în urma vaporizării lichidului din microstrat.

Această afirmație este susținută și de constatarea experimentală, prezentată anterior, conform căreia transferul termic datorat antrenării lichidului din stratul limită de bulele în ascensiune și mișcării impuse lichidului de periodicitatea fenomenului de nucleație este independent de ΔT pentru debite specifice de gaz ce depășesc o anumită valoare.

Această valoare este (conform experiențelor din această lucrare) de $10 \text{ cm}^3/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$, iar debitul specific de vaporii corespunzător fluxului maxim transferat la fierberea nucleată este cu aproximativ un ordin de mărime mai mare.

Componenta interfacială a transferului termic însă nu este afectată de debitul specific de gaz și pe măsură ce crește mărimea ΔT , crește gradientul de tensiune interfacială, care intensifică transferul termic prin aceea că mărește

viteza de deplasare a lichidului, atât în zona cu microstrat, cât și în zona de influență a bulei de vapori.

Corelarea datelor experimentale obținute la barbotarea cu vaporizare se face cu o ecuație de forma:

$$\alpha = \text{const.} \Delta T^a \xi^b \quad (4.8)$$

Parametrii ce intervin în (4.8) s-au determinat prin metoda celor mai mici pătrate pe baza datelor experimentale obținute pentru domeniul $\Delta T > 11$ K și s-a obținut următoarea expresie:

$$\alpha = 75,2 \Delta T^{1,2} \xi^{0,56} \quad (4.9)$$

cu ξ în $[\text{cm}^3/\text{cm}^2 \cdot \text{s}]$ și pentru $\Delta T > 11$ K.

De remarcat că în această ecuație exponentul diferenței de temperatură are o valoare cuprinsă între cea de la convecția naturală și cea de la fierberea nucleată, ceea ce înseamnă că odată cu apariția procesului de vaporizare importanța diferenței de temperatură crește, iar procesul de transfer termic se intensifică.

Această creștere a transferului termic nu poate fi explicată decât prin punerea lichidului din microstrat în mișcare. Această mișcare este cea indicată în modelul fizic din fig.3.2 și este generată de gradientul tensiunii superficiale, generat la rândul său de procesul de vaporizare la interfața lichidului din microstrat.

4.5. Influența presiunii asupra gradientului tensiunii superficiale

Influența presiunii asupra procesului de transfer termic la fierberea nucleată pe o suprafață este bine cunoscută în literatura de specialitate, după cum s-a arătat în capitolul 2 al acestei lucrări.

Creșterea transferului termic odată cu creșterea presiunii în lichid se explică prin prisma modelelor din literatură, prin aceea că odată cu creșterea presiunii crește temperatura de fierbere a lichidului și deci și temperatura peretelui pe care are loc fierberea și odată cu aceasta crește numărul centrilor de nucleație, activi.

Această creștere a ^{numărului} centrilor activi conduce la mărirea corespunzătoare a gradului de turbulență a lichidului și în final crește transferul termic.

Modelul teoretic propus în această lucrare explică intensificarea transferului termic la fierberea nucleată cu creșterea presiunii, atât prin creșterea numărului de centri activi, care conduce la creșterea ponderii zonei cu microstrat în suprafața de transfer, pe de o parte și creșterea vitezei lichidului în zona de influență a bulei de vapori, pe de altă parte, dar și prin creșterea coeficientului de temperatură al tensiunii superficiale.

Conform lui Eötvös, între tensiunea superficială și temperatură există următoarea relație:

$$\sigma \left(\frac{M}{\rho_l - \rho_v} \right)^{2/3} = K_E (T_c - T) \quad (4.10)$$

în care:

- T_c = temperatura critică;
- M = masa moleculară a lichidului;
- K_E = constanta Eötvös.

Diferența $(\rho_l - \rho_v)$, de la numitorul membrului stâng, este dependentă de presiune prin intermediul densității vaporilor.

Dacă în ecuația (4.10) se introduce expresia:

$$\rho_v = \frac{MP}{RT} \quad (4.11)$$

în care R este constanta gazelor perfecte, se obține:

$$\sigma \left(\frac{M}{\rho_l - \frac{MP}{RT}} \right)^{2/3} = K_E (T_c - T) \quad (4.12)$$

Rezultă pentru tensiunea superficială expresia:

$$\sigma = \frac{K_E (T_c - T) (\rho_l RT - MP)^{2/3}}{(MRT)^{2/3}} \quad (4.13)$$

Derivând această expresie, la presiune constantă, se obține:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial T} \Big|_{p=\text{const}} = \frac{-K_E (f_i RT - MP)^{2/3} + \frac{2}{3} K_E (T_c - T) f_i R (f_i RT - MP)^{-1/3}}{(MRT)^{2/3}} - \frac{\frac{2}{3} K_E (T_c - T) (MR)^{2/3} T^{-1/3} (f_i RT - MP)^{2/3}}{(MRT)^{4/3}} \quad (4.14)$$

Conform ecuației (4.14) rezultă că $\frac{\partial \sigma}{\partial T}$ este dependentă de presiunea lichidului și că odată cu creșterea presiunii crește și valoarea absolută a mărimii $\frac{\partial \sigma}{\partial T} \Big|_{p=\text{const}}$. Calcule numerice efectuate cu ecuația (4.14) conduc la concluzia că mărirea presiunii de la 1 la 40 atm, intensifică transferul termic, numai datorită mărimii $\frac{\partial \sigma}{\partial T} \Big|_p$, cu 46% conform modelului propus.

În realitate, creșterea presiunii de la 1 la 40 atm, intensifică transferul termic la fierberea nucleată a apei ^{cu} 800%.

Aportul cel mai important în intensificarea transferului termic este deci datorat numărului centrilor activi.

5. INTENSIFICAREA TRANSFERULUI TERMIC LA
FIERBEREA NUCLEATA UTILIZIND PROMOTORI
STATICI

Procesul de transfer termic la fierbere este, prin natura sa, unul dintre cele mai intense procese cunoscute și aplicate în practică. Sînt situații în care intensificarea acestui proces, deja intens, este de dorit, cum ar fi, de exemplu, concentrarea soluțiilor termolabile, a celor viscoase, industria nuclearo-energetică și altele.

În literatura de specialitate sînt prezentate diverse modalități de intensificare a transferului termic la fierberea nucleată, cum ar fi: creșterea presiunii sistemului, /54/, /62/, folosirea substanțelor tensioactive care micșorează tensiunea superficială a lichidului, /52/, /53/.

Vibrarea suprafeței de încălzire sau a lichidului a condus la unele intensificări în domeniul diferențelor mici de temperatură, dar nu are nici o influență în domeniul diferențelor mari de temperatură, (108/, /109/, /110/.

Placarea suprafețelor de încălzire cu un strat foarte subțire de material rău conducător de căldură are în anumite condiții un efect favorabil asupra transferului termic, modificînd forma curbelor fierberii și deplasînd fierberea în film în domeniul diferențelor mai mari de temperatură.

Vachon, Nix și Tanger, /111/ au folosit pentru placare un film din teflon obținînd o îmbunătățire sensibilă a transferului termic.

Kovalev, /112/, a studiat transferul termic la fierberea freonului 113 pe o suprafață metalică cu conductivitatea de 15 W/m.K, placată cu materiale izolante de conductivitate termică $0,29 \div 2,5$ W/mK. S-au obținut intensificări de pînă la 200%.

O altă modalitate de intensificare a transferului termic la fierbere este aplicarea unui cîmp electric asupra lichidului aflat în fierbere, /113/, /114/. Se pot

obține intensificări de pînă la 250% cu tensiunea de 4000 KV/m.

În lucrarea de față se studiază o altă modalitate de intensificare a transferului termic la fierberea nucleată, diferită de cele prezentate în literatura de specialitate, și anume, utilizarea unor promotori statici amplasați pe suprafața de transfer.

Ideea utilizării promotorilor statici pentru intensificarea procesului de transfer termic la fierberea nucleată, se pare că este destul de veche. Încă din secolul trecut, este cunoscut faptul că femeile din zona Olteniei, puneau pietre de rîu pe fundul vasului în care fierbeau bulionul, "ca acesta să fiarbă mai repede".

Este meritul prof. Octavian Smigelschi, de a fi sesizat cu 15 ani în urmă importanța acestei metode, cînd a propus și experimentat intensificarea transferului termic la fierberea soluțiilor în interiorul țevilor evaporatoarelor, cu promotori de intensificare, constituiți din bare cilindrice din metal fixate în lungul țevilor, pe pereții interiori ai acestora, obținînd importante creșteri ale coeficientului de transfer. De asemenea, prof. Octavian Smigelschi a avansat ipoteza unei intervenții importante a tensiunii superficiale în procesul de transfer termic la fierbere.

Această ipoteză a constituit, de altfel, imboldul tuturor căutărilor al căror rezultat final este noul mecanism al transferului termic la fierberea nucleată, prezentat în capitolul 3 al acestei lucrări.

Ca și în cazul intensificării transferului termic la curgerea unui lichid în convecție forțată, cu promotori statici de intensificare, cînd într-o situație dată cele mai bune rezultate se obțin cu un anumit tip de promotor, caracterizat de o anumită geometrie, în transferul termic la fierbere, natura și geometria promotorului sînt hotărîtoare asupra gradului de intensificare. Complexitatea fenomenului fierberii la care se adaugă specificitatea tipului de promotor, ridică dificultăți foarte mari într-o abordare teoretică a acestei probleme. Din acest motiv, în acest capitol, se va da numai o explicație a

procesului de intensificare a transferului termic la fierberea nucleată cu ajutorul modelului propus și care nu poate fi dată prin prisma modelelor din literatură și se vor pune în evidență principalii parametri care intervin, urmînd ca în cazul concret al fierberii unui lichid, să se stabilească pe cale experimentală care este natura, tipul și geometria promotorului de intensificare cu cele mai bune rezultate.

5.1. Utilizarea promotorilor statici pentru intensificarea transferului termic la fierberea nucleată

În experiențele proprii, efectuate în laboratorul catedrei, s-au utilizat promotori de intensificare constituiți din bare de sticlă, grafit, cupru și lemn de brad, precum și prisme, cu secțiunea triunghi echilateral, din lemn de brad.

Acești promotori de intensificare au fost amplasați pe suprafața de transfer paraleli și echidistanți ca în fig.5.1 și în fig. 5.2.

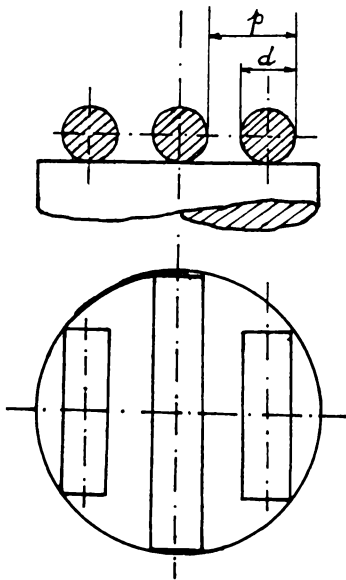


Fig.5.1. Promotori de intensificare tip bare cilindrice de diametrul d amplasate la pasul p

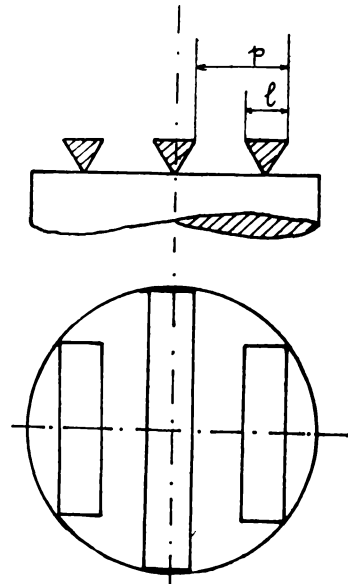


Fig.5.2. Promotori de intensificare tip prisme cu secțiunea triunghi echilateral cu latura l amplasate la pasul p

Acești promotori au fost utilizați într-o instalație experimentală de laborator, construită după principiul celei prezentate în capitolul 4 fig.4.3. Bara de cupru, deci suprafața de transfer, are diametrul de 50 mm.

Pe o lungime de 28 mm, măsurată de la suprafața de transfer, pe bară s-au montat 5 termocuple cupru-constantan cu ajutorul cărora s-au obținut, după metoda descrisă în capitolul 4, fluxul termic unitar și diferența dintre temperatura suprafeței și temperatura de fierbere, necesare determinării coeficientului de transfer termic. S-au făcut măsurători experimentale pentru determinarea parametrilor transferului termic la fierberea nucleată a apei distilate și a soluțiilor apoase de zahăr cu concentrația de 1%, 1,5% și 2%, procente de greutate, pentru diverse tipuri de promotori care se deosebesc între ei prin natura, geometria și pasul la care sînt amplasați.

Datele experimentale obținute au fost prelucrate și sînt prezentate în tabelele 5.1 - 5.23.

În fig.5.3; 5.4; 5.5 și 5.6 sînt prezentate grafic în diagrame logaritmice dependențele coeficienților de transfer termic de diferența de temperatură $\Delta T = T_p - T_f$, pentru apă distilată, respectiv soluțiile de concentrații 1%, 1,5% și 2%.

Analizînd aceste grafice, se constată, în toate cazurile prezentate, că utilizarea promotorilor de tipul celor propuși conduce în general la intensificarea transferului termic dacă pasul nu este prea mare. În cazul cînd pasul depășește o anumită valoare, intensificarea transferului termic dispăre.

În experiențele făcute cu apă distilată și promotori constituiți din bare de grafit cu diametrul de 6 mm și pasul de 10 și 12 mm, cel mai mare grad de intensificare s-a obținut pentru pasul de 10 mm și în domeniul diferențelor mici de temperatură și anume o creștere de 200% a coeficientului de transfer termic la $\Delta T = 7K$ și numai de 20% pentru $\Delta T = 15K$ față de valorile obținute la fierbere fără promotori. Odată cu creșterea pasului, gradul de intensificare se micșorează. Pentru pasul de 12 mm, cu aceleași bare de grafit, s-a obținut o intensificare de 50% la $\Delta T = 7K$ și de 8% la $\Delta T = 15 K$.

Tabelul 5.1. Parametrii transferului termic la fierberea apei fără promotori de intensificare pe o suprafață de cupru cu diametrul de 50 mm orizontală, la presiunea atmosferică

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coefficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_f$ /K/	q W/m ² /	α /W/m ² .K/
1.	6,9	33570	4865
2.	7,61	34200	4494
3.	8,13	47400	5830
4.	8,72	52560	6030
5.	9,33	63970	6856
6.	9,7	74330	7660
7.	10,7	80690	7540
8.	10,76	89930	8358
9.	11,2	91850	8200
10.	11,5	81940	7125
11.	11,65	118000	10130
12.	11,76	94390	8026
13.	11,8	100029	8480
14.	12,1	96800	8000
15.	12,23	99430	8130
16.	13,2	114000	8640
17.	13,8	145728	10560
18.	14,5	156300	10780
19.	14,8	180860	12220
20.	15,5	203670	13140

Tabelul 5.2. Parametrii transferului termic la fierberea apei pe o suprafață de cupru cu diametrul de 50 mm, orizontală cu promotori de intensificare din bare de sticlă cu diametrul de 7 mm și pasul de 7,5mm. Presiunea de lucru 1 atm.

Nr.	Diferența de temperatură $\Delta T = T_p - T_f$ /K/	Fluxul termic unitar q /W/m ² /	Coefficientul de transfer termic α /W/m ² .K/
1.	7,3	67744	9280
2.	7,45	57633	7736
3.	7,5	61433	8190
4.	7,6	60800	8000
5.	8	66880	8360
6.	8,02	72980	9100
7.	8,25	74275	9000
8.	8,45	73940	8750
9.	9,47	90250	9530
10.	10,22	101000	9880
11.	10,5	107730	10260
12.	10,8	115000	10650
13.	11,53	115300	10000
14.	11,7	146100	10830
15.	12,2	131150	10750
16.	12,78	127930	10010
17.	13,47	158950	11800
18.	14	168000	12000
19.	14,75	203550	13800
20.	14,82	156060	10530
21.	15,07	217300	14420
22.	15,75	252790	10050

Tabelul 5.3. Parametrii transferului termic la fierberea apei pe o suprafață de cupru cu diametrul de 50 mm, orizontală cu promotori de intensificare din bare de sticlă cu diametrul de 7 mm și pasul de 13 mm. Presiunea de lucru, 1 atm.

Nr.	Diferența de temperatură $\Delta T = T_p - T_f$ /K/	Fluxul termic unitar q /W/m ² /	Coefficientul de transfer termic α /W/m ² .K/
1.	7,2	33800	4695
2.	8,05	39533	4910
3.	8,15	46700	5730
4.	8,47	50500	5960
5.	8,5	50930	5990
6.	8,8	48770	5540
7.	9	53830	5980
8.	9,12	65870	7220
9.	9,4	69670	7410
10.	10,1	76940	7620
11.	10,72	81100	7560
12.	10,8	107800	9980
13.	11,6	100870	8700
14.	11,7	83620	7147
15.	11,98	94367	7877
16.	12,37	103203	8343
17.	12,9	110270	8548
18.	15,54	178710	11500

Tabelul 5.4. Parametrii transferului termic la fierberea apei pe suprafața de cupru cu diametrul de 50 mm, orizontală cu promotori de intensificare din bare de grafit cu diametrul de 8 mm și pasul de 10 mm. Presiunea de lucru, 1 atm.

Nr.	Diferența de temperatură $\Delta T = T_p - T_f$ /K/	Fluxul termic unitar q /W/m ² /	Coefficientul de transfer termic α /W/m ² .K/
1.	6,9	64170	9300
2.	7,8	84864	10880
3.	8,55	83602	9778
4.	8,8	103840	11800
5.	9	114030	12670
6.	10,08	121968	12100
7.	10,54	117837	11180
8.	11,3	128820	11400
9.	12	152160	12680
10.	12,9	166991	12945
11.	14	184940	13210

Tabelul 5.5. Parametrii transferului termic la fierberea apei pe o suprafață de cupru cu diametrul de 50 mm, orizontală cu promotori de intensificare din bare din grafit cu diametrul de 8 mm și pasul de 12mm. Presiunea de lucru, 1 atm.

Nr.	Diferența de temperatură $\Delta T = T_p - T_f$ /K/	Fluxul termic unitar q /W/m ² /	Coefficientul de transfer termic α /W/m ² .K/
1.	6,31	43697	6926
2.	6,9	46892	6796
3.	7,51	70076	9331
4.	8,15	68045	8349
5.	9,25	78949	8535
6.	9,5	83900	8830
7.	9,78	88300	9030
8.	10,2	96340	9445
9.	10,6	100500	9480
10.	11	109000	9900

Tabel 5.5. - Continuare

11.	11,6	114240	9850
12.	12,27	123200	10040
13.	12,54	126650	10100
14.	13,1	149600	11420
15.	13,5	162160	12000
16.	14	176120	12580
17.	14,5	188250	12980
18.	14,8	189400	12800
19.	15	172500	11500
20.	16,5	192700	11680

Tabelul 5.6. Parametrii transferului termic la fierberea soluției apoase de zahăr cu concentrația 1% pe o suprafață de cupru cu diametrul de 50 mm, orizontală. Presiunea de lucru, 1 atm.

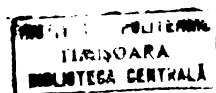
Nr.	Diferența de temperatură $\Delta T = T_p - T_f$ /K/	Fluxul termic unitar q /W/m ² /	Coefficientul de transfer termic α /W/m ² .K/
1.	9,5	51370	5410
2.	11	67560	6140
3.	12,7	91480	7200
4.	14,6	130190	8920
5.	14,8	139333	9410
6.	15,3	168890	11040
7.	16,5	205550	12460
8.	17,5	240100	13700

Tabelul 5.7. Parametrii transferului termic la fierberea unei soluții apoase de zahăr cu concentrația de 1% pe o suprafață de cupru cu diametrul de 50 mm, orizontală cu promotori din bare din grafit cu diametrul de 8 mm și pasul de 10 mm. Presiunea de lucru, 1 atm.

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coefficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_f$ /K/	q /W/m ² /	α /W/m ² .K/
1.	7,5	77400	10320
2.	8,6	97100	11290
3.	9	116820	12980
4.	9,5	130890	13780
5.	10,3	140740	13664
6.	11	163260	14840
7.	11,5	188590	16400
8.	11,9	229400	19280
9.	12,3	254740	20700
10.	12,5	32230	25780

Tabelul 5.8. Parametrii transferului termic la fierberea unei soluții apoase de zahăr de concentrație 1% pe o suprafață de cupru cu diametrul de 50 mm, orizontală cu promotori din bare de cupru, cu diametrul de 3,5 mm și pasul de 5,5 mm. Presiunea de lucru, 1 atm.

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coefficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_f$ /K/	q /W/m ² /	α /W/m ² .K/
1.	11	109100	9920
2.	11,5	123852	10770
3.	12,5	154800	12380
4.	12,9	156100	12100
5.	13,3	180850	13600
6.	9,75	70370	7220



Tabelul 5.9. Parametrii transferului termic la fierberea unei soluții apoase de zahăr de concentrație 1% pe o suprafață de cupru cu diametrul de 50 mm, orizontală cu promotori din bare de grafit cu diametrul de 2 mm și pasul de 4mm. Presiunea de lucru, 1 atm.

Nr.	Diferența de temperatură $\Delta T = T_p - T_f$ /K/	Fluxul termic unitar q /W/m ² /	Coefficientul de transfer termic α /W/m ² .K/
1.	10,2	65280	6400
2.	10,3	66150	6420
3.	11,5	91480	7950
4.	13,1	121740	9290
5.	13,8	118220	8570
6.	14	154660	11050
7.	14,3	142150	9940
8.	15	185780	1380
9.	16	220960	13800
10.	17	264600	15560

Tabelul 5.10. Parametrii transferului termic la fierberea unei soluții apoase de zahăr de concentrație 1,5% pe o suprafață de cupru cu diametrul de 50 mm, orizontală. Presiunea de lucru, 1 atm.

Nr.	Diferența de temperatură $\Delta T = T_p - T_f$ /K/	Fluxul termic unitar q /W/m ² /	Coefficientul de transfer termic α /W/m ² .K/
1.	10	54200	5420
2.	11,4	67750	5940
3.	13	88670	6820
4.	14	102740	7340
5.	14,6	122820	8410
6.	15,3	156220	10210
7.	16,7	201260	12050

Tabelul 5.11. Parametrii transferului termic la fierberea unei soluții apoase de zahăr de concentrația 1,5% pe o suprafață de cupru cu diametrul de 50 mm, orizontală cu promotori din bare de grafit cu diametrul de 2 mm și pasul de 4 mm. Presiunea de lucru, 1 atm.

Nr.	Diferența de temperatură $\Delta T = T_p - T_f$ /K/	Fluxul termic unitar q /W/m ² /	Coefficientul de transfer termic α /W/m ² .K/
1.	8,8	43630	4960
2.	9,5	54890	5778
3.	10,8	68960	6385
4.	12,8	91480	7147
5.	13,8	114000	8260
6.	14,5	125260	8640
7.	15	157630	10508
8.	15,9	199850	12570
9.	16,3	218150	13380

Tabelul 5.12. Parametrii transferului termic la fierberea unei soluții apoase de zahăr cu concentrația de 1,5%, pe o suprafață de cupru cu diametrul de 50 mm, orizontală cu promotori din bare de grafit cu diametrul de 2 mm și pasul de 7,6 mm. Presiunea de lucru, 1 atm.

Nr.	Diferența de temperatură $\Delta T = T_p - T_f$ /K/	Fluxul termic unitar q /W/m ² /	Coefficientul de transfer termic α /W/m ² .K/
1.	11	67560	6140
2.	12,1	81630	6750
3.	13,3	99930	7510
4.	14	109780	7840
5.	15	144960	9660
6.	15,3	163400	10680
7.	15,7	178840	11390
8.	16,2	195630	12080
9.	16,8	226590	13490

Tabelul 5.13. Parametrii transferului termic la fierberea unei soluții apoase de zahăr 1,5%, pe o suprafață de cupru cu diametrul de 50 mm, orizontală, cu promotori din bare de cupru cu diametrul de 3,5 mm și pasul 5,5 mm. Presiunea de lucru, 1 atm.

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coefficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_f$ /K/	q /W/m ² /	α /W/m ² .K/
1.	9,1	55860	6140
2.	10,3	74593	7240
3.	11,1	91480	8240
4.	12,1	116820	9650
5.	13	143560	11040
6.	13,8	175930	12750
7.	15	225200	15010
8.	16,5	270700	16000

Tabelul 5.14. Parametrii transferului termic la fierberea unei soluții apoase de zahăr cu concentrația de 1,5%, pe o suprafață orizontală de cupru cu diametrul de 50 mm, cu promotori din bare de grafit, cu diametrul de 8 mm și pasul 12 mm.

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coefficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_f$ /K/	q /W/m ² /	α /W/m ² .K/
1.	7,3	36200	4640
2.	9,3	60500	6500
3.	9,8	67560	6890
4.	10,8	107000	8500
5.	11,6	132300	11400
6.	12,6	157600	12500
7.	13,5	178741	13240
8.	14,7	201260	13690
9.	15,4	233630	15170
10.	16,3	267400	16400

Tabelul 5.15. Parametrii transferului termic la fierberea unei soluții apoase de zahăr cu concentrația de 1,5%, pe o suprafață orizontală de cupru cu diametrul de 50 mm, cu promotori din bare de grafit cu diametrul de 8 mm și pasul de 10 mm. Presiunea de lucru, 1 atm.

Nr.	Diferența de temperatură $\Delta T = T_p - T_f$ /K/	Fluxul termic unitar q /W/m ² /	Coefficientul de transfer termic α /W/m ² .K/
1.	6,6	43600	6600
2.	7,3	59800	8200
3.	3,2	74600	9100
4.	9,8	109100	11130
5.	10,6	119620	11280
6.	10,9	133000	12200
7.	11,4	141770	12440
8.	11,8	154900	13130
9.	12,6	171700	13630
10.	13,1	185780	14180
11.	13,3	259650	13820
12.	14,6	267900	19720

Tabelul 5.16. Parametrii transferului termic la fierberea unei soluții apoase de zahăr cu concentrația de 2%, pe o suprafață orizontală de cupru cu diametrul de 50 mm. Presiunea de lucru, 1 atm.

Nr.	Diferența de temperatură $\Delta T = T_p - T_f$ /K/	Fluxul termic unitar q /W/m ² /	Coefficientul de transfer termic α /W/m ² .K/
1.	9	40700	4524
2.	10,5	54290	5170
3.	11	61070	5550
4.	13	84440	6500
5.	14,3	98500	6800

Tabelul 5.16. - Continuare

6.	14,4	98520	6840
7.	15,1	116900	7740
8.	15,4	163080	10590
9.	15,6	17620	11300
10.	17	205200	12070
11.	18	229400	12745

Tabelul 5.17. Parametrii transferului termic la fierberea unei soluții apoase de zahăr cu concentrația de 2% pe o suprafață orizontală de cupru cu diametrul de 50 mm, cu promotori din bare de grafit cu diametrul de 8 mm și pasul de 10 mm. Presiunea de lucru, 1 atm.

Nr.	Diferența de temperatură $\Delta T = T_p - T_f$ /K/	Fluxul termic unitar q /W/m ² /	Coefficientul de transfer termic α /W/m ² .K/
1.	3,8	52074	13920
2.	9,6	76000	17920
3.	10,45	95000	20090
4.	11	114000	20360
5.	11,5	136520	21870
6.	12,3	153730	22500
7.	13	176850	23600
8.	13,9	195100	24040
9.	15	248460	26560
10.	15,9	270390	27000

Tabelul 5.18. Parametrii transferului termic la fierberea unei soluții apoase de zahăr cu concentrația de 2% pe o suprafață orizontală de cupru cu diametrul de 50mm, cu promotori din bare de grafit cu diametrul de 8 mm și pasul de 12 mm. Presiunea de lucru, 1 atm.

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coefficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_f$ /K/	q /W/m ² /	α /W/m ² .K/
1.	8,5	39100	4600
2.	9	43630	4850
3.	10	63330	6330
4.	10,5	80930	7700
5.	11	116800	10620
6.	12	129770	10814
7.	12,5	133700	10620
8.	13,5	153400	11360
9.	14	171700	12265
10.	15	197000	13140
11.	17	263360	15490

Tabelul 5.19. Parametrii transferului termic la fierberea unei soluții apoase de zahăr cu concentrația de 2%, pe o suprafață orizontală de cupru cu diametrul de 50 mm, cu promotori din bare de lemn de brad cu diametrul de 8 mm și pasul de 10 mm. Presiunea de lucru, 1 atm.

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coefficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_f$ /K/	q /W/m ² /	α /W/m ² .K/
1.	9,5	54900	5780
2.	10,7	71780	6710
3.	13,5	112000	8340
4.	14,2	130900	9220
5.	14,7	154800	10530
6.	15,2	175900	11570
7.	15,8	191400	12100

Tabelul 5.20. Parametrii transferului termic la fierberea unei soluții apoase de zahăr cu concentrația de 2%, pe o suprafață orizontală de cupru cu diametrul de 50 mm, cu promotori din bare de lemn de brad cu diametrul de 8 mm, și pasul de 10 mm. Presiunea de lucru, 1 atm.

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coeficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_f$ /K/	q /W/m ² /	α /W/m ² .K/
1.	8,1	50670	6255
2.	8,5	67560	7950
3.	8,6	71780	8346
4.	9,3	83000	8930
5.	9,7	94300	9720
6.	10,5	133700	12730
7.	11,2	152000	13500
8.	12	185780	15400
9.	13	215450	16500

Tabelul 5.21. Parametrii transferului termic la fierberea unei soluții apoase de zahăr cu concentrația de 2%, pe o suprafață orizontală de cupru cu diametrul de 50 mm, cu promotori din bare de lemn de brad cu diametrul de 8 mm și pasul de 12 mm. Presiunea de lucru, 1 atm.

Nr.	Diferența de temperatură	Fluxul termic unitar	Coeficientul de transfer termic
	$\Delta T = T_p - T_f$ /K/	q /W/m ² /	α /W/m ² .K/
1.	7	39400	5630
2.	8,2	53500	6520
3.	9,1	65520	7200
4.	10	69000	6900
5.	10,6	95400	9000

Tabelul 5.21. - Continuare

6.	11,5	133700	11626
7.	12,5	175930	14070
8.	13	204070	15700
9.	13,8	228000	16500
10.	14,6	246300	16870

Tabelul 5.22. Parametrii transferului termic la fierberea unei soluții apoase de zahăr cu concentrația de 2%, pe o suprafață orizontală de cupru cu diametrul de 50 mm, cu promotori prisme din lemn de brad cu baza triunghi echilateral cu latura de 6,9 mm și pasul de 8,9 mm. Prismele au o singură muchie în contact cu suprafața de transfer. Presiunea de lucru, 1 atm.

Nr.	Diferența de temperatură $\Delta T = T_p - T_f$ /K/	Fluxul termic unitar q /W/m ² /	Coefficientul de transfer termic α /W/m ² .K/
1.	8,7	53480	6147
2.	10	73200	7320
3.	11,8	94297	7990
4.	12,4	115407	9300
5.	13,5	135100	10000
6.	15	160500	10700
7.	16,4	184830	12000

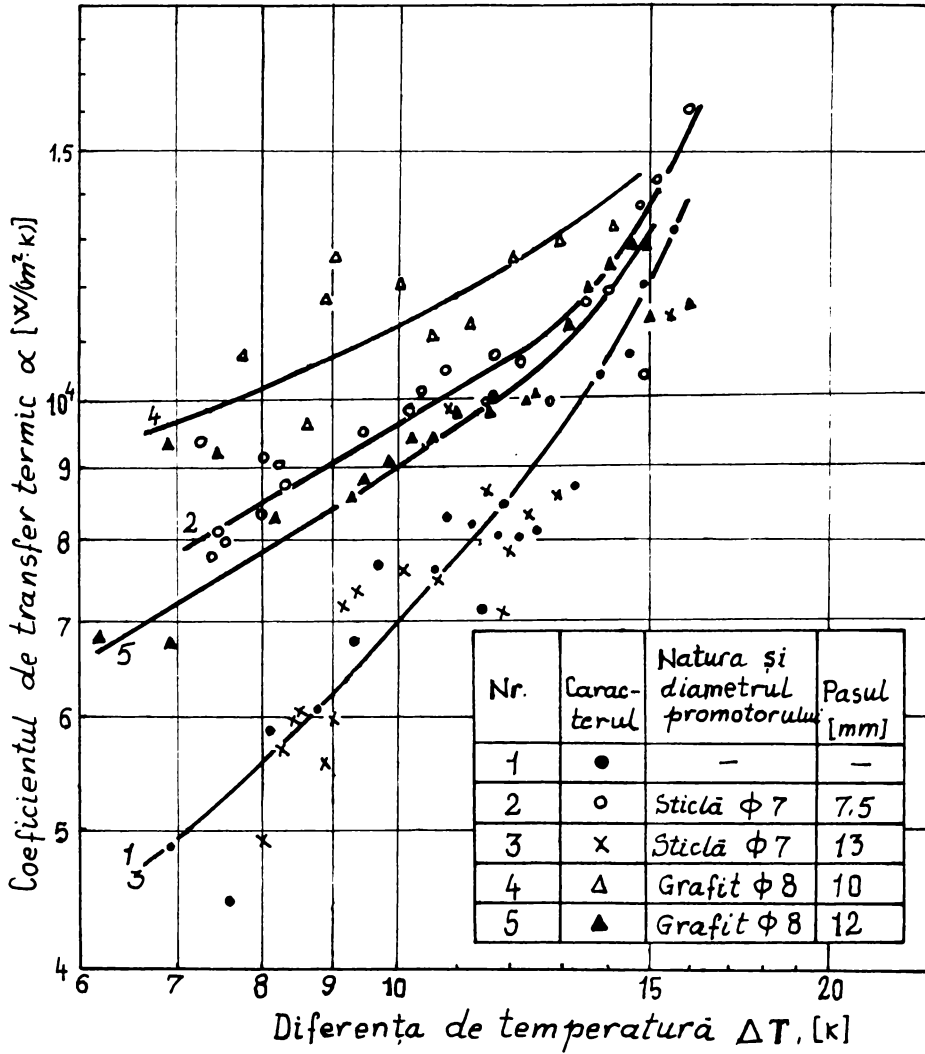


Fig.5.3. Intensificarea transferului termic la fierberea nucleată a apei distilate utilizând promotori statici de intensificare

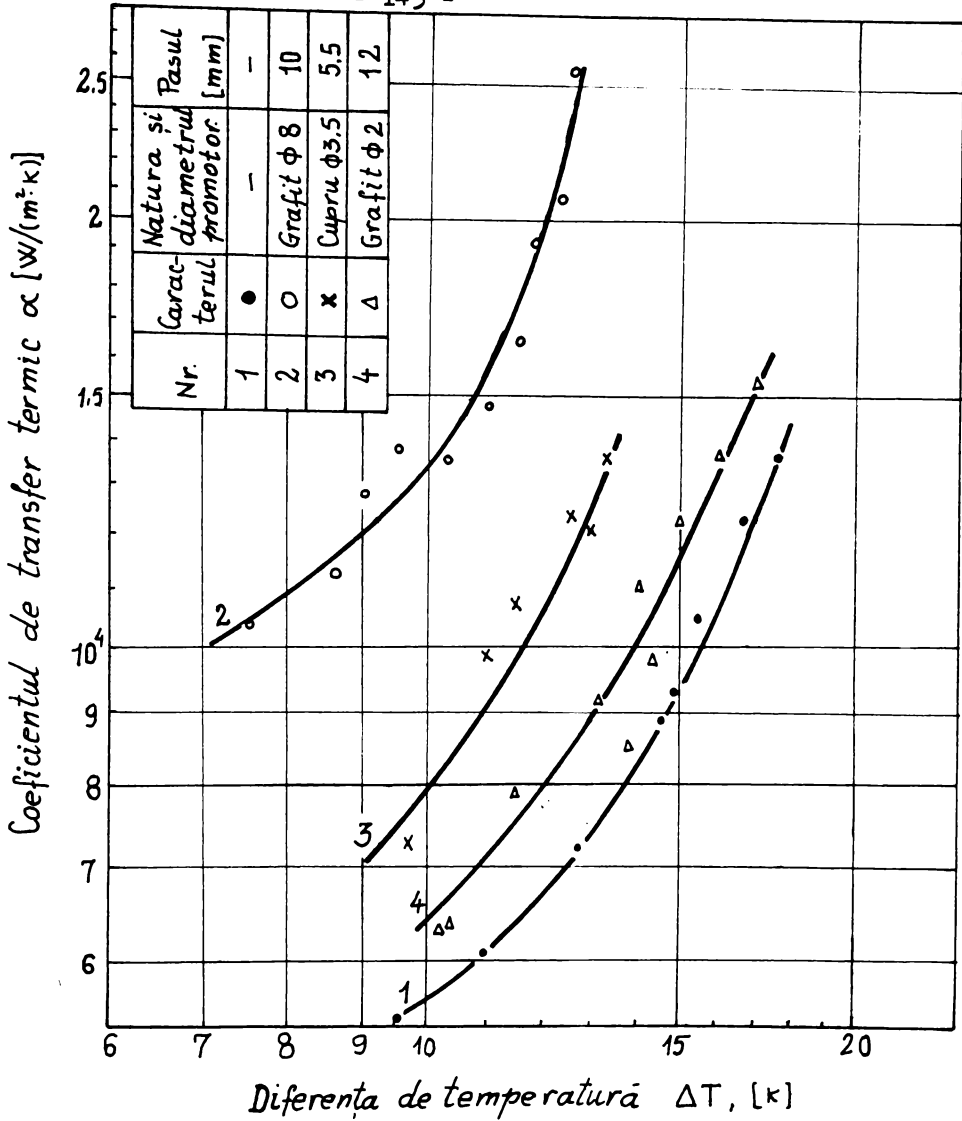


Fig.5.4. Intensificarea transferului termic la fierberea nucleată a soluției apoase de zahăr cu concentrația 1%, utilizând promotori statici de intensificare.

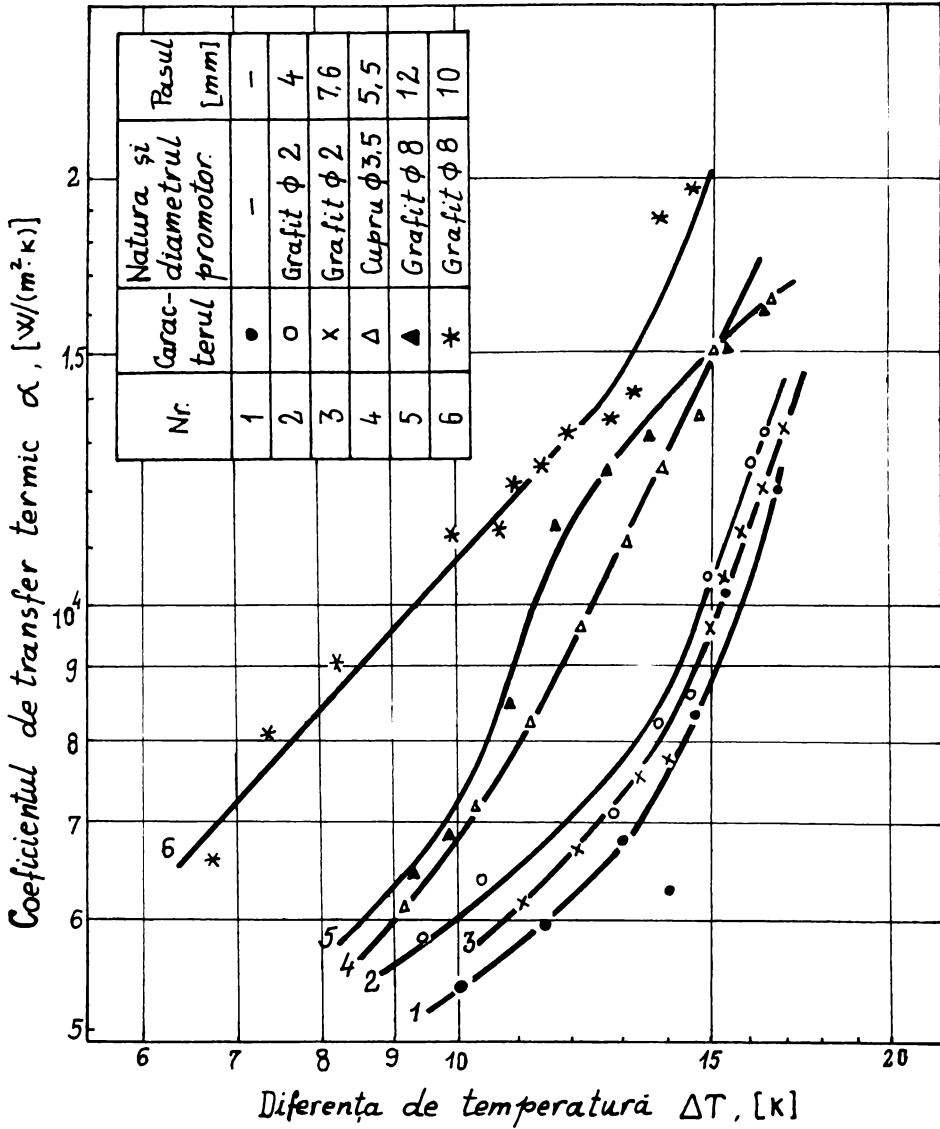


Fig.5.5. Intensificarea transferului termic la fierberea nucleată a soluției apoase de zahăr cu concentrația 1,5%, utilizând promotori statice de intensificare.

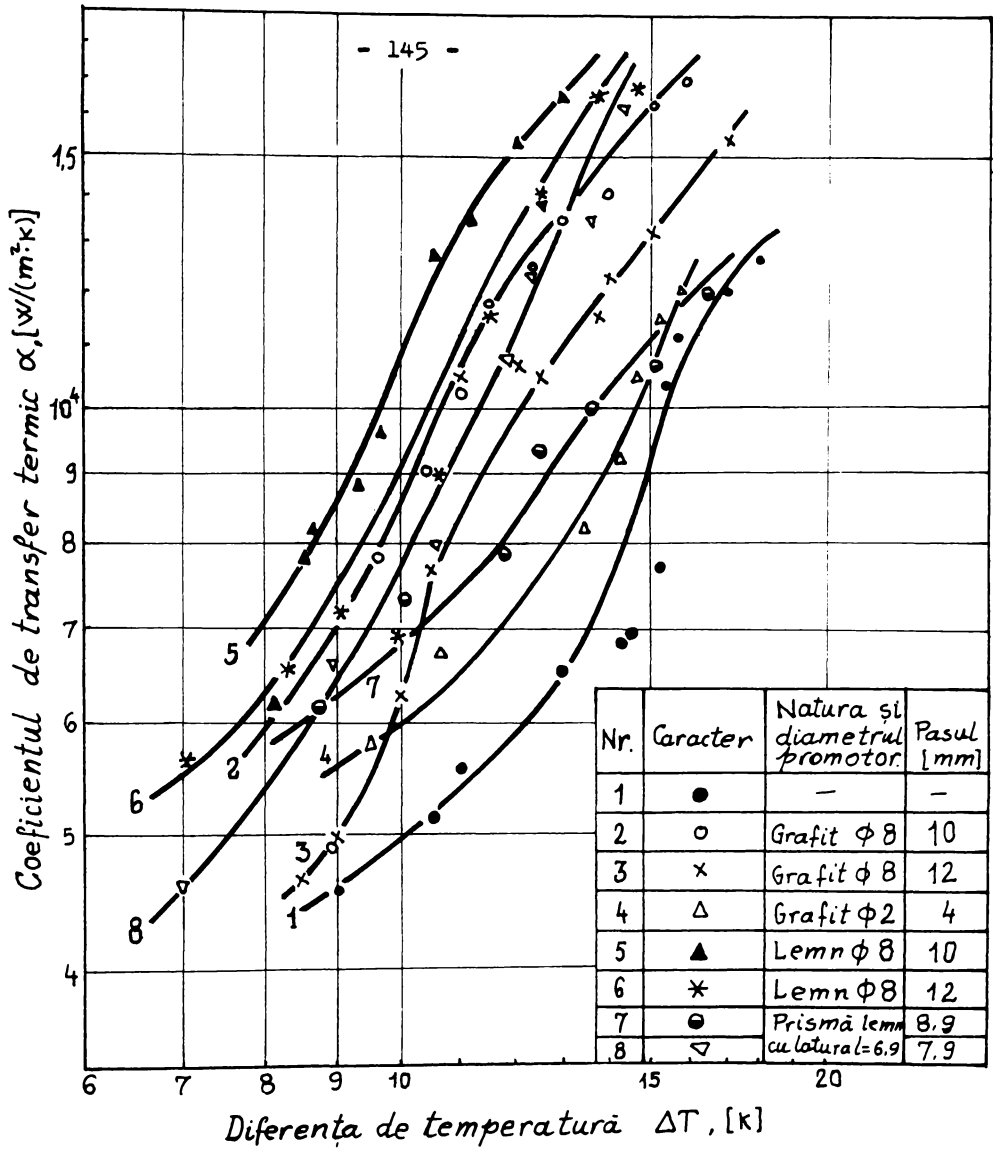


Fig.5.6. Intensificarea transferului termic la fierberea nucleată a soluției apoase de zahăr cu concentrația 2%, utilizând promotori statici de intensificare.

Utilizând bare de sticlă drept promotori de intensificare, cu diametrul de 7 mm, gradul de intensificare a transferului termic obținut este mai mic în comparație cu cel de la barele de grafit. Pentru pasul de 7,5 mm s-a obținut o creștere a coeficientului de transfer termic, față de cel de la fierberea fără promotori, de 60% la $\Delta T = 7$ K și de 15% la $\Delta T = 15$ K, iar pentru pasul de 13 mm, o creștere este practic nesensibilă pe întreg domeniul de temperatură.

Micșorarea gradului de intensificare obținut cu promotori din bare de sticlă, față de cel obținut cu promotori din bare de grafit se explică prin influența rugozității suprafeței promotorului asupra nucleației. Barele din grafit fiind mai ruгоase dau posibilitatea formării unui număr mai mare de centre de nucleație, comparativ cu suprafața mai lucioasă a barelor de sticlă. Acest fenomen a fost confirmat și de observațiile experimentale făcute asupra lichidului în fierbere. Crescând numărul centrelor active, crește ponderea zonei cu microstrat în suprafața totală de transfer, conform mecanismului propus în prezenta lucrare și aceasta are rezultate favorabile asupra transferului termic.

Cel de al doilea aspect al problemei - scăderea gradului de intensificare cu creșterea pasului - se explică și el foarte ușor pe baza acestui mecanism.

Înainte de a da această explicație trebuie prezentate câteva observații experimentale făcute asupra fenomenului nucleației la fierberea unui lichid pe o suprafață cu promotori statici de intensificare, cum sînt:

1. La valori mici ale pasului de amplasare a promotorilor centrele active de nucleație se formează numai pe linia de contact a promotorului cu suprafața de transfer.

Pentru valori mici ale diferenței de temperatură ΔT , mai apar și centre active pe porțiunea de suprafață de transfer curpînsă între doi promotori și numărul lor crește odată cu creșterea pasului.

2. De pe un asemenea centru activ de nucleație, situat sub promotor, rezultă un jet de vapori din care se desprind bule individuate, așa cum este prezentat în fig. 5.7.

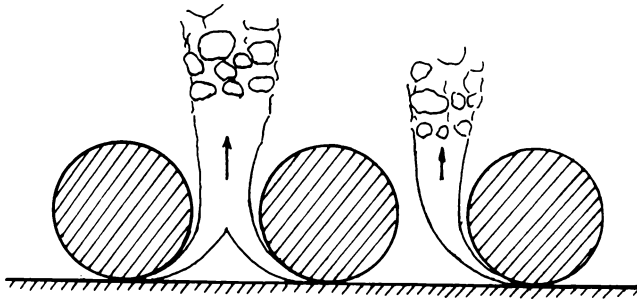


Fig.5.7. Jet de vapori produși de centre active situate sub promotorii statici de intensificare.

Cînd două centre active sînt situate vis-a-vis, cele două jeturi se unesc într-unul singur, ca în fig.5.7. De pe centrele active dintre promotori rezultă bule individuale.

3. Circulația lichidului de sub jetul de vapori este identică cu circulația din zona de influență a modelului propus și este prezentată în fig. 5.8.

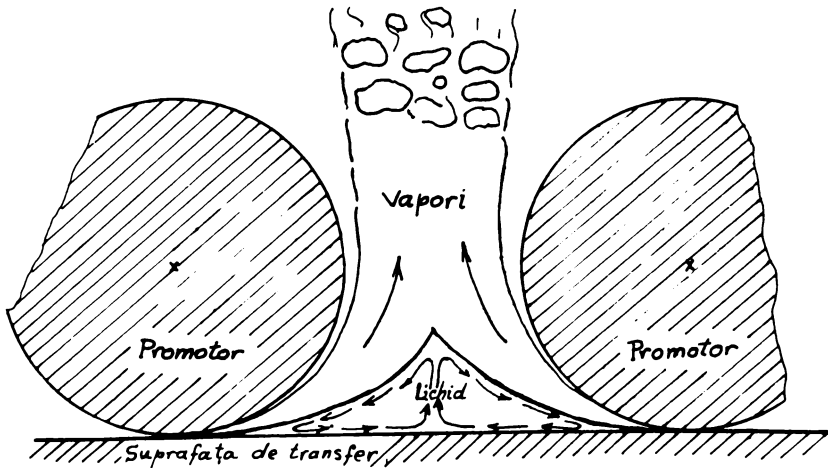


Fig.5.8. Circulația lichidului de sub jetul de vapori.

Pe baza acestor observații experimentale și cu ajutorul mecanismului transferului termic la fierberea nucleată propus se explică acum scăderea gradului de intensificare a transferului termic odată cu creșterea pasului la care se amplasează promotorii.

Lichidul din zona de influență a jetului de vapori, care așa cum s-a arătat anterior are o mișcare decelerată, curge în lungul suprafeței de transfer conform săgeților din fig. 5.8. cu o viteză care este funcție de lungimea pe care se face medierea. Viteza medie este mai mare pentru o lungime de mediere mai mică și invers. Deci, dacă distanța dintre promotori scade, lichidul refulat de la baza jetului de vapori este "obligat" să se întoarcă și să închidă celula

Tabelul 5.23. Parametrii transferului termic la fierberea unei soluții apoase de zahăr cu concentrație de 2%, pe o suprafață orizontală de cupru cu diametrul de 50 mm, cu promotori prisme din lemn de brad cu baza triunghi echilateral cu latura de 6,9 mm și pasul de 7,9 mm. Prismele au o singură muchie în contact cu suprafața de transfer. Presiunea de lucru, 1 atm.

Nr.	Diferența de temperatură $\Delta T = T_p - T_f$ /K/	Fluxul termic unitar q /W/m ² /	Coefficientul de transfer termic α /W/m ² .K/
1.	7	32370	4624
2.	8,9	59100	6640
3.	10,6	84450	7970
4.	11,8	129000	10935
5.	12,3	164670	13390
6.	12,5	175900	14070
7.	13,5	182970	13550
8.	14,3	232200	16200

rotitoare după o distanță parcursă mai mică, decît în cazul cînd pasul este mai mare. Pe această distanță mai mică, lichidul are o viteză medie mai mare și deci, transferul termic este mai intens.

Pe de altă parte, este foarte probabil că existența promotorilor pe suprafața de transfer împiedică amestecarea lichidului mai cald existent în spațiile dintre promotori cu lichidul mai rece din masa de lichid, în acest fel crescînd supraîncălzirea lichidului cu care este alimentate interfața vapori-lichid și deci și gradientul tensiunii superficiale de la această interfață care, conform modelului propus, conduce la creșterea fluxului termic transferat.

Pentru a verifica această din urmă ipoteză s-au făcut determinări experimentale cu lichide de vîscozitate mai mare, decît vîscozitatea apei. S-au determinat coeficienții de transfer termic la fierberea soluțiilor de zahăr cu concentrația de 1%, 1,5% și 2% utilizînd promotori din grafit, cupru și lemn sub formă de bare de diferite diametri și prisme cu secțiunea triunghi echilateral cu latura de 6,3 mm, din lemn. Vîscozitățile soluțiilor cu care s-a lucrat sînt de 0,317 CP, 0,335 CP și respectiv 0,352 CP. Creșterile față de vîscozitatea apei, a cărei valoare este de 0,282 CP, sînt de 12%, 19% respectiv 25%. Nu s-a lucrat cu concentrații mai mari, deci cu soluții de vîscozitate mai mare, deoarece creșterea vîscozității conduce, în general, la scăderea transferului termic pentru că se micșorează viteza de circulație a lichidului și în consecință o creștere prea puternică a vîscozității ar acoperii influența favorabilă a promotorilor statici de intensificare asupra transferului termic.

În tabelul 5.24. sînt prezentați factorii de intensificare exprimați ca rapoarte între coeficientul de transfer termic obținut în prezența promotorilor și coeficientul de transfer termic obținut în absența promotorului la aceeași concentrație și la aceeași diferență de temperatură (în cazul tabelului 5.24. $\Delta T=12,5$ K).

Tabelul 5.24. Factorii de intensificare a transferului termic la fierberea nucleată în prezența promotorilor, a soluției de zahăr pe o suprafață plană de cupru cu diametrul de 50 mm. Presiunea de lucru, 1 atm.

Natura promotorului	Concentrația soluției %	Diametrul promotorului [mm]	Pasul promotorului [mm]							
			4	5,5	7,6	7,9	8,9	10	12	
Grafit	1	2								
		8						3,33	1,22	
	1,5	2	1,15		1,08					
		8						2,2	1,85	
	2	2	1,24							
		8						2,1	1,68	
Cupru	1	3,5		1,68						
	1,5	3,5		1,62						
Lemn	2	8						2,6	1,7	
		6,9				2	1,4			

Analizând valorile numerice ale factorilor de intensificare prezentați în tabelul 5.24 precum și figurile 5.4, 5.5 și 5.6, se constată că în situația de față creșterea vîscozității are efecte favorabile asupra transferului termic obținându-se intensificări importante ale coeficientului de transfer termic, valoarea maximă fiind de 3,33 și a fost obținută la fierberea soluției cu concentrația de 1% cu promotori din grafit cu diametrul de 8 mm și pasul de 10 mm. Foarte eficienți se dovedesc a fi și promotorii bare de lemn cu diametrul de 8mm și pasul de 10 mm, la fierberea soluției cu concentrația de 2%, care dau rezultate mai bune, decît cei din grafit cu aceleași dimensiuni. Aceste rezultate sînt atribuite în cea mai mare măsură vîscozității, deoarece, după cum este cunoscut din literatura de specialitate, în concentrații mici zahărul modifică în principal vîscozitatea apei, celelalte

proprietăți rămânând practic neschimbate și deci pot fi considerate ca o dovadă experimentală care atestă veridicitatea modelului propus.

Dependența puternică a coeficientului de transfer termic de diametrul promotorului la aceeași valoare a pasului se explică prin același fenomen de amestecare a lichidului dintre promotori și cel din masa de lichid. Gradul de amestecare este mai mare în cazul în care diametrul promotorului scade, iar coeficientul de transfer termic scade, deoarece scade supraîncălzirea lichidului dintre promotori și deci gradientul tensiunii interfaciale de la interfața vaporii-lichid scade și el.

5.2. Corelarea datelor experimentale

Volumul mare al datelor experimentale și numărul parametrilor prezentați în acest capitol nu permite obținerea unei ecuații de corelare a coeficientului de transfer termic cu o precizie și un domeniu de aplicabilitate satisfăcătoare. Din aceste motive nu se va da o ecuație de corelare a acestor date.

Unele precizări însă, asupra parametrilor care influențează transferul termic și deci care intervin în ecuația de corelare, se impun.

Dependența coeficientului de transfer termic de diametrul și pasul promotorilor, sugerează utilizarea în ecuația de corelare a raportului p/d dintre cele două mărimi.

Diferența de temperatură este cel de-al doilea parametru ce trebuie să intervină în ecuația de corelare, după cum se observă din forma curbelor obținute experimental.

Utilizarea acestor doi parametri prezintă avantajul unei mari comodități în lucru.

Nu la fel de simplu stau lucrurile în cazul parametrilor ce țin de aspectul suprafeței promotorului, gradul său de rugozitate, modul în care se realizează contactul promotor-suprafață de transfer, precum și constanța tuturor acestora în timpul procesului fierberii.

Din acest motiv este dificilă utilizarea lor într-o ecuație de corelare, dar se pot obține ecuații valabile numai pentru

un anumit cuplu promotor-lichid în fierbere.

O ecuație simplă ar putea fi una de forma:

$$\alpha_p = \alpha \cdot I \left(\frac{p}{d}, \Delta T \right) \quad (5.1)$$

în care:

α_p = coeficientul de transfer termic în sistem de promotori;

α = coeficientul de transfer termic fără promotori, dar la aceeași diferență de temperatură cu α_p ;

I = factor de intensificare funcție de p/d și ΔT .

5.3. Concluzii

Datele experimentale prezentate în acest capitol prelucrarea lor, precum și observațiile făcute asupra fenomenului fierberii în prezența promotorilor de intensificare pe suprafața de transfer termic, conduc la următoarele concluzii:

1. Aspectul fierberii cu promotori este diferit de cel al fierberii fără promotori, sub această privință fierberea cu promotori putând fi numită "fierbere în jeturi de vapori".

2. Utilizarea promotorilor statici pentru intensificarea transferului termic la fierberea nucleată este o modalitate simplă și eficientă, obținându-se intensificări de pînă la 230% față de fierberea fără promotori.

3. Promotorii cu suprafața mai rugoasă sînt mai eficienți deoarece dau posibilitatea formării unui număr mai mare de centri activi de pe care se formează jeturi de vapori din care se desprind bule individuale.

4. Valoarea raportului p/d are o mare influență asupra configurației celulei rotitoare a lichidului de sub jetul de vapori, existînd posibilitatea practică

de a obține acea configurație, care să dea cele mai mari valori ale coeficientului de transfer termic, prin modificarea raportului p/d . Aici un rol important îl joacă și unghiul pe care îl face interfața vaporii-lichid a microstratului cu suprafața de transfer, unghi după care acționează forțele superficiale și deci, după care este alimentată ^{cu} lichidul supraîncălzit interfața vaporii-lichid.

5. Datorită mării complexități a fenomenului fierberii nucleate în prezența promotorilor de intensificare, nu se pot obține ecuații de corelare generale, ci ecuații specifice sistemului de promotori utilizat.

6. Toate informațiile experimentale obținute și prezentate în acest capitol conduc la concluzia finală că noul mecanism al transferului termic la fierberea nucleată este în bună concordanță cu realitatea.

6. CONCLUZII GENERALE

Una din direcțiile principale de dezvoltare a cercetării științifice în ingineria chimică este cunoașterea mecanismelor fenomenelor de transfer, deoarece numai așa pot fi identificate modalitățile de intensificare a lor.

Prezenta lucrare se înscrie pe aceeași direcție, subiectul ei fiind mecanismul și intensificarea transferului termic la fierbere. Mecanismul transferului termic la fierbere este o problemă neelucidată, lucrarea de față aducând contribuții importante la elucidarea sa. În acest scop, ca metode de studiu, s-au folosit cercetarea teoretică - modelarea fizică și matematică a fenomenului și interpretarea rezultatelor obținute prin modelare- și cercetarea experimentală pentru verificarea rezultatelor obținute pe cale teoretică. S-au utilizat rezultate experimentale proprii, precum și rezultate experimentale prezentate în literatura de specialitate.

Principalele concluzii ale lucrării sînt prezentate în continuare.

1. Fenomenul fierberii este un fenomen deosebit de complex, deoarece este influențat de un număr mare de parametri: geometria sistemului, vîscozitate, densitate, căldură masică, conductivitate termică, tensiune superficială, căldură latentă de vaporizare, presiune, temperatură, starea suprafeței de încălzire, poziția suprafeței etc.

2. Mecanismele transferului termic la fierberea nucleată, prezentate în literatura de specialitate au fost clasificate (prima clasificare făcută în literatură) în:

- mecanisme de creștere a bulei;
- mecanisme analogice;
- mecanisme cu microstrat.

Deși între aceste categorii există diferențieri importante, toate mecanismele au o trăsătură comună, și

cauze: procesul de curgere a lichidului pe suprafața de transfer, care generează procesul de transfer termic, este generat de periodicitatea fenomenului de nucleație.

3. Ecuațiile pentru coeficientul de transfer termic, rezultate din unele mecanisme prezentate în literatură, nu pot fi utilizate în calcule de proiectare, deoarece conțin mărimi care nu pot fi evaluate decât pe cale experimentală (numărul centrelor de nucleație, distanța medie dintre ele). Din acest motiv au fost obținute ecuații semiempirice sau empirice utilizabile în proiectare, acestea din urmă fiind de forma unui produs de constante fizice ale lichidului și vaporilor la diverse puteri.

4. Mecanismele de creștere a bulei și analogice nu țin cont de existența microstratului la baza bulei de vapori și consideră influența tensiunii superficiale asupra hidrodinamicii lichidului adiacent bulei de vapori, neglijabilă.

Mecanismele cu microstrat iau în considerație aportul pe care îl are evaporarea lichidului din microstrat la creșterea bulei, dar consideră microstratul în repaos, deci se neglijează și aici acțiunea tensiunii superficiale la interfața vapori-lichid. Prin microstrat se consideră transferul termic prin mecanisme conductive.

5. Mecanismele prezentate în literatură corelează bine o serie de date experimentale, dar nu dau o imagine consistentă asupra mecanismului fierberii și nu explică unele observații experimentale. Astfel: nu dau o imagine clară a modului cum lichidul supraîncălzit este adus la interfața vapori-lichid, nu pot explica intensificarea procesului de transfer termic de până la 2,5 ori, observată experimental, /57/ la fierberea unui lichid cu adaosuri de substanțe tensioactive, care mărește coeficientul de temperatură al tensiunii superficiale, nu pot explica variația temperaturii peretelui în jurul centrului de nucleație (aceasta crescând pe măsură ce distanța de la centrul activ crește, /54/, /47/).

6. In prezenta lucrare se propune un nou mecanism al transferului termic la fierbere care poate explica și observațiile experimentale enumerate la punctul 5.

In mecanismul propus, microstratul este într-o mișcare complexă generată de tensiunea superficială de la interfața vapor-lichid. Pe această interfață există un gradient de tensiune superficială datorat unui gradient de temperatură generat de procesul de evaporare a lichidului supraîncălzit din microstrat la interfață.

7. S-a propus un model fizic al fierberii nucleate pe baza căruia s-a formulat un model matematic.

Modelul fizic ia în considerație atât zona cu microstrat, cât și zona de influență a bulei de vapor.

Conform modelului fizic, în zona cu microstrat, lichidul este într-o mișcare uniformă, iar în zona de influență mișcarea lichidului este decelerată.

Desprinderea bulei de pe suprafața solidă și mișcarea sa ascendentă prin lichid imprimă acestuia o mișcare pe verticală. Toate aceste trei mișcări se cuplează armonios într-o celulă rotitoare triplă, așa cum este prezentat în fig.3.2.

Modelul matematic a fost soluționat analitic pentru fiecare zonă în parte, iar ca rezultat final s-au obținut două ecuații criteriale pentru calculul coeficienților de transfer termic:

- pentru zona cu microstrat:

$$Nu = 0,918 Ma^{1/3}$$

- pentru zona de influență:

$$Nu = 0,279 Ma^{1/3}$$

Conform acestui model, coeficientul de transfer termic la fierbere se calculează prin mediere după fracția de suprafață a fiecărei zone. Din modelul propus se obține proporționalitatea:

$$\alpha \sim \Delta T^{2,33}$$

8. Mecanismul este întregit de un model matematic pentru profilul de temperatură dintr-o placă solidă, pe care se formează bulele de vapori. Soluționarea analitică a acestui model a condus la obținerea profilului de temperatură care corespunde determinărilor experimentale, conform cărora temperatura crește odată cu creșterea razei.

9. Verificarea experimentală a mecanismului propus a fost făcută utilizând date experimentale proprii și de literatură.

10. Pentru realizarea experiențelor proprii au fost construite șapte instalații experimentale pe care s-au făcut observații privind circulația lichidului adiacent bulei de vapori, s-au făcut măsurători ale parametrilor transferului termic în zona cu microstrat și pe suprafețe reale și curvasireale. S-a măsurat experimental raza zonei de influență. Toate aceste experiențe confirmă veridicitatea mecanismului propus.

11. Se propune un procedeu și o tehnică experimentală pentru simularea fenomenului fierberii, cu ajutorul fenomenului de barbotare în care bulele de gaz se formează pe orificii practice ^{transfer termic, care s-a dovedit a fi un bun procedeu de} chiar pe suprafața de intensificare a transferului termic (α a crescut de 15 ori față de convecția naturală).

12. Măsurători de coeficienți de transfer, în condiții în care vaporizarea lichidului la interfața gaz-lichid era împiedicată (apă de 3,5°C și aer saturat în vapori de apă), au condus la concluzia că aportul componentei clasice (curgere datată periodicității nucleației) asupra transferului termic nu poate explica valorile mari ale coeficientului de transfer termic la fierbere.

13. Măsurători de coeficienți de transfer termic, în condiții în care vaporizarea era favorizată (apă caldă 80-85°C și aer nesaturat în vapori de apă) au condus la concluzia că fier-

berea este un procedeu intens de transfer termic datorită acțiunii forțelor superficiale și hidrodinamicii generate de ele în zona cu microstrat și în zona de influență a bulei de vapori.

14. Cu toată superioritatea mecanismului propus, în comparație cu mecanismele din literatură, superioritate ce constă în aceea că reușește să explice toate observațiile experimentale neexplicate de celelalte mecanisme, utilizarea sa în calcule de proiectare este dificilă deoarece necesită cunoașterea numărului centrelor active de nucleație care, deocamdată, nu poate fi făcută decât pe cale experimentală.

15. Se propune o nouă tehnică de intensificare a transferului termic la fierbere și anume intensificarea prin barbotare cu bule de aer formate pe suprafața de transfer termic. Procedeu în sine nu este studiat în detaliu.

16. Se studiază experimental și se explică teoretic, cu ajutorul modelului propus, intensificarea transferului termic la fierbere în prezența promotorilor statici de intensificare pe suprafața de transfer.

Observarea experimentală a fenomenului nucleației în prezența promotorilor a condus la avansarea noțiunii de "fierbere în jeturi".

17. A fost studiată influența asupra transferului termic la fierbere a următorilor factori: natura și forma geometrică a promotorilor, diametrul lor și pasul de amplasare. S-a lucrat cu promotori bare cilindrice din sticlă, lemn de brad, grafit, cupru și prisme cu secțiunea triunghi echilateral din lemn de brad.

Măsurători ale coeficientului de transfer termic au condus la obținerea unor valori de 2,3 ori mai mari față de fierberea fără promotori. Cele mai bune rezultate se obțin

cu promotori cu suprafața rugoasă.

18. Valoarea raportului dintre pasul și diametrul promotorilor are o mare influență asupra configurației celulei rotitoare a lichidului în zona de influență, cu influențe considerabile asupra transferului. Există deci posibilitatea practică de a obține acea configurație și dimensiune a acestei celule rotitoare, care să permită obținerea celor mai mari valori ale coeficientului de transfer termic în cazul unui sistem dat de fierbere.

19. În lucrare se formulează idei și ipoteze noi privitoare la fenomenul fierberii. O parte din ideile formulate sînt soluționate în mare măsură, iar cealaltă parte împreună cu ipotezele formulate, constituie noi direcții de dezvoltare a lucrării în viitor.

20. În forma în care este prezentat, în această lucrare, modelul propus poate fi aplicat și procesului de transfer de masă de la o particulă (picătură, bulă de gaz) în formare la un lichid.

7. LISTA DE NOTATII

Simboluri latine:

- a - accelerație, LT^{-2} , $[m/s^2]$;
ã - difuzivitate termică, L^2T^{-1} , $[m^2/s]$;
a - constanta adimensională ;
b - constantă adimensională ;
c - constantă adimensională ;
 c_s - căldură specifică, $L^2T^{-2}K$, $[J/kg.K]$;
d - diametru, L $[m]$;
f - frecvență, T^{-1} $[s^{-1}]$;
g - accelerația gravitațională, LT^{-2} $[m/s^2]$;
h - grosimea microstratului, L, $[m]$;
 h_0 - lungime la care $W=0$, L $[m]$;
 h_m - lungime medie la care $W=W_{max}$, L, $[m]$;
 m_g - masă de gaz, M, $[kg]$;
m - constantă adimensională ;
n - constantă adimensională ;
p - presiune, $ML^{-1}T^{-2}$, $[N/m^2]$, /bar/, /at/ ;
p - pas, L, m ;
 p_{cr} - presiune critică, $ML^{-1}T^{-2}$, $[N/m^2]$, /bar/, /at/ ;
r - rază, L, m ;
 W_x, W_y, W_z - componentele vitezei, LT^{-1} $[m/s]$;
x,y,z - coordonate spațiale, L, $[m]$;
A - constantă cu semnificația unei viteze, LT^{-1} , $[m/s]$;
B - constantă, L^{-1} , $[m^{-1}]$;
D - diametru mediu, L, $[m]$;
 G_r - criteriul Grashof, adimensional ;
H - lungime caracteristică, L, $[m]$;
 J_0, J_1 - funcții Bessel de speța I și ordin 0,1 ;

- K_F - constanta Fötvs ;
 L - lungime, L , $[m]$;
 M - masa moleculară, $M \cdot Kmol^{-1}$, $[kg/kmol]$;
 M_a - criteriul Marangoni, adimensional ;
 N - numărul centrelor de nucleație, L^{-2} , $[m^{-2}]$;
 \bar{N} - numărul mediu al centrelor de nucleație, L^{-2} , $[m^{-2}]$;
 $N^{\#}$ - numărul lui Avagadro ;
 N_0 - constantă, L^{-2} , $[m^{-2}]$;
 N_0, N_1 - funcții Bessel de speța II și ordin 0,1 ;
 Nu - criteriul Nusselt, adimensional ;
 Nu_x - criteriul Nusselt local, adimensional ;
 Nu_b - criteriul Nusselt pentru bula de vapori ;
 $P_{red.}$ - presiunea redusă, adimensională ;
 P_v - presiunea de vapori, $ML^{-1}T^{-2}$, $[N/m^2]$;
 P - presiune constantă, $ML^{-1}T^{-2}$, $[N/m^2]$;
 Pr - criteriul Prandtl, adimensional ;
 Q - debit de lichid, L^3T^{-1} , $[m^3/s]$;
 R - rază, L , $[m]$;
 R_a - criteriul Rayleigh, adimensional ;
 R_g - constanta gazelor perfecte, $M.L^2T^{-2}.Kmol.K$, $[J/(Kmol.K)]$;
 S - distanța medie dintre centrele de nucleație active, L , $[m]$;
 T - temperatură, θ , $[K]$;
 T_f - temperatura de fierbere, θ , $[K]$;
 T_s - temperatura de supraîncălzire, θ , $[K]$;
 T_p - temperatura peretelui, θ , $[K]$;
 v - viteză, LT^{-1} , $[m/s]$;
 V_m - volum de vapori, L^3 , $[m^3]$;

Simboluri grecești :

- α - coeficient de transfer termic, $M \cdot T^{-3}K$, $[W/(m^2 \cdot K)]$
- β - coeficient de dilatație volumică, Θ^{-1} , $[K^{-1}]$
- β - constantă adimensională ;
- δ - grosime , L , $[m]$;
- ϵ - constantă adimensională ;
- ϵ - viteză fictivă, LT^{-1} , $[cm/s]$; $[cm^3/(cm^2 \cdot s)]$;
- ϵ - fracție volumetrică, adimensională ;
- λ - conductivitate termică, $MLT^{-3} \cdot K$, $[W/(m \cdot K)]$;
- η - vâscozitate dinamică, $ML^{-1}T^{-1}$, $[kg/m \cdot s]$;
- σ - tensiune superficială, MT^{-2} , $[N/m]$;
- ρ - densitate, ML^{-3} , $[kg/m^3]$;
- q - flux termic unitar, MT^{-3} , $[W/m^2]$;
- τ - timp, T , $[s]$;
- θ - unghi de contact, $[^\circ]$;
- κ - tensiune de redare, MT^{-2} , $[N/m]$;
- ν - vâscozitate cinematică , L^2T^{-1} , $[m^2/s]$;
- ϕ - constantă adimensională ;

Indici :

- cr - critic;
- f - fierbere;
- g - gaz ;
- i - influență;
- l - lichid;
- m - microstrat;
- p - perete;
- r - direcția radială;
- s - saturație;
- v - vapori;
- x - direcția x;
- y - direcția y;
- z - direcția z.

8. BIBLIOGRAFIE

1. Isachenko, V.V., Osipova, V.A., Sukomel, A.S., "Heat Transfer", Mir Publishers, Moscow, 1977.
2. Kreith, F., "Transmission de la chaleur et thermodynamique", Masson et Co. Editeurs, Paris, 1967.
3. Nukijama, Shiro, J.Soc.Mech.Engrs. Japan, 37, 367, 1934.
4. Robert, C., Shulman, L.H., Chem. Eng. Sci., 21, 723, 1966.
5. Bernath, L., Chem. Engng. Prog. Symp. Ser., 56, 95, 1960.
6. Rohsenow, W., Griffith, P., Chem. Engng. Prog. Symp. Ser., 52, 47, 1956.
7. Zuber, N., Trans. Amer. Soc. Mech. Engrs., 80, 71, 1958.
8. Kutateladze, S.S., "Fundamentals of the theory of heat exchange" Mashgiz, Moskow-Leningrad, 1962.
9. Ruckenstein, E., Studii și cercetări de fizică, XV, 1, 1964.
10. Volmer, M., Kinetik der Phasenbildung, Steinkopf, Leipzig, 1939
11. Bernath, L., Ind. Eng. Chem., 44, 1310, 1952.
12. Reiss, H., Ind. Eng. Chem., 44, 1284, 1952.
13. Ellion, M.J.P.L., Memo, 20-88, Pasadena, Calif., 1954.
14. Ursescu, M.L., Tudose, R.Z., Revista de chimie, 25, 1, 1974.
15. Baukoff, S.G., A.I.Ch.E.Jl., 4, 24, 1958.
16. Bartell, F.E., Shepard, W.J., Jl. Phys. Chem., 57, 211, 1953.
17. Corty, C., Foust, A.S., Chem. Eng. Progr. Symp., Ser. No. 17, 51, 1955, citat de /20/.
18. Baukoff, S.G., Trans. ASME, 79, 735, 1957, citat de /20/.
19. Clark, H.B., Streng, P.S., Westwater, J.W., Paper nr. 13, Secou Nat. Heat Trans. Conf., Chicago, 1958, citat de /20/.
20. Gaertner, R.F., Fifth Nat. Heat. Trans. Conf. A.I.Ch.E.-ASME, Houston, Texas, 1962.
21. Kurihara, H.M., Myers, J.E., A.I.Ch.E. Journal, 6, 83, 1960.
22. Westwater, J.W., "Boiling of Liquids", Adv. Chem. Eng. Press. Inc., New York, 1956.

23. Hsu, Y.Y., Paper No.61 - WA - 177, ASME Winter Meeting New York, 1961, citat de /20/.
24. Gaertner, R.F., Ph.D.Thesis, Univ. of Illinois, Urbana 1959
25. Rallis, C.J., Greenland, R.V., Kak.A., S. African Mech. Eng., 10, 171, 1961, citat de /20/.
26. Treschev, G.C., "Experimental Investigations of the Mechanism of the Process of Surface Boiling", Ed.,Gozenergoizdat, Moscow,1959
27. Gartner, R.F., Westwater, J.W., Chem. Eng. Progr. Symp., Series No.30, 46, 39, 1960.
28. Zuber, N., Int. J. Heat Mass. Trans., 4, 520, 1961.
29. Zuber, N., Int. J. Heat Mass. Trans., 4, 528, 1961.
30. Howell, J.R., Bell, K.L., Chem. Eng. Prog. Symp., Ser., 41, 59, 88, 1963.
31. Foster, N.K., Zuber, N., A.I.Ch.E.Jl., 1, 531, 1955.
32. Foster, N.K., Zuber, N., J. Appl. Phys., 25, 474, 1954.
33. Bosnjakovic, F., Tech. Mech. Thermo-Dinam., Berl., 1, 358, 1930.
34. Plesset, M.S., Zwick, S.A., J. Appl. Phys., 25, 493, 1954.
35. Scriven, L.E., Chem. Eng. Sci., 10, 1, 1959.
36. Theofanos, T., Biasi, L., Isbin, H.S., Chem. Eng. Sci., 24, 885, 1969.
37. Ruckenstein, E., Bul. Inst. Pol. Buc., LXIII, 79, 1961.
38. Ellion, M.F., Ph. D. Thesis, Californis Inst. Technol., 1953.
39. Ruckenstein, E., Bul. Inst. Pol., Buc., XII, 113, 1959.
40. Westwater, J.W., Santangelo, J.G., Ind. Eng. Chem., 47, 1605, 1955.
41. Tien, C.L., Int. J. Heat Mass. Transfer, 5, 533, 1962.
42. Nishikawa, K., Yamagata, K., Int. J. Heat Mass Transf., 1, 219, 1960.
43. Peebles, F.N., Garber, H.J., Chem. Engng. Progr., 49, 88, 1953.

44. Zuber, N., Int. J. Mass Transfer, 6, 53, 1963.
45. Yamagata, K., Nishikawa, K., Mem. Fac. Engr. Kyushu Univ. 15, 1, 97, 1955, citat de /44/.
46. Han, C.Y., Griffith, P., Int. J. Heat Mass Transf., 8, 905, 1965.
47. Moore, F.D., Mesler, R.B., Trans. Am. Int. Chem. Eng., 7, 620, 1961.
48. Cooper, M.G., Lloyd, A.J.P., Int. J. Heat Mass Transf., 12, 895, 1969.
49. Cooper, M.G., Int. J. Mass. Transf., 12, 915, 1969.
50. Van Ouwerkerk, H.J., Chem. Eng. Sci., 27, 1957-67, 1972.
51. Zigl, W., Moalem-Moron, D., Chem. Eng. Sci., 33, 1331, 1978
52. Sernas, V., Hooper, F.C., Int. J. Heat Mass Transf., 12, 915, 1969.
53. Beer, H., Burow, P., Best, R., in "Heat Transfer in Boiling", cap.2, edit. E.Hahne și U.Grigull, Ac. Press, 1977.
54. Cooper, M.G., Lloyd, A.J.P., Int. Heat Transf. Conf. Chicago, Paper, 100, 1966.
55. Ruckenstein, E., Int. J. Heat Mas Transf., 9, 229, 1966.
56. Nishikawa, K., Yamagata, K., Int. J. Heat Mass Transf., 1. 219, 1960.
57. Kotchaphakdee, P., Michel, C. Williams, Int. J. Heat Mass Transf., 13, 5, 835, 1970.
58. Sawistowski, H., Chem. Eng. Sci., 21, 1109, 1966.
59. Ruckenstein, E., Chem. Eng. Sci., 19, 505, 1964
60. Smigelschi, O., Suciu D.G., Chem. Eng. Sci., 23, 1511, 1968.
61. Cooper, M.G., Chem. Eng. Sci., 37, 1, 27, 1982.
62. Derjaguin, B., Kussakob, M., Acta Physichachemica URSS, 10, 1, 24, 1939.
63. Ciorănescu, N., "Tratat de matematici speciale", ed. II, București, Edit. Did. și Pedag., 1963.
64. Cristic, B., "Matematici speciale", București, Edit. Did. și Pedag., 1981.
65. Trandafir, R., "Matematici pentru ingineri. Culegere de probleme", București, Editura Tehnică, 1969.
66. Gray, A., Mathews, G.B., "Funcțiile Bessel și aplicațiile lor în fizică", Ed. II, București, Editura Tehnică, 1958.

67. Rfjic, I.M., Gradstein, I.S., "Tabele de integrale, sume
serii și produse", București, Editura
Tehnică, 1955.
68. Crank, J., "The mathematics of diffusion", Oxford, Clarendon
Press, 1955.
69. Carslaw, H.S., Jager, J.C., "Conduction of Heat in Solids",
Oxford, Clarendon Press, 1948.
70. Gaertner, R.F., Journal of Heat Transfer, 87, Februarie
1965.
71. Van Stralen, S.J.D., Sluyter, W.M., Int. J. Heat Mass
Transf., 12, 1353, 1969.
72. Zuber, N., Fried, E., A.R.S. Journal, septembrie 1962,
pp. 1332.
73. Hsu, Y.Y., Westwater, W., A.I.Ch.E. Journal, 4, 58, 1958
74. Hesse, G., Int. J. Heat Mass Transf., 16, 1611, 1973.
75. Nishikawa, K., Fujita, Y., et all., Int. J. Heat Mass
Transf., 27, 9, 1559, 1984.
76. Vaihinger, D., "Heat Transfer in Boiling", cap.12, edit.
F.Hahne, U.Grigull, Ac. Press, New
York, 1977.
77. Danilowa, G.N., J. Refrig., 8 (12), 395, 1965.
78. Haffner, H., Chem. Ing. Tech., 44 (5), 236, 1972.
79. Gorenflo, D., Tesă de doctorat, Karlsruhe, 1966,
citat de /74/.
80. Bier, K., Gorenflo, D., Wickenhauser, in "Heat Transfer
in Boiling" cap.7, edit. F.Hahne, U.
Grigull, Ac. Press, New York, 1977.
81. Hahne F., Feurstein, G., in "Heat Transfer in Boiling",
cap.8, edit. F.Hahne și U.Grigull,
Ac. Press, New York, 1977.
82. Usiskin, C., Siegel, R., Weightlessness - Physical
Phenomena and Biological Effects,
Plenum Press, Inc. New York, 1962.
83. Steinle, H.F., Proc. Heat Transfer and Fluids Mechanics
Inst., Stanford University, June,
1960, pag. 208-219.

84. Clark, J.A., Merte, H.Jr., "Poal Boiling in Accelerating Systems", A.S.M.E., Paper Nr.60-HT-22.
85. Fritz, W., Ende, W., Phys.Z., 37, 391-401, 1936.
86. Cole R., Shulman, H.L., Int. J. Heat Mass Transfer, 9, 1377, 1966.
87. Cooper, M.G., Int. J. Heat Mass Transfer, 8, 915, 1965.
88. Mayinger, F., Nordmann, D., Panknin, W., Chem. Ing. Tech., 46, 206, 1974.
89. Geithinji, P.M., Sabersky, R.H., J. Heat Transfer, 85 (4), 379, 1963.
90. Nishikawa, K., Fugita, Y. et al., Int. J. Heat Mass Transfer, 27, 9, 1559, 1984.
91. Marcus, B.D., Dropkin, D., Int. J. Heat Mass Transfer, 6, 863, 1963.
92. Paul, D.D., Abdel-Khalik, S.I., Int. J. Heat Mass Transfer, 27 (12), 2426, 1984.
93. Miaw, C.B., A study of heat transfer to diluete polymer solutions in nucleate poal boiling, Ph.D. thesis, University of Michigan, Ann. Arbor, Michigan, 1978.
94. Cole, R., Shulman, L.H., Chem. Eng. Sci., 21, 723, 1966.
95. Bliss, F.E., Hsu, T.S., et al., Int. J. Heat Transfer, 12, 1961, 1969.
94. Magrini, U., Nanei, E., J. Heat Transfer, 97, 173, 1975.
97. Prasad, N.R., Saini, J.S., Prakash, R., Int. J. Heat Mass Transfer, 28 (7), 1367, 1985.
98. Cooper, M.G., Chem. Eng. Sci., 37 (1), 27, 1982.
99. Srinivas, N.S., Kumar, R., Int. J. Heat Mass Transfer, 27 (8), 1403, 1984.
100. Lee Zeugin, Donovan, J., Mesler, R., Chem. Eng., Sci., 30, 679, 1975.
101. Hospeti, N.B., Mesler, R.B., A.I.Ch.E. Journal, 15, 214, 1969.
102. Van Ouwerkerk, H.J., Int. J. Heat Transfer, 14, 1415, 1971.

103. Glaser, H., Int. J. Heat Transfer, 27 (9), 1439, 1984.
104. Cornwell, K., Int. J. Heat Mass Transfer, 25 (2), 205, 1982.
105. Mayinger, F., Hollborn, E., in "Heat Transfer in Boiling", cap.17, edit. F.Hahne și U.Grigull, Ac. Press, 1977.
106. Chawla, T.C., Bingle, J.D., Int. J. Heat Mass Transfer Vol.28, (1), 81, 1985.
107. Van Ouwerkerk, H.J., Int. J. Heat Mass Transfer, 14, 1415, 1971.
108. Road, T., Myers, J.E., A.I.Ch. E. Journal, 17, 5, 1260, 1971.
109. Naghia, K.K., Chon, W.Y., A.I.Ch. E. Journal, 13, 152, 1967.
110. Calus, W.F., Rice, P., Int. Heat Transfer Conf. Paris, 5, 1723, 1970.
111. Vachon, R.L., Nix, G.H., Tanger, G.E., J. Heat Transf., 91, 364, 1969.
112. Kovalev, S.A., Int. Heat Transfer Conf., Paris, 5, 1281 1970.
113. Gross, M.J., Porter, J.E., Nature, 212, 1343, 1966.
114. Markels, M. Jr., Durfee, R.L., A.I.Ch. E. Journal, 11, 717, 1965.
115. Levich, V.G., Physicochemical Hydrodynamics, Prentice-Hall, N-Y, 1962.