

PA 22102

UNIVERZITET U BEOGRADU
ID = 513716899
Tuzi RS cep. 700

**Univerzitet u Beogradu
Mašinski fakultet**

Komitet za pregled i odobrenje

Mentor: Prof. dr Vladimir Živanović,
Mašinski fakultet u Beogradu

Članovi komiteta: Prof. dr Đorđe Stanić,
Mašinski fakultet u Beogradu

Prof. dr Dragomir Turaković,
Mašinski fakultet u Beogradu

Milada L. Pezo

Mašinski fakultet u Beogradu

**NUMERIČKA SIMULACIJA KRIZE KLJUČANJA
U ISPARIVAČKIM CEVIMA**

Država: doktorska disertacija



Beograd, 2011.

УНИВЕРЗИТЕТСКА БИБЛИОТЕКА
"СВ. ЦИРИЛ И МЕТОДИЈ" БЕОГРАД
И. Бр. 172017

22102

Универзитет у Београду
Математички факултет

Милана Ј. Рад

NUMERIČKA SIMULACIJA KINIZE KLJUČANJA
U REAKCIJAMA KEM. CEVIKA

докtorski rad



Beograd, 2017

Komisija za pregled i odbranu:

Mentor: Prof. dr Vladimir Stevanović,
Mašinski fakultet u Beogradu

Članovi komisije: Prof. dr Branislav Savić,
Mašinski fakultet u Beogradu

Prof. dr Dragan Tucaković,
Mašinski fakultet u Beogradu

Prof. dr Miloš Banjac,
Mašinski fakultet u Beogradu

Dr Milan Rajković,
Institut za nuklearne nauke VINČA,
Laboratorija za termotehniku i energetiku

Datum odbrane:

Sadržaj

Abstract

Abstract

Nemogućnosti

Predgovor

1. Uvod

2. Pregled dosadašnjih rezultata iz oblasti kritiče ključanja

3. Standardni modeli kritiče razmencu toplote pri horizontalnom ključanju

3.1. Nestabilnost prvog sloja

Ovaj rad je nastao posle višegodišnjeg istraživanja u Laboratoriji za termotehniku i energetiku, Instituta za nuklearne nauke VINČA i na Mašinskom fakultetu Univerziteta u Beogradu pod rukovodstvom Prof. dr Vladimira Stevanovića.

Ovom prilikom se zahvaljujem Prof. dr Vladimiru Stevanoviću koji je prihvatio da rukovodi izradom ovog rada, kao i za korisne primedbe, pomoć i sugestije prilikom izrade i uobličavanja ovog rada.

Beograd, 2011.

Milada L. Pezo

Prilog

M. Pezo, V. Stevanović, Numerical prediction of critical heat flux in pool boiling with the two-fluid model, *Innovations/ Journal of Heat and Mass Transfer*, 34 (2011) 1295-1303

Sadržaj

Abstakt	i
Abstract	ii
Nomenklatura	iii
1. Uvod	1
2. Pregled dosadašnjih rezultata iz oblasti krize ključanja	5
3. Standardni modeli krize razmene toplote pri bazenskom ključanju	24
3.1. Nestabilnost parnog sloja	24
3.2. Nestabilnost parnog mlaza	25
3.3. Računanje kritičnog toplotnog fluksa	26
3.4. Dvofazno strujanje u horizontalnom isparivaču	27
4. Razvoj modela krize ključanja	29
4.1. Opis modela	30
4.1.1. Parametri mikro nivoa	31
4.1.2. Jednačine održanja	35
4.1.3. Konstitutivne korelacije	37
4.1.4. Prelaz toplote između zida i dvofazne mešavine	39
4.1.5. Uticaj zagrejača na kritičan toplotni fluks	40
4.1.6. Granični uslovi	41
4.2. Strujanje u vertikalnoj cevi četvrtastog poprečnog preseka	42
4.2.1. Opis modela	42
4.3. Strujanje u vertikalnoj cevi okruglog poprečnog preseka	43
4.3.1. Opis modela	43
4.3.2. Jednačine održanja mase, količine kretanja i energije za slučaj polarno-cilindričnih koordinata	43
5. Numeričko rešenje sistema diferencijalnih jednačina	46
5.1. Polarno-cilindrišni koordinatni sistem	54
5.1.1. Koeficijenti u diskretizovanim jednačinama	54
5.2. Primenjene numeričke mreže	56
6. Prikaz i analiza dobijenih rezultata simulacije krize razmene toplote	58
6.1. Bazensko ključanje	59
6.1.1. Uticaj obrađenosti zagrejačke površine na pojavu kritičnog toplotnog fluksa	73
6.1.2. Uticaj kontaktnog ugla	77
6.1.3. Računanje koeficijenta prelaza toplote korišćenjem različitih empirijskih izraza i poređenje sa sopstvenim modelom	79
6.2. Strujanje u vertikalnoj cevi kvadratnog poprečnog preseka	83
6.3. Strujanje u cilindričnoj vertikalnoj cevi	87
7. Zaključak	91
Literatura	93
Biografija	96
Prilog	97

M. Pezo, V. Stevanovic, Numerical prediction of critical heat flux in pool boiling with the two-fluid model, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54 (2011) 3296–3303

NUMERIČKA SIMULACIJA KRIZE KLJUČANJA U ISPARIVAČKIM CEVIMA

-Abstrakt-

Predmet ovog rada je numerička simulacija i analiza trodimenzionalnog dvofaznog strujanja i istraživanje mehanizama krize ključanja u isparivačkim cevima. Kriza ključanja je nepovoljna pojava. Nagli porast temperature zida cevi izaziva termomehanička naprezanja, koja mogu dovesti do pojave prskotina i pucanja cevi pod pritiskom.

Razvijen je matematički model dvofaznog strujanja u isparivačkoj cevi, koji se sastoji od jednačina održanja mase, količine kretanja i energije za obe faze. Sastoji se od sistema parcijalnih diferencijalnih jednačina koje su rečavane za definisane granične uslove. Bilo je neophodno uvesti i modeliranje i numeričku simulaciju na mikro nivou, jer je bilo potrebno ispitati i proces pojave i rasta mehura, kao i ponašanje dvofazne mešavine na zagrejačkoj površini na makroskopskom nivou.

Rezultati numeričkih simulacija su upoređeni sa raspoloživim eksperimentalnim rezultatima.

Ključne reči : ključanje, kritičan toplotni fluks, kriza ključanja, numerička simulacija

Naučna oblast: Mašinstvo

Uža naučna oblast: Termoenergetika

NUMERICAL SIMULATION OF BOILING CRISES MECHANISM IN EVAPORATION PIPES

-Abstract-

The subject of this thesis is numerical simulation and analyses of three dimensional two-phase flow and mechanism of boiling crises in evaporation pipes. Boiling crises is characterized by a dried out heat surface and can bring physical destruction of the heater.

A developed mathematical model of two phase flow in evaporation pipe consists of prescribed mass, momentum and energy conservation equations for liquid and vapor two-phase flow. It consists of set of partial differential equations which were solved for specific boundary conditions. Modeling of the micro scale level was necessary to take into account processes of the bubble rise and behavior of the two-phase mixture at the heating surface.

Results of the numerical simulation are compared with similar available results of the experiments from the literature.

Key words : boiling, critical heat flux, boiling crises, numerical simulation

Scientific discipline: Mechanical engineering

Scientific subdiscipline: Thermal power engineering

Nomenklatura

a	temperaturska provodnost	m^2/s
b	širina zone nukleacije	m
c_p	specifična toplota	J/kgK
C_D	koeficijent međufaznog trenja	-
C_{sf}	koeficijent u Rohsenow-oj korelaciji	-
D	prečnik	m
D_b	prečnik mehura pri odvajanju	m
F	sila u jedinici zapremine	N/m^3
g	gravitaciono ubrzanje	m/s^2
h	entalpija	J/kg
h	koeficijent prelaza toplote	W/m^2K
h_{12}	latentna toplota isparavanja	J/kg
Ja	Jakob-ov broj	-
k	termička provodnost	W/mK
l	karakteristična dimenzija za bazensko ključanje	m
L_c	dužina vodene kapilare	m
n	gustina centra nukleacije	m^{-2}
p	pritisak	Pa
Pr	Prandtl-ov broj	-
q	toplotni fluks	W/m^2
q_h	toplotni fluks (zapreminski udeo)	W/m^3
q_b	toplotni izvor na zidu, koji se javlja zbog rasta mehura	W/m^3
t	vreme	s
T	temperatura	K
u	brzina	m/s
x	koordinata	m

Grčka slova:

α	zapreminski udeo faze	-
Γ	udeo promene faze	$kg/m^3 \cdot s$
θ	kontaktni ugao kvašenja	deg
ρ	gustina	kg/m^3
μ	dinamička viskoznost	Pas
ν	kinematska viskoznost	$m^2 \cdot s^{-1}$
σ	površinski napon	N/m
τ	relaksaciono vreme promene faze	s

Indeksi:

c	kondenzacija
e	isparavanje
g	para
k	indeks faze ($k=1,2$)
l	tečnost
L	uzgon

<i>p</i>	Uvod	deo
<i>sat</i>		saturacija
VM		virtualna masa
w		zid
1		voda
2		para
21		međufazni
'		zasićena tečnost
“		zasićena para

Previđanje uslova pri kojima može doći do krize zasićene tečnosti je naročito značajno za sigurnost radijalnih reaktora generisanih para. Kriza ključanja u isparivačkoj cevima punog preseka u ložištu dovodi do situacije u kojoj i ostatak tečnog fluida iz cevi nestaje. Kriza ključanja u jezgri nuklearnog reaktora dovodi do topljenja nuklearnog goriva i smanje sigurnosti u okviru nuklearnog sistema za proizvodnju pare. Takođe, kriza ključanja je i ograničenje povećanju kapaciteta proizvodnje toplote kod površine koje se hlade ključanjem tečnosti, odnosno u isparivačima opremljena kod kojih se namerna toplote iskorišćuju ključanjem prijemniku toplote. Na ovaj način kriza ključanja je ograničavajući faktor smanjenja površine za razmenu toplote, odnosno smanjenje uspešnih dimenzija toplote, oprema.

Postoje tri previđanja uslova pri kojima dolazi do krize ključanja uslova je sprovođenja velikog broja eksperimenta na različite vrste uslova i geometriji površnih kanala. Na osnovu rezultata razvijene su brojne empirijske korelacije koje omogućavaju određivanje kritičnog toplotnog fluksa u zavisnosti od radijalnih strujanja i geometrijskih parametara i termofizičkih karakteristika fluida. Broj ovih korelacija pokriva široko područje, ali ukazuje na nepostojanje optimalnog pristupa modeliranju pojave kod bi bio primenljiv na uslove od značaja za reaktor. S obzirom na ograničeni opseg primene razvijene korelacije i greške u određivanju kritičnog toplotnog fluksa koje se mogu javiti pri njihovoj primeni, za određivanje kritičnog toplotnog fluksa se koriste i eksperimentalne baze podataka, iskorišćujući uslove za određivanje kritičnih toplotnih fluksova ("look up" tabele). Razvijene su prve podataka grešaka prošlog veka od strane Akademije nauka u Sibiru/ Sovjetskom Savezu, a zatim su prilagođene, razvijene i dopunjene i od strane američkih naučnika SAND-a i drugih zemalja.

Iako je ovaj problem nastao u prethodnom periodu, mnogi važni faktori i kompleksnost strujanja i termičkih procesa još uvek nisu dovoljno ispitani. Ogranični uslovi, koji se odnose na zal isparivačkog sredstva kanala i pojave dvofazne mešavine uslova se to da je detektovanje, rešavanje, smanjenje i prevencija fenomena krize ključanja uslova ključna. Savremena određivanja krize ključanja, primerima nuklearnog reaktora, pokazuju da su pojave ključanja i njegova prevencija uslova bitno povezane sa drugim uslovima na površini grejnice, posebno sa povećanjem dvofazne mešavine na

1. Uvod

Predmet istraživanja u okviru doktorske disertacije je proučavanje mehanizama krize ključanja. Do krize ključanja dolazi pri visokim toplotnim fluksevima i intenzivnoj generaciji mehurova. Pri tim uslovima se formira sloj dvofazne mešavine sa visokim zapreminskih udelom pare koji sprečava prodiranje tečne faze do zagrejana površine. Zagrejačka površina se zasušuje, a s obzirom da je para znatno lošiji prenosnik toplote od tečnosti, značajno se smanjuje prelaženje toplote sa zagrejačke površine na fluid, što je praćeno naglim porastom temperature zida. Kriza ključanja je nepovoljna pojava. Nagli porast temperature zida cevi izaziva termomehanička naprezanja, koja mogu dovesti do pojave naprslina i pucanja cevi pod pritiskom. Takođe, pri izrazito visokim porastima temperature može doći do topljenja materijala i pregorevanja zida cevi. Pojava krize ključanja se u literaturi naziva i odstupanje od mehurastog ključanja ("Departure from Nucleate Boiling"-DNB) ili kriza razmene toplote prve vrste. Toplotni fluks pri kome dolazi do krize ključanja se naziva kritični toplotni fluks ("Critical Heat Flux"-CHF).

Predviđanje uslova pri kojima može doći do krize razmene toplote je naročito značajno za sigurnost različitih vrsta generatora pare. Kriza ključanja u isparivačkim cevima parnog kotla u ložištu dovodi do oštećenja cevi i curenja radnog fluida iz cevnog sistema. Kriza ključanja u jezgru nuklearnog reaktora dovodi do topljenja nuklearnog goriva i širenja radiokativnosti u okviru nuklearnog sistema za proizvodnju pare. Takođe, kriza ključanja je i ograničenje povećanju koeficijenta prelaženja toplote kod površina koje se hlade ključanjem tečnosti, odnosno u toplotnim aparatima kod kojih se razmena toplote intenzivira ključanjem prijemnika toplote. Na ovaj način kriza ključanja je ograničavajući faktor smanjenju površina za razmenu toplote, odnosno smanjenju ukupnih dimenzija toplotnih aparata.

Potreba za predviđanjem uslova pri kojima dolazi do krize ključanja uslovlila je sprovođenje velikog broja eksperimenata za različite strujne uslove i geometrije strujnih kanala. Na osnovu merenja razvijene su brojne empirijske korelacije koje omogućuju određivanje kritičnog toplotnog fluksa u zavisnosti od različitih strujnih i geometrijskih parametara i termofizičkih karakteristika fluida. Broj ovih korelacija prelazi nekoliko stotina, što ukazuje na nepostojanje opšteg pristupa modeliranju pojave koji bi bio primenjiv na uslove od značaja za tehničku praksu. S obzirom na ograničeni opseg primene razvijenih korelacija i greške u određivanju kritičnog toplotnog fluksa koje se mogu javiti pri njihovoj primeni, za određivanje kritičnog toplotnog fluksa se koriste i eksperimentalne baze podataka, takozvane tablice za očitavanje kritičnih toplotnih flukseva ("look-up" tabele). Razvijene su prvo pedesetih godina prošlog veka od strane Akademije nauka u bivšem Sovjetskom Savezu, a zatim su prihvaćene, redigovane i dopunjene i od strane naučnih institucija SAD-a i drugih zemalja.

Iako je ovaj problem izučavan u prethodnom periodu, mnogi uticajni faktori i kompleksnost strujnih i termičkih procesa još uvek nisu dovoljno ispitani. Granični uslovi, koji se odnose na zid isparivačkog strujnog kanala i polje dvofazne mešavine utiču na to da je definisanje, rešavanje, analiza i predviđanje fenomena krize ključanja izuzetno složeno. Savremena istraživanja krize ključanja, primenom moderne merne tehnike, pokazuju da na procese ključanja i pojavu pregrevanja utiču bitno pojave na mikro nivou na površini grejanja, povezane sa ponašanjem dvofazne mešavine na

makro nivou. Na kompleksnost procesa na mikro nivou bitno utiče stepen obrađenosti zagrejačke površine, sposobnost kvašenja ključale tečnosti i prisutne hemijske nečistoće. Jedan od rezultata izučavanja pojave na mikro nivou je i saznanje da sa povećanjem hrapavosti zagrevane površine povećava se kritični toplotni fluks, jer se sa povećanjem hrapavosti povećava gustina kljajališta mehurova.

U okviru teze je razvijen matematički model ključale dvofazne mešavine. Matematički model se sastoji od jednačina održanja mase, količine kretanja i energije pare i tečnosti. Međufazno dejstvo je uzeto u obzir primenom odgovarajućih konstitutivnih korelacija. Model je rešen primenom odgovarajućeg algoritma za rešavanje modela dvofaznog strujanja.

Da bi se na osnovu ovog modela mogle ispitati i pojave koje se odnose na određivanje kritičnih vrednosti toplotnog fluksa, pojave zasušenja cevi, kao i pojave pregrevanja zagrejačkih površina potrebno je matematičkom modelu dodati i jednačine koje se odnose na mikro nivo, tj. na nivo mehura, koji će omogućiti predviđanje pojave i rasta mehurova.

Parametarski je analiziran uticaj obrađenosti zida zagrejačke površine, toplotnog fluksa, geometrije isparivačkih cevi i procesa razmene na međufaznim površinama na pojavu krize ključanja. Na osnovu ove analize je moguće određivanje kritičnih vrednosti toplotnog fluksa za različite uslove ključanja, kao i predviđanje pojave mehanizma pregrevanja isparivačkih cevi.

Cilj ovog istraživanja je višestruk:

- (a) razvoj fizičkog i matematičkog modela i odgovarajućeg numeričkog postupaka rešavanja za spregnutu simulaciju konvektivnog ključanja i termičkih procesa u zagrejačkom zidu;
- (b) sprovođenje numeričkih simulacija dvofaznog strujanja tečne i parne faze preko zagrejačkih površina izloženih visokim vrednostima toplotnog fluksa, kao i proračun prostornog nestacionarnog provođenja toplote i temperaturskog polja u zidu zagrejačkog kanala;
- (c) razvoj algoritma za određivanje pojave krize ključanja na osnovu sračunatog nestacionarnog temperaturskog polja u zagrejačkom zidu i strujno-termičkih parametara dvofaznog toka u simuliranom strujnom kanalu.

Krajnji cilj je razvoj metode za pouzdano predviđanje uslova pojave krize ključanja i vrednosti kritičnog toplotnog fluksa. S obzirom da će razvijeni modeli obuhvatiti bitne mehanističke procese koji određuju pojavu krize ključanja na mikro i makro nivou (mikro nivo se odnosi na površinu zagrejačkog zida i granični sloj dvofazne mešavine, a makro nivo na globalne parametre dvofaznog strujanja u isparivačkom kanalu), razvijeni numerički pristup je primenljiv u opštem slučaju za različite geometrijske, termičke i strujne uslove (u opsegu masenih flukseva dvofaznog strujanja od nekoliko stotina do nekoliko hiljada $\text{kg/m}^2\text{s}$ i masenih udela pare koji odgovaraju mehurastom i penastom dvofaznom toku), kao i različite termofizičke karakteristike tečne i parne faze. Postavljeni cilj je od izuzetnog značaja za sigurnost i pouzdanost rada različitih vrsta generatora pare.

Predloženi model dvofaznog strujanja se sastoji od jednačina konzervacije mase, količine kretanja i energije za svaku od faza. U slučaju prostornog trodimenzionog strujanja formira se sistem od osam parcijalnih diferencijalnih jednačina eliptičkog tipa (po jedna skalarna jednačina konzervacije mase i energije i tri projekcije vektorske jednačine konzervacije količine kretanja za svaku fazu). S obzirom na nelinearnost problema, prisustvo konvektivnih i difuzionih članova u jednačinama konzervacije i složenost konstitutivnih korelacija, analitičko ispitivanje stabilnosti rešenja je neostvarivo, tako da se polazi od hipoteze da za fizički realno definisane početne i granične uslove razvijeni sistem jednačina konvergira ka jedinstvenom partikularnom rešenju. Razmena bilansnih veličina na razdelnim površinama tečne i parne faze se određuje primenom odgovarajućih polu-empirijskih konstitutivnih korelacija.

Uslovi generacije pare na mikro nivou na zagrejačkom zidu su obuhvaćeni pomoću gustine mesta nukleacije mehurova i vremena rasta mehura na zidu. Gustina mesta nukleacije je važan parametar u procesu modeliranja. Ima značajan uticaj na dinamiku ključanja i uslove pod kojima dolazi do krize ključanja. Na osnovu dosadašnjih istraživanja može se zaključiti da je gustina nukleacije određena hrapavošću površine na kojoj dolazi do ključanja. U modelu se preko gustine nukleacije može uzeti u obzir hrapavost površine. Mesta nukleacije mehurova se zadaju pomoću probablističkog modela, tako da će ona biti promenljiva u prostoru, ali će ukupan broj mehurova na određenoj površini odgovarati gustini nukleacije mehurova. Drugi parametar koji je od značaja za lokalne uslove generacije mehurova je vreme rasta mehura na zidu. Veći broj parametara utiče na vreme rasta mehura, kao što su toplotni fluks, ugao kvašenja itd. Njihov uticaj se parametarski analizira odgovarajućim modelom.

Za numeričko rešavanje sistema bilansnih jednačina korišćen je metod konačnih zapremina. Smenom jednačina konzervacije količine kretanja u skalarnom obliku u jednačinu konzervacije mase, dobija se jednačina za korekciju pritiska u dvofaznom toku, koja se rešava primenom metode SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations).

Numeričke simulacije dvofaznog strujanja sa ključanjem u isparivačkoj cevi su sprovedene i za eksperimentalne uslove raspoložive u literaturi. Rezultati numeričkih simulacija su upoređeni sa raspoloživim eksperimentalnim rezultatima.

U poglavljima 2 i 3 je dat pregled dosadašnjih rezultata iz oblasti eksperimentalnih istraživanja pojave kritičnog toplotnog fluksa i razvijenih pristupa modeliranja kritičnih pojava u procesu isparavanja.

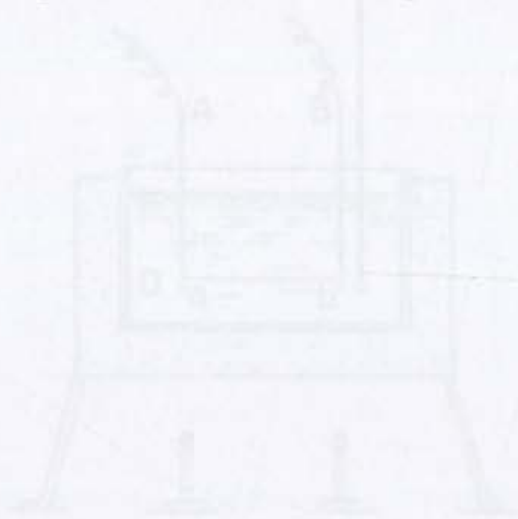
U poglavlju 4 je dat detaljan opis modela dvofaznog strujanja u slučaju bazenskog ključanja, za slučaj strujanja u vertikalnoj posudi četvrtastog poprečnog preseka i za slučaj vertikalnog strujanja u cilindričnoj cevi. Ovde su definisani i granični uslovi za svaki slučaj pojedinačno.

Numerički postupak rešavanja složenog modela strujanja, spregnutog sa karakteristikama na mikro nivou je dat u poglavlju 5.

Rezultati numeričke simulacije i analiza strujno-termičkih parametara su dati u poglavlju 6. Analiziran je uticaj hrapavosti površine na generaciju mehurova i na

pojavu kritičnog toplotnog fluksa. Takođe je proučavan i uticaj različite geometrije i različitih graničnih uslova na proces modeliranja. Pretpostavljano je da se kritični toplotni fluks javlja u trenutku kada dođe do naglog temperaturskog skoka u zagrejačkom zidu. Značajan uticaj na kritične pojave ima i vrednost toplotnog fluksa kome je izložen zid, tako da je analiziran i njegov uticaj. Urađena je i numerička analiza korišćenja optimalnog izraza za koeficijent prelaza toplote, kao i poređenje rezultata dobijenih simulacijom i drugih predloženih korelacija.

U zaključku, poglavlje 7 je dat sažet prikaz ostvarenih rezultata i njihov značaj sa stanovišta istraživanja efikasnosti, sigurnosti i pouzdanosti rada u različitim postrojenjima. Predloženi su i planovi i smernice za dalje istraživanje u ovoj oblasti.



Slika 2.1. Aparatura korišćena za merenje kritičnog toplotnog fluksa

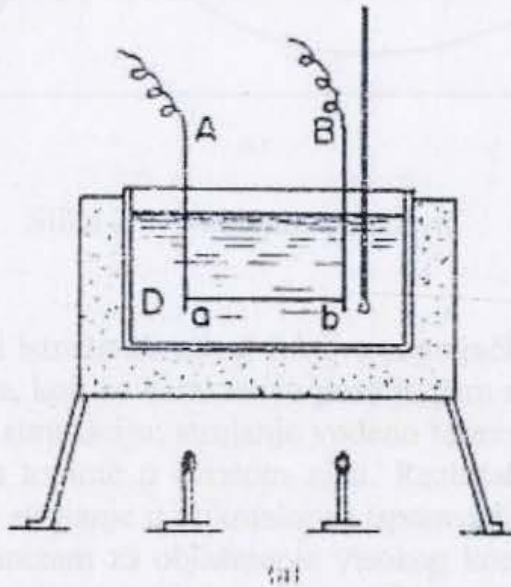
Kritična je odlika

$$q_{cr} = \Delta T_{cr}$$

Numerički je pokazano da se koeficijent prelaza toplote ne menja monoton sa povećanjem ΔT . Kada je isparavanje blago, kritični toplotni fluks ima veći efekat na prenos toplote, tako da je isporučeno povećanje h i q_{cr} povećano sa povećanjem ΔT . Utoliko je povećanje post intenzivno toliko da postaje maksimalno povećanje postavljenih uslova, tako da više nema direktnog kontakta između zagrejačke površine i vode. Tada se javlja negativan efekat i postojanje kritičnog toplotnog fluksa menja se. Tako su izveli ΔT_{cr} slika 2.2 vrednosti su određeni sa povećanjem sa povećanjem ΔT do kritične tačke, zatim se smanjuju sa daljim povećanjem ΔT . Kao je h priložen $h(\Delta T)$, tako se može da se izvede da se smanjuje h . Interferencijom gasne jedinice i upotrebljavajući se može se dobiti maksimalna vrednost toplotnog fluksa q_{max} (na slici je određeno sa povećanjem h). Sa daljim povećanjem ΔT se smanjuje q i dostiže minimalnu vrednost u tački c . Ovakvo je je izvedeno na slici 2.3. Ukoliko je je određeno u praksi, pokazano je da maksimalna vrednost toplotnog fluksa se zove od materijala od koga je napravljena zagrejačka zid. Vrednosti su q_{max} mogu da budu različite visoke u odnosu na ΔT , koji je 20-30°C. q_{max} je oko (125-210) W/cm²

2. Pregled dosadašnjih rezultata iz oblasti krize ključanja

Nukiyama [1] je još 1934 godine odredio maksimalnu i minimalnu vrednost toplotnog fluksa koji se prenese sa metalne zagrejačke površine na ključalu vodu pri atmosferskom pritisku. On je za eksperimente koristio posudu četvrtastog poprečnog preseka koja je bila napunjena vodom, slika 2.1. Vodu je zagrevao pomoću žica (od platine, nikla ili legure nikla i hroma) koje su bile uronjene u tečnost. Dobio je krivu zavisnosti toplotnog fluksa \dot{q} od razlike temperatura između zagrejačke površine i vode ΔT , slika 2.2.

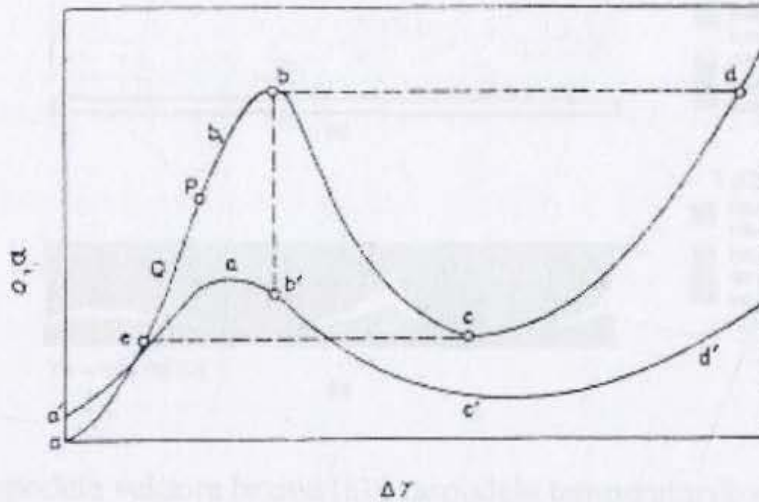


Slika 2.1 Aparatura korišćena za Nukiyam-in eksperiment

Korišćena je relacija:

$$\dot{q} = h \cdot \Delta T \quad (2.1)$$

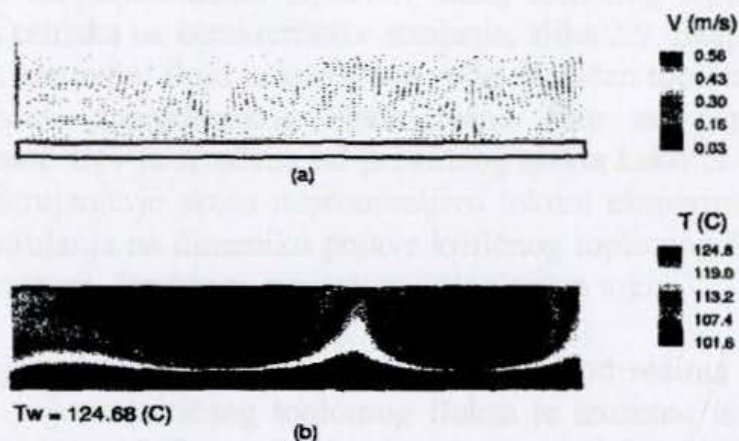
Nukiyama je pokazao da se koeficijent prelaza toplote ne menja monotono sa povećanjem ΔT . Kada je isparavanje blago, uzbrkanost parnih mehurova ima veći efekat na prenos toplote, tako da je moguće povećanje h i \dot{q} istovremeno sa povećanjem ΔT . Ukoliko je generacija pare intenzivna onda je veći deo metalne površine prekriven mehurovima, tako da više nema direktnog kontakta između zagrejačke površine i vode. Tada se javlja negativan efekat i postoji samo prenos toplote između metalne površine i pare. Tako na krivi ΔT - h , slika 2.2 vrednosti na ordinati se povećavaju sa povećanjem ΔT do kritične tačke, zatim se smanjuju sa daljim povećanjem ΔT . Kako je \dot{q} proizvod h i ΔT , ono ne bi trebalo da se smanjuje sa smanjenjem h . Diferenciranjem gornje jednačine i izjednačavanjem sa nulom se dobija maksimalna vrednost toplotnog fluksa \dot{q}_{\max} (na slici je obeleženo sa položajem b). Sa daljim povećanjem ΔT se smanjuje \dot{q} i dostiže minimalnu vrednost u tački c . Deo krive bc je izuzetno nestabilan i teško ga je ostvariti u praksi. Pokazano je da maksimalna vrednost toplotnog fluksa ne zavisi od materijala od koga je napravljena zagrejačka žica. Vrednosti za \dot{q}_{\max} mogu da budu prilično visoke u odnosu na ΔT , koji je (20-30) $^{\circ}\text{C}$. \dot{q}_{\max} je oko (125-210) W/cm^2 .



Slika 2.2 Nukiyam-ina kriva

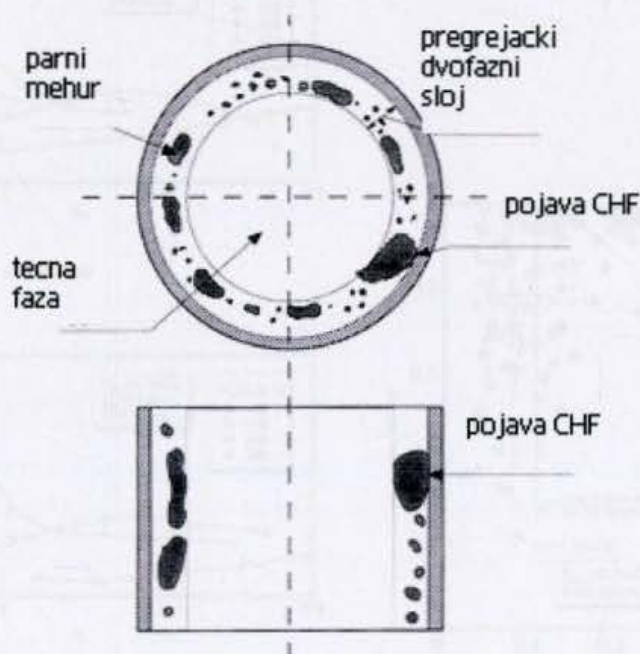
Ma i Pan [2] su numerički istraživali uticaj faktora zagrejačke površine na ključanja za visoke toplotne flukseve, koji se karakterišu postojanjem mikrosloja. Definisali su dva regiona za numeričku simulaciju: strujanje vođeno termo-kapilarnim pojavama u tečnom sloju i kondukciju toplote u čvrstom zidu. Rezultati numeričke simulacije, slika 2.3 pokazali su da su strujanje u mikrosloju i isparavanje na granici parna-tečna faza veoma efikasan mehanizam za objašnjenje visokog koeficijenta prelaza toplote ključanja blizu vrednosti kritičnog toplotnog fluksa. Pokazano je da veoma tanak zid ili zid sa slabim provođenjem toplote ima značajan uticaj na strujanje u tečnom sloju i rasporedu temperatura u zagrejačkom zidu.

Ćelije u kojima se javlja vrtlog su izazvane u makrosloju i energija se može efikasnije predati sa zagrejačkog zida preko vrtložnih ćelija i isparavanja na granici tečna-parna faza. Ove ćelije vrtloga i isparavanje na granici tečna-parna faza dovode do veoma efikasnog mehanizma prenosa toplote i visokog koeficijent prenosa toplote pri mehurastom ključanju blizu kritičnog toplotnog fluksa. Numerički rezultati pokazuju da veoma tanak zid i/ili zid sa slabim provođenjem predstavlja veliki temperaturski otpor za prenos toplote u bočnom pravcu. Kao posledica se javlja još veća neuniformnost raspodele temperature u zidu. Taj efekat se gubi kada debljina zida i/ili kada je termička provodnost zida veća od neke kritične vrednosti. Pošto je kritičan toplotni fluks ograničavajuća okolnost za mehurasto ključanje pri visokim vrednostima toplotnog fluksa, očekivan je značajan uticaj debljine zida i termičke provodnosti na kritičan toplotni fluks za tanke zidove i/ili za zid sa slabim termičkim provođenjem.



Slika 2.3 Raspodela vektora brzina (a) i raspodela temperaturskog profila (b) u zagrejačkom zidu i u blizini zida

Celata i dr. [3, 4] su razvili metod za predviđanje kritičnog toplotnog fluksa za vertikalno strujanje u cevi cilindričnog poprečnog preseka, slika 2.4. Pretpostavili su da postoji rastojanje od zida na kome je temperatura fluida jednaka temperaturi zasićenja. To rastojanje se naziva pregrejani sloj i predstavlja jedinu oblast gde je moguće da se formira mehur. Zbog rasta i akumulacije mehura formira se veći mehur ili sloj pare. Kritičan toplotni fluks se javlja kada parni mehur razbije pregrejani sloj i dođe u dodir sa zagrejačkim zidom.

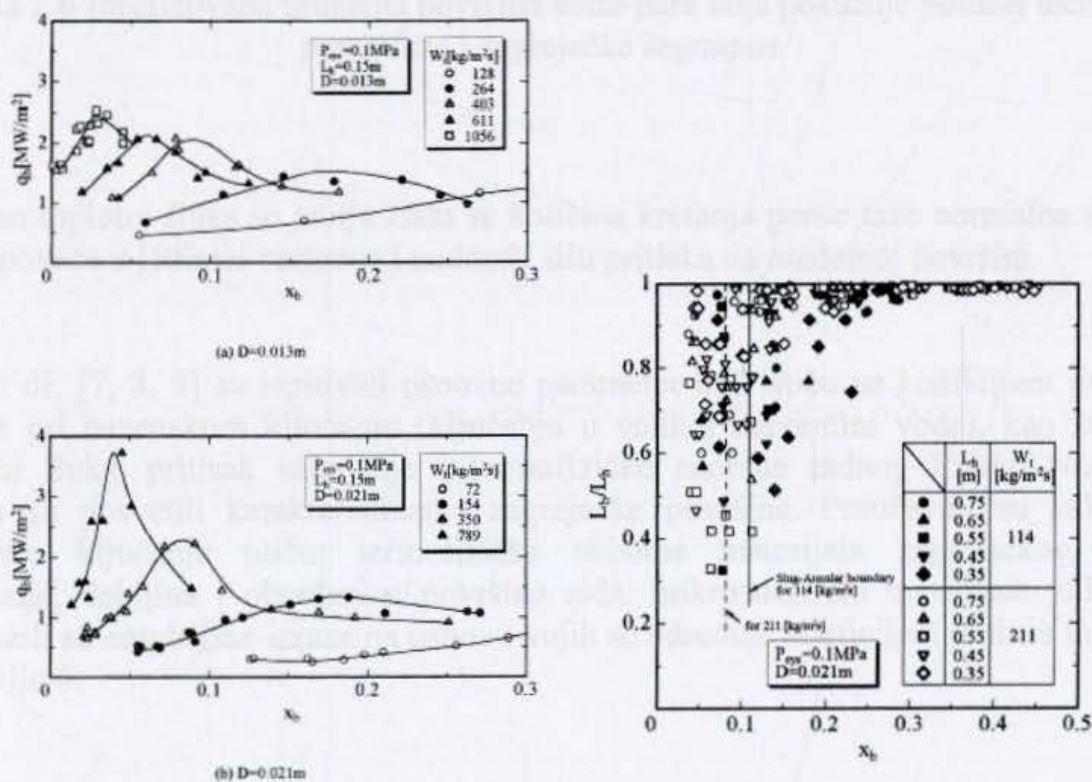


Slika 2.4 Šematski prikaz podhlađenog ključanja blizu uslova za kritičan toplotni fluks

Pretpostavlja se da je debljina parnog sloja jednaka prečniku mehura i da ne zavisi od toplotnog fluksa, već od fizičkih, termohidrauličkih i geometrijskih parametara. Pregrejani sloj zavisi i od toplotnog fluksa i od fizičkih, termohidrauličkih i geometrijskih parametara.

Inoue i Lee [5] su eksperimentalno ispitivali uticaj kritičnog toplotnog fluksa pri malim vrednostima pritiska na karakteristike strujanja, slika 2.9. Eksperiment ja rađen za vertikalnu cev, a kao radni fluid je korišćena voda. Kritičan toplotni fluks je meren za različite vrednosti zapreminskog udela tečne faze za penasti režim pri atmosferskom pritisku. Cev je izrađena od providnog stakla kako bi se pojava mogla pratiti i vizuelno. Strujanje je skoro nepromenljivo tokom eksperimenta, kako bi se pratio uticaj vrste strujanja na dinamiku pojave kritičnog toplotnog fluksa.. Pojava je istraživana u mehurastom, čepastom, penastom i maglenom toku.

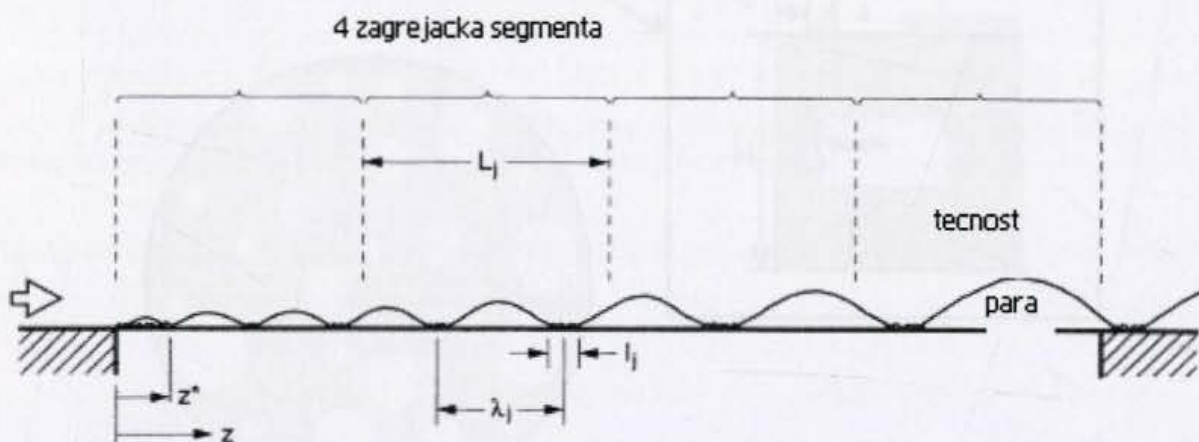
Pokazano je da pojava kritičnog toplotnog fluksa zavisi od režima strujanja. Uticaj brzine strujanja na pojavu kritičnog toplotnog fluksa je izuzetno mali. Pokazano je dobro slaganje eksperimentalnih rezultata sa korelacijama Zuberera i Kutateladsea, čije su jednačine korišćene i u ovom radu. U čepastom režimu strujanja vrednosti za kritičan toplotni fluks su minimalne zbog fluktuacija u strujanju. U penastom režimu strujanja vrednost kritičnog toplotnog fluksa se povećava sa povećanjem zapreminskog udela parne faze i smanjuje usled smanjenja brzine strujanja. Povećanje vrednosti kritičnog toplotnog fluksa se javlja zbog suzbijanja fluktuacija i povećanja zapreminskog udela tečne faze i brzine strujanja. U delu prelaznog režima između penastog i maglenog vrednost za kritični toplotni fluks pokazuje nagli skok (pik). Pojava pika ne zavisi od brzine strujanja. U maglenom režimu strujanja vrednost kritičnog toplotnog fluksa se smanjuje sa povećanjem zapreminskog udela parne faze.



Slika 2.5 Eksperimentalni rezultati-veza između kritičnog toplotnog fluksa i zapreminskog udela parne faze za penasti režim strujanja (levo) i lokacija na kojoj se pojavljuje kritičan toplotni fluks (desno)

Sturgis i Mudawar [6] su razvili teoretski model za predviđanje kritičnog toplotnog fluksa u dugačkom kanalu pravougaonog poprečnog preseka koji je izložen zagrevanju sa jedne strane, slika 2.6. Pojava kritičnog toplotnog fluksa, tj. velikih parnih mehurova na zagrevačkom zidu je predstavljena kao periodična sinusoida čija

se amplituda i perioda povećavaju u pravcu strujanja. Modeli strujanja omogućavaju predviđanje kritične periode na razdelnoj površini korišćenjem analize nestabilnosti brzine faze i prosečne debljine mehura. Pretpostavljeno je da se prenos toplote odvija samo na okvašenoj površini. Utvrđivanje odnosa između dužine okvašene površine i dužine zasušene površine prekrivene parom, koji su dobijeni na osnovu vizuelizacije strujanja, predstavljaju glavni doprinos ovog modela.

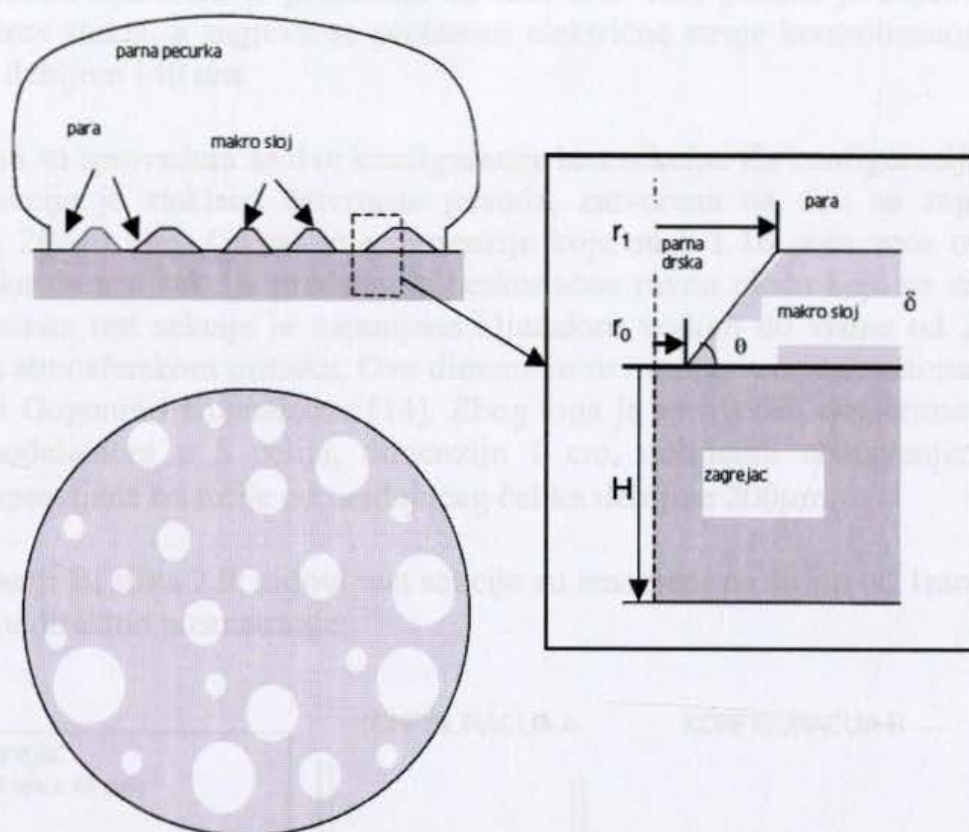


Slika 2.6 Idealizovana granična površina voda-para koja pokazuje položaj tečne i parne faze i zagrejačke segmente

Kritičan toplotni fluks se javlja kada se količina kretanja parne faze normalna na zid naglo poveća u jedinici vremena i nadmaši silu pritiska na razdelnoj površini.

Pirot i dr. [7, 8, 9] su ispitivali osnovne parametre koji utiču na koeficijent prelaza toplote pri bazenskom ključanju (ključanju u velikoj zapremini vode), kao što su: toplotni fluks, pritisak saturacije i termofizičke osobine radnog fluida. Naročitu pažnju su posvetili karakteristikama zagrejačke površine. Proučavali su kako na bazensko ključanje utiču: termofizičke osobine materijala zagrejačkog zida, dimenzije, debljina i obrađenost površine zida, mikrostruktura materijala zida itd. Predložili su empirijske izraze na osnovu kojih se određuje koeficijent prelaza toplote, poglavlje 6.

He i dr. [10, 11] su predstavili model pomoću koga je kriva ključanja određena numerički na osnovu proračuna debljine makrosloja. Pokazano je da isparavanje usled rasta mehura najviše utiče na ukupan toplotni fluks. Makrosloj koji sadrži paru okupira sloj uz zid. Najvažniji deo ovog modela je da se para ne formira samo na delu gde se javljaju centri nukleacije, već i na dodiru tečnog klina sa parnom fazom. Opis modela je dat na slici 2.7.



Slika 2.7 Šema modela makrosloja [10,11]

Theofanous i dr. [12, 13] je izveo eksperimente pomoću kojih je analizirao mehurasto bazensko ključanje. Ovi eksperimenti su sprovedeni pod izuzetno dobro kontrolisanim uslovima. Korišćena je brza infra crvena kamera, sa visokom rezolucijom za posmatranje dinamičko-termičkih karakteristika zagrejačke površine za različite toplotne flukseve, počev od početka nukleacije do pojave krize ključanja. Ispitivani su električni grejači čiji su materijali različite hrapavosti. Nanomorfologija i hemijske karakteristike zagrejačke površine su snimljene elektronskim mikroskopom i spektoskopski X zracima. Dobijeni su eksperimentalni rezultati nukleacije i prenosa toplote ključanjem za visoke vrednosti toplotnog fluksa i pokazana je jasna razlika uticaja grejača različite hrapavosti površine na pojavu krize razmene toplote. Jasno su predstavljeni nastanak, razvoj i dinamika procesa zasušenja, koji kasnije dovodi do pregrevanja.

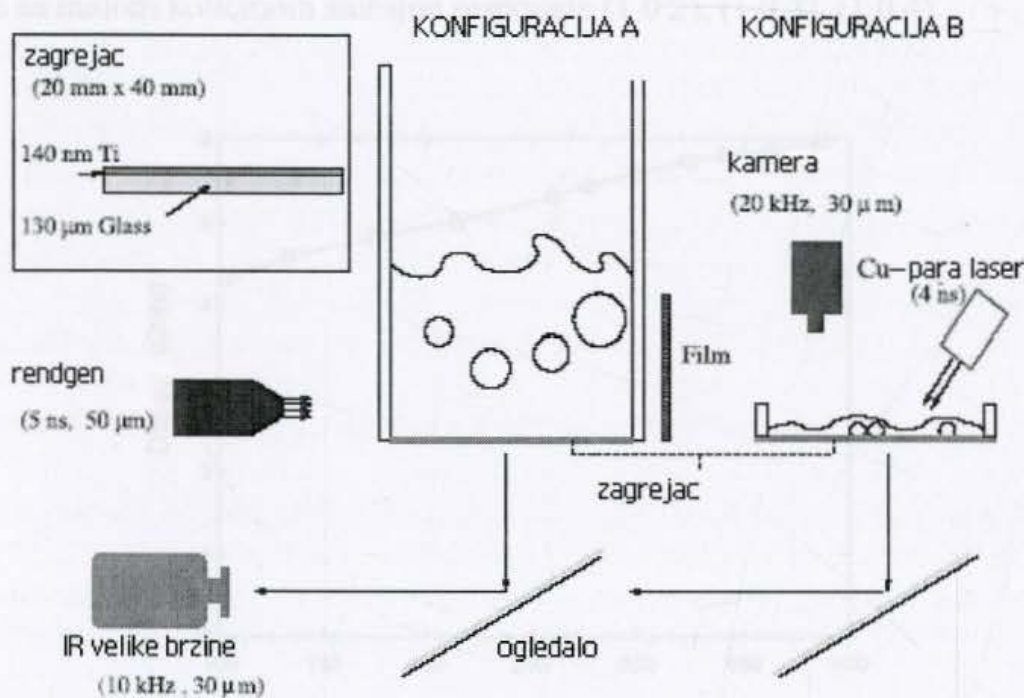
U eksperimentu pod imenom BETA je korišćena horizontalna ravna ploča koja je uniformno zagrevana. Sprovedeni su eksperimenti bazenskog ključanja u kontrolisanim uslovima. Uslovi eksperimenta omogućavaju sledeće:

- (a) konstantan toplotni fluks na zagrejačkom zidu,
- (b) direktno posmatranje termičkog i dinamičkog polja na zagrejačkoj površini, uključujući stvaranje i širenje zasušenja - ovo je postignuto brzim infracrvenim slikanjem nano filma grejača od dole,
- (c) direktno posmatranje polja zapreminskog udela parne faze i prodiranjem tečne faze iz zagrejane tečnosti.

Eksperimentalna aparatura je prikazana na slici 2.8. Test posuda je napravljena od optičkog Pirex stakla, a zagreva se prolazom električne struje kontrolisanog napona kroz grejač debljine 140 nm.

Eksperimenti su sprovedeni za dve konfiguracije test sekcije. Za konfiguraciji A, slika 2.8, test sekcija je staklena četvrtasta posuda, zatvorena na dnu sa zagrevačkim elementom, 20x40 mm. Grejač ima dimenzije koje su 8 i 16 puta veće od dužine kapilara, tako da test sekcija predstavlja beskonačnu ravnu ploču koja se uniformno zagreva. Posuda test sekcije je napunjena ključalom vodom do visine od 2,5 mm i nalazi se na atmosferskom pritisku. Ove dimenzije su mnogo veće od minimalnih koje su zahtevali Gogonin i Kutateladze [14]. Zbog toga je sproveden eksperiment sa test sekcijom podjeljenom u 8 ćelija, dimenzija 1 cm, dobijenih ubacivanjem jajaste strukture napravljene od folije od nerđajućeg čelika debljine 200 μ m.

U konfiguraciji B, slika 2.8, zidovi test sekcije su smanjeni na širinu od 1mm tako da dozvoljavaju direktno posmatranje.



Slika 2.8 Šematski prikaz aparature koja je korišćena u BETA eksperimentu

Test posuda (konfiguracija A) je prikazana na slici 2.8, zajedno sa IR kamerom. Korišćena je Kodakova digitalna kamera sa brzinom od 20000 slika u sekundi za rezoluciji 34x128 pixela. Dve kamere moraju biti sinhronizovane. Specijalna optika je korišćena u eksperimentu. Mnogo bolja prostorna rezolucija je omogućena sa specijalnim dodatnim sočivima.

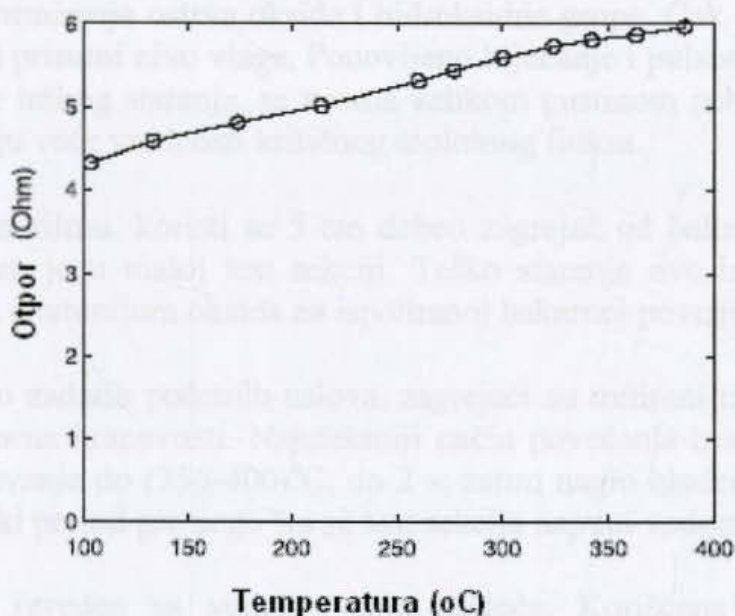
Zagrevački elementi su napravljeni taloženjem metala na staklu. U glavnoj seriji BETA experimenta, korišćen je titanijumski film od 140, 270, 300, 450, 500 i 1000 nm rastopljen na debljine 130 μ m od borosilicijumskog stakla. Film se zagreva pri prolasku električne struje (jednosmerne ili naizmenične), i generacija pare je uniformna pri uslovima ključanja. Svaki eksperiment pregrevanja dovodi do oštećenja zagrejača, što je veoma bitno za osiguranje rada sa ovim zagrevačima. Neophodno je



osigurati da se otkazi ne javljaju pod uslovima neophodnim za postizanje pregrevanja i to zahteva značajan razvoj procedure proizvodnje i izbor odgovarajućeg materijala.

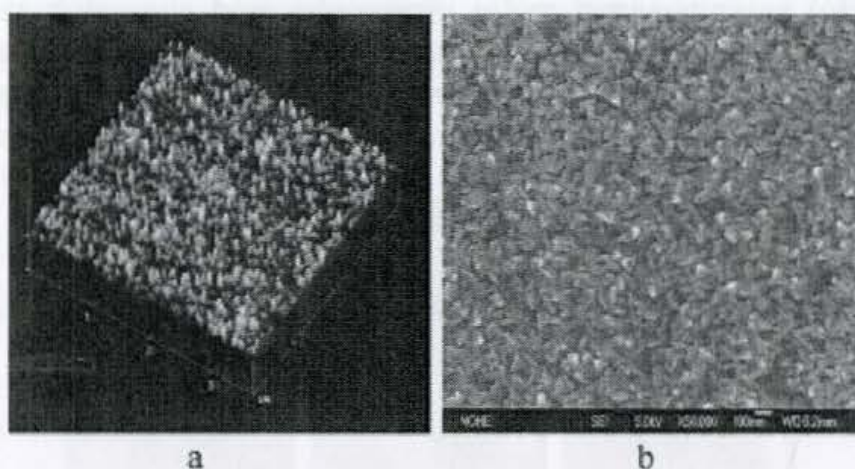
Generacija pare na nanofilmu zavisi od lokalnog električnog otpora koji varira sa temperaturom na način kako je to prikazano na slici 2.9. Za ključanje od 100-150°C, lokalni toplotni fluks varira oko 5%. Ispod 150°C, kada dolazi do formiranja suvih tačaka i temperatura se naglo povećava, gubi se snaga lokalno i ovo dovodi do variranja toplotnog fluksa za oko 30% i porasta temperature do 380°C. Pregrevanje se dešava pre nego što dođe do otkaza i značajnog gubitka snage.

Površina glatkog mikrofilma dozvoljava radne uslove sa tačno definisanim karakteristikama. Tipična mikroskopska elektronska slika je prikazana na slici 2.10. Primećuje se sličnost u gustini i hrapavosti. Amplitude, su relativno uniformne sa rms vrednostima ± 4 nm. X zraci pokazuju primarni pik na $38,5^\circ$ i manje pikove za uglove 53° , 70° , 83° . Ovi podaci pokazuju osnovnu kristalnu orijentaciju (0 0 2), zajedno sa malom količinom slučajne raspodele (1 0 2), (1 0 3), (1 0 4).



Slika 2.9 Zavisnost temperature i električnog otpora

Grejači su izloženi starenju pulsним zagrevanjem u vazdušnom ili parnom okruženju. Ispitivanje zagrejačke površine posle starenja pokazuje pojavu ostrva sa nehomogenom strukturom. Pokazana je loša konduktivnost na ovim ostrvima na materijalu. Ova ostrva su oksidi koji se formiraju tokom procesa zagrevanja. Vaquila, [15] je pokazao da za temperature ispod 200°C, oksidacija se karakteriše prisustvom samo jedne faze oksida : TiO_2 . Za više vrednosti temperature se javlja Ti_2O_3 . Hrapavije površine zahtevaju duži period ključanja, koji dovodi do oksidacije i do nečistoće u vodi koja se koristi za eksperimente.



Slika 2.10 Površina nanofilma

Kontaktni ugao je meren i za glatke i za hrapave zagrejače na 60° - 75° . Ni jedna od ovih karakteristika se ne menja ako se rukuje sa instalacijom do otkaza zagrejača.

Gustina nehomogenosti se povećava sa povećanjem broja ponovljenih ciklusa zagrevanja i njihovog trajanja. Poznato je iz literature, a to pokazuju i BETA eksperimenti, da parna okolina značajno ubrzava oksidaciju titanijumskog tankog filma i izaziva formiranje ostrva oksida i hidroksidne grupe. Čak i pulsno zagrevanje vazduha utiče na prisutni nivo vlage. Ponovljeno ključanje i pulsno zagrevanje dovodi zagrejač u stanje teškog starenja, sa veoma velikom gustinom nehomogene površine. Ovi zagrejači daju veće vrednosti kritičnog toplotnog fluksa.

Kao dodatak nanofilmu, koristi se 5 cm debeo zagrejač od bakra, koji se snabdeva strujom i smešten je u maloj test sekciji. Teško starenje ove bakarne površine se dobija od delova aluminijum oksida na ispoliranoj bakarnoj površini.

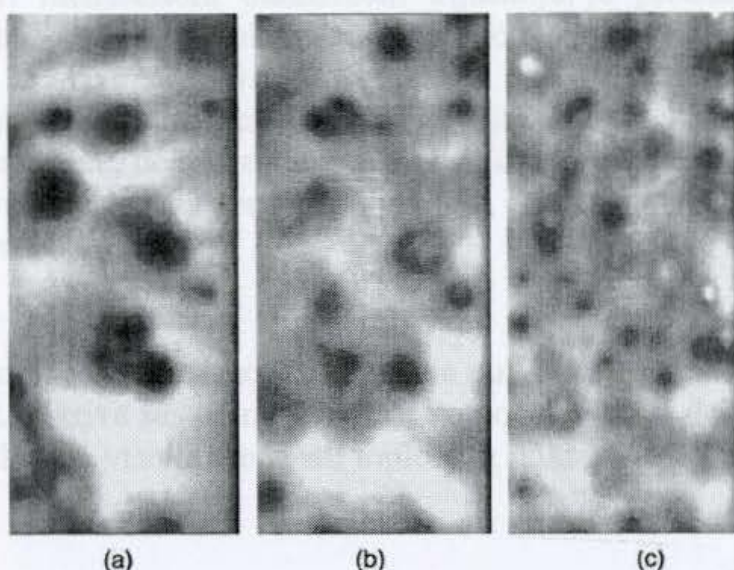
Na osnovu dobro zadatih početnih uslova, zagrejači su tretirani različitim metodama do različitih stepena hrapavosti. Najefektniji način povećanja hrapavosti površine je periodično zagrevanje do $(350-400)^{\circ}\text{C}$, do 2 s, zatim naglo hlađenje, a zatim ostaviti da stoji vremenski period pre nego što se test sekcija napuni vodom.

Eksperiment je izveden sa vodom velike čistoće. Korišćena je IR kamera za monitoring prisustva i odvajanja gasnih mehurova, preko njihovih otisaka na zagrejaču, koji se lako identifikuju kao svetle tačke. Grejač je kompletno kvašen i eksperiment je raden za različite vrednosti toplotnog fluksa, koji odgovara naponu grejača. Kada se svaki nivo toplotnog fluksa stabilizuje određeni vremenski period, IR kamera se aktivira.

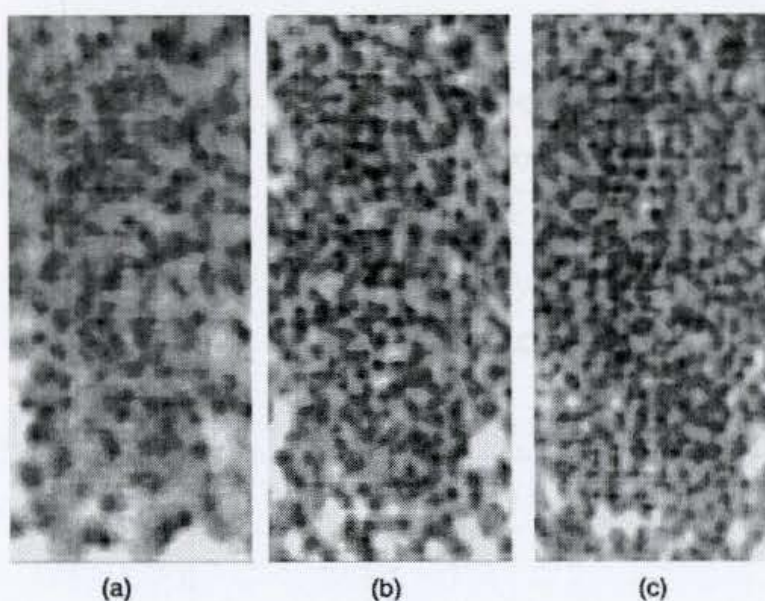
Broj centara nukleacije je bitna karakteristika procesa ključanja za definisanje topologije i mikrohidrodinamike. Značajni parametri su još i veličina mehura, dinamika rasta mehura i termičke karakteristike zagrejačke površine u odsustvu i između pojave nastanka mehura.

Rezultati snimanja dobijenih BETA eksperimentom su dati na slici 2.11 i 2.12 za površine različite starosti materijala. Ovo su kompletni originalni rezultati, sa kompletnom temperaturskom skalom i celom grejnom površinom. Ove temperature su predstavljane sivom skalom, gde svetlije boje odgovaraju višim temperaturama (oko

150°C) na slici, a tamnije boje odgovaraju nižim temperaturama (oko 100°C). Na pokretnim slikama se mogla videti dinamika rasta mehura, od nukleacije, preko rasta mehura i odvajanja i nestajanja. Brojenje ovih tamnih delova je rađeno automatski uz pomoć odgovarajućeg software, koji je razvijen prilikom ovog istraživanja.



Slika 2.11 Slika IR termometrije glatkog zagrejača za tri različite vrednosti toplotnog fluksa, $q=406, 536$ i 807 kW/m^2



Slika 2.12 Slika IR termometrije starog zagrejača za tri različite vrednosti toplotnog fluksa, $q=348, 1051$ i 1517 kW/m^2

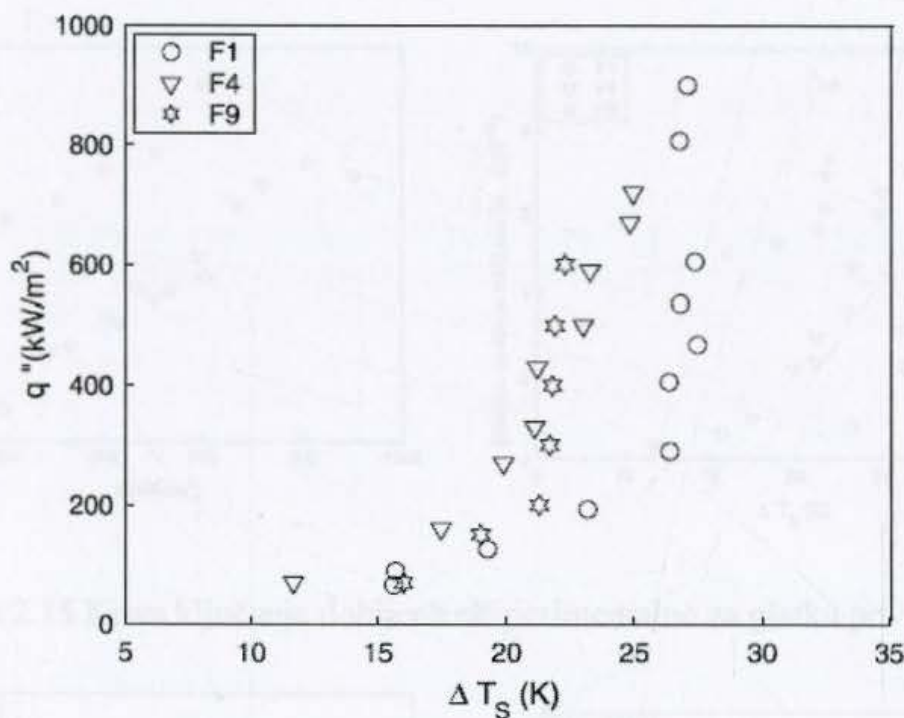
Na slici 2.13 je dato kako gustina centra nukleacije zavisi od toplotnog fluksa i primećuju se mnogo veće vrednosti gustine na hrapavim površinama nego na glatkim. Razlika u gustini centara nukleacije između hrapavih i glatkih površina je oko jedan red veličina. Takođe se primećuje linearna zavisnost toplotnog fluksa, efekata kvaliteta vode i efekata starenja površine.

Ostale karakteristike su : neuniformnost povećanja nukleacije sa toplotnim fluxem, kako pregrevanje postaje intenzivnije; čak i za izuzetno velike vrednosti toplotnog fluksa, blizu kritičnog toplotnog fluksa, postoji sporadički distribuirana površina koja je pregorevana u odsustvu nukleacije; u svakom frejmu postoji spektar mehurasto

hlađenje površine, ali su značajniji za sveže zagrejače. Hrapave površine zagrejača se ponašaju mnogo uniformnije nego glatke površine.

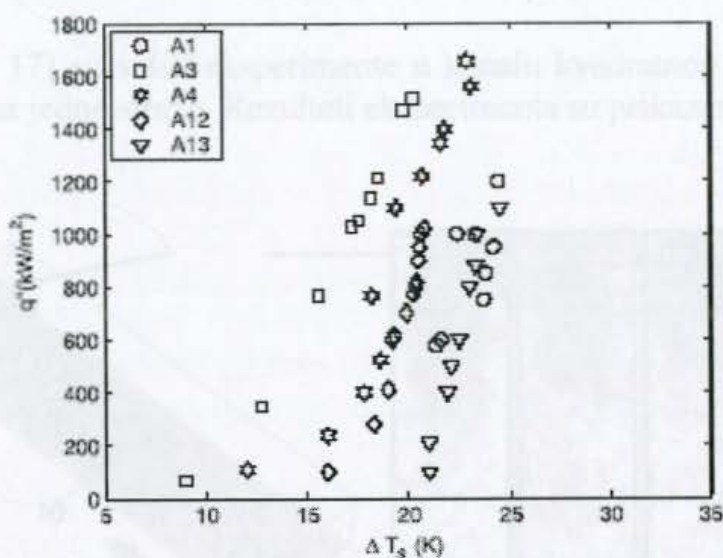
Prelaz toplote pri mehurastom bazenskom ključanju je proučavano i intenzivno mereno u prošlosti. Ono se karakteriše zavisnošću između pregrevanja površine i toplotnog fluksa i naziva se kriva ključanja. Na osnovu rezultata eksperimenta se može zaključiti da prosečna temperatura zida za kritičan toplotni fluks varira od 22 do 32 K za glatke zagrejače, dok je za hrapave površine to variranje od 18 do 25 K. Za ove uslove odgovarajući vrh za zagrejače je 60 K, odnosno 40 K za glatke i za grube površine respektivno.

Pokazana je skoro linearna zavisnost za hrapave površine, slika 2.14, dok se za glatke zagrejače, slika 2.13 kriva sastoji od dva dela : u početku blagi deo sa rastom, a zatim skoro vertikalni skok za visoke vrednosti toplotnog fluksa.

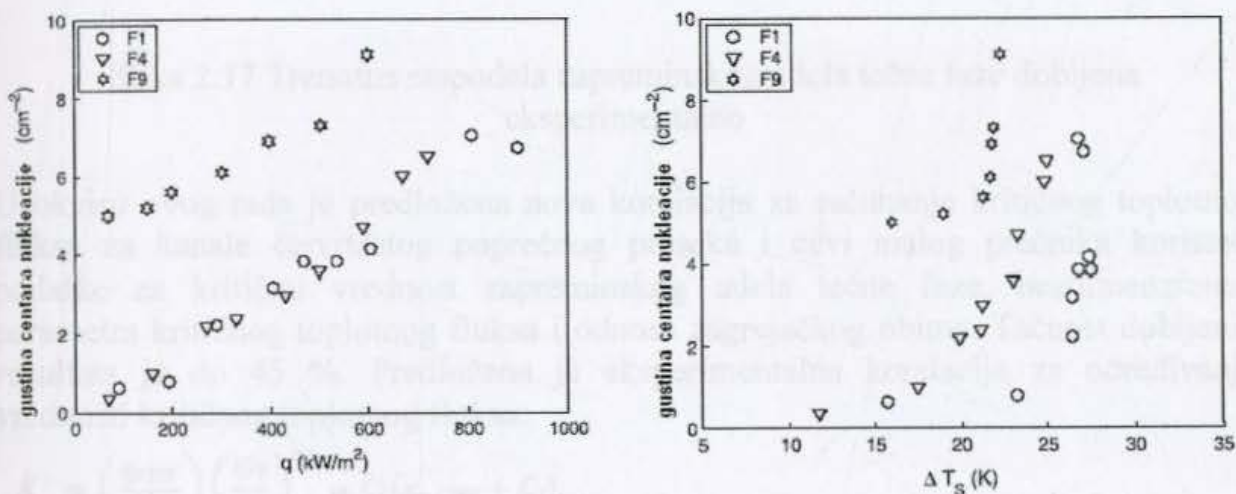


Slika 2.13 Kriva ključanja dobijena na osnovu BETA eksperimenta za glatku površinu zagrejača

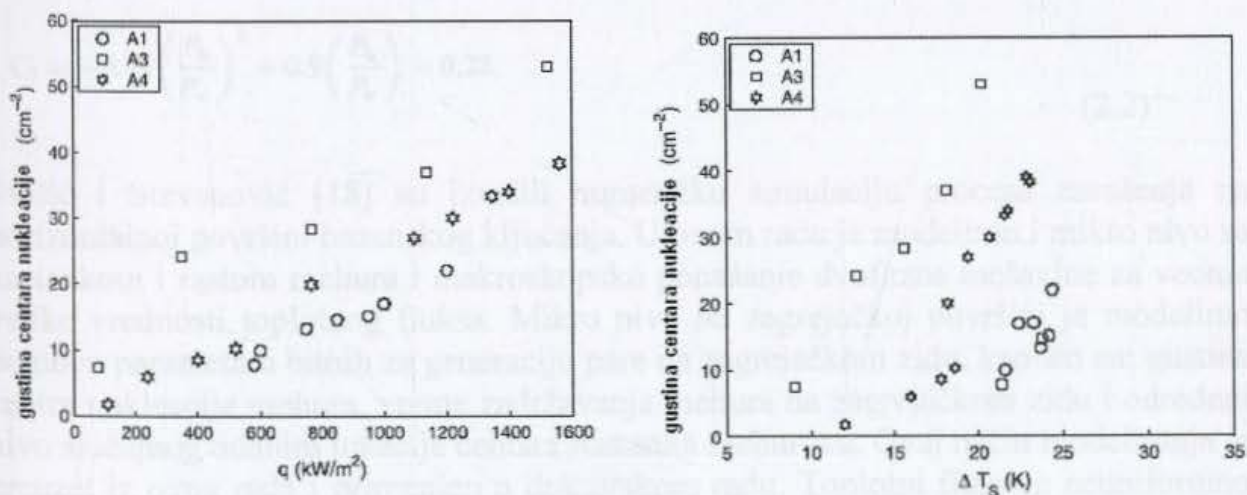
Na slikama 2.15 i 2.16 su prikazane krive ključanja dobijene eksperimentalnim putem za hrapavu i za glatku površinu zagrejača.



Slika 2.14 Kriva ključanja dobijena na osnovu BETA eksperimenta za hrapavu površinu zagrejača

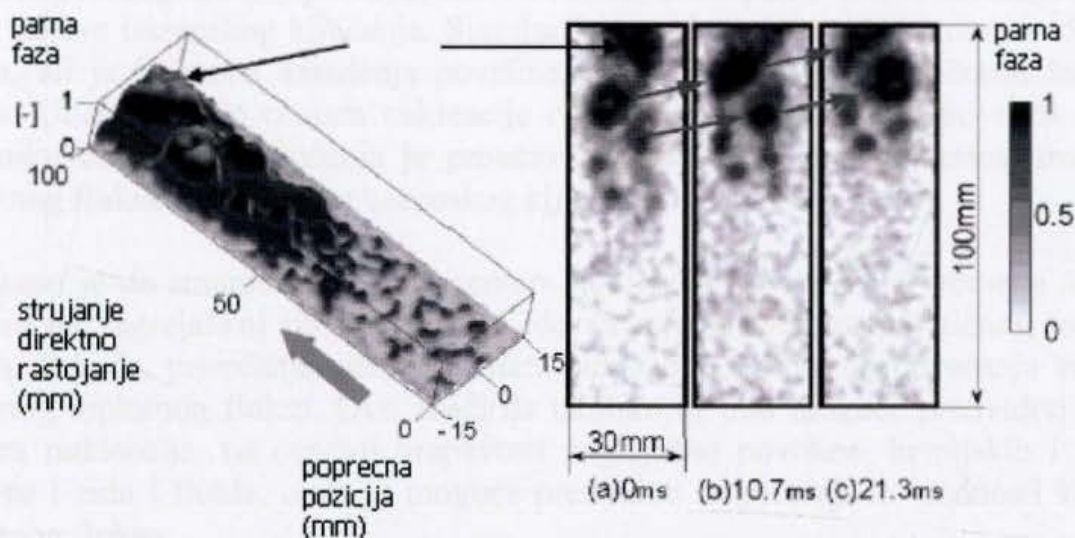


Slika 2.15 Kriva ključanja dobijena eksperimentalno za glatku površinu



Slika 2.16 Kriva ključanja dobijena eksperimentalno za hrapavu površinu

Kureta i dr. [16, 17] su vršili eksperimente u kanalu kvadratnog poprečnog preseka koji je zagrevan sa jedne strane. Rezultati eksperimenta su prikazani na slici 2.17.



Slika 2.17 Trenutna raspodela zapreminskog udela tečne faze dobijena eksperimentalno

U okviru ovog rada je predložena nova korelacija za računanje kritičnog toplotnog fluksa za kanale četvrtastog poprečnog preseka i cevi malog prečnika koristeći podatke za kritičnu vrednost zapreminskog udela tečne faze, bezdimenzionog parametra kritičnog toplotnog fluksa i odnosa zagrejačkog obima. Tačnost dobijenih rezultata je do 45 %. Predložena je eksperimentalna korelacija za određivanje vrednosti kritičnog toplotnog fluksa:

$$K^+ \equiv \left(\frac{q_{CHF}}{G h_{fg}} \right) \left(\frac{G v}{\sigma} \right)^{0.5} = C_1 (x_{\alpha, CHF} + C_2),$$

$$C_1 = \left[6.9 \left(\frac{P_h}{P_w} \right)^2 - 10 \left(\frac{P_h}{P_w} \right) + 2 \right] \times 10^{-3},$$

$$C_2 = -0.75 \left(\frac{P_h}{P_w} \right)^2 + 0.9 \left(\frac{P_h}{P_w} \right) - 0.28.$$

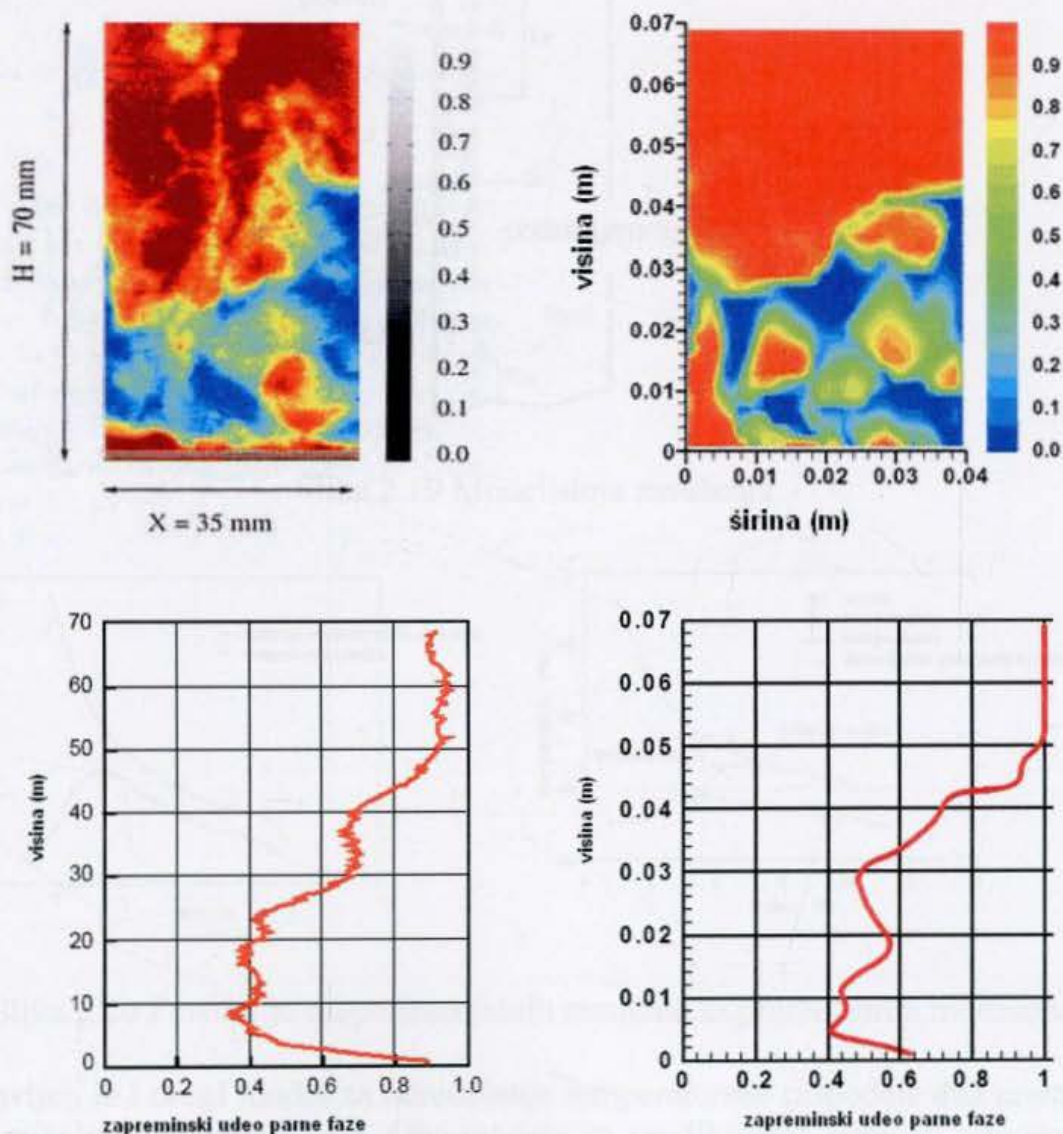
(2.2)

Stošić i Stevanović [18] su izvršili numeričku simulaciju procesa zasušenja na horizontalnoj površini bazenskog ključanja. U ovom radu je modeliran i mikro nivo sa nastankom i rastom mehura i makroskopsko ponašanje dvofazne mešavine za veoma velike vrednosti toplotnog fluksa. Mikro nivo na zagrejačkoj površini je modeliran pomoću parametara bitnih za generaciju pare na zagrejačkom zidu, kao što su: gustina centra nukleacije mehura, vreme zadržavanja mehura na zagrejačkom zidu i određeni nivo slučajnog odabira lokacije centara nastanka mehurova. Ovaj način modeliranja je preuzet iz ovog rada i primenjen u doktorskom radu. Toplotni fluks je neuniformno raspoređen po zagrejačkoj površini sa pikovima na mestima centara nukleacije. Centri nukleacije su određeni funkcijom slučajnih brojeva, dok se srednja vrednost centara nukleacije određuje na osnovu karakteristika materijala i hrapavosti zagrejačke

površine. Makro nivo je modeliran pomoću modela dva fluida. Transportni procesi na razdelnoj površini faza su modelirani pomoću odgovarajućih konstitutivnih korelacija.

Rezultati su dati za veoma kratak period posle početka zagrevanja i generacije mehurova na zagrejačkoj površini, kao i za kvazi-stacionarne uslove nekoliko sekundi posle pojave bazenskog ključanja. Simulacija je rađena i za niže vrednosti toplotnog fluksa, ali je fenomen zasušenja površine modeliran za velike vrednosti toplotnog fluksa. Uticaj gustine centara nukleacije i vreme zadržavanja mehurova na zidu na dinamiku bazenskog ključanja je proučavan. Takođe je ispitan i uticaj intenziteta toplotnog fluksa na dinamiku bazenskog ključanja.

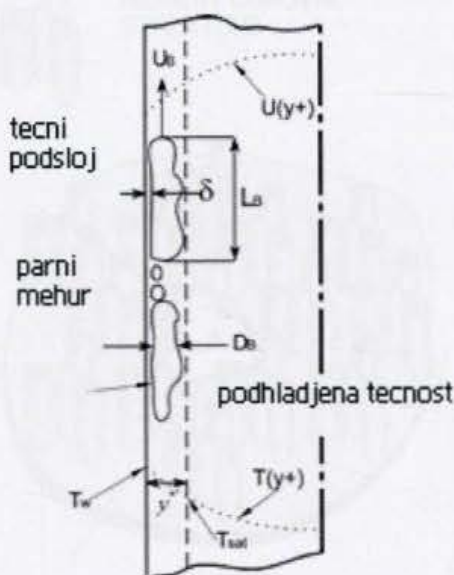
Pokazano je da smanjenje gustina centara nukleacije i povećanja vremena nastanka mehura na zagrejačkoj površini dovodi do smanjenja vrednosti kritičnog toplotnog fluksa. Takođe, povećanje gustine centara nukleacije dovodi do povećanja vrednosti kritičnog toplotnog fluksa. Ovo znači da ukoliko bi bilo moguće predvideti gustinu centara nukleacije, na osnovu hrapavosti zagrejačke površine, hemijskih i fizičkih osobina i zida i fluida, onda je moguće predvideti odgovarajuće vrednosti kritičnog toplotnog fluksa.



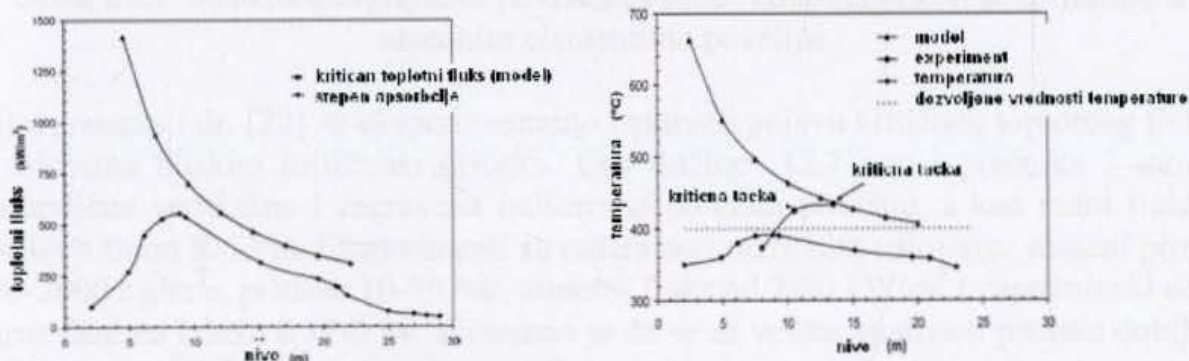
Slika 2.18 Uporedna analiza eksperimentalnih rezultata i predloženog modela za toplotni fluks od 1000 kW/m^2

Hibiki i Ishii [19] su koristili gustinu centara nukleacije kao značajan parameter za određivanje dodirne površine u modelu dva fluida. Gustina centara nukleacije je modelirana poznajući veličinu i ugao kavitacije koji se javljaju na površini. Pokazano je da je gustina centara nukleacije funkcija kritične veličine kavitacije i kontaktnog ugla.

Payan-Rodriguez i dr. [20] su razvili metod za predviđanje kritičnog toplotnog fluksa za ključanje vode u vertikalnim cevima pod standardnim uslovima koji se javljaju u generatorima pare, slika 2.19. Pretpostavlja se da se kritičan toplotni fluks javlja kada tečni sloj na zidu cevi ispari pri velikim vrednostima toplotnog fluksa. Razvijen je model na osnovu teorije sloja zasušenja, uzimajući u obzir metod faktora oblika, da bi se uzela u obzir i neuniformna raspodela toplotnog fluksa na vertikalnoj cevi, što je slučaj u generatorima pare. Ovaj model se ne može primeniti na slučajeve kada se kritičan toplotni fluks javlja pri malim vrednostima zapreminskog udela parne faze.



Slika 2.19 Model sloja zasušenja



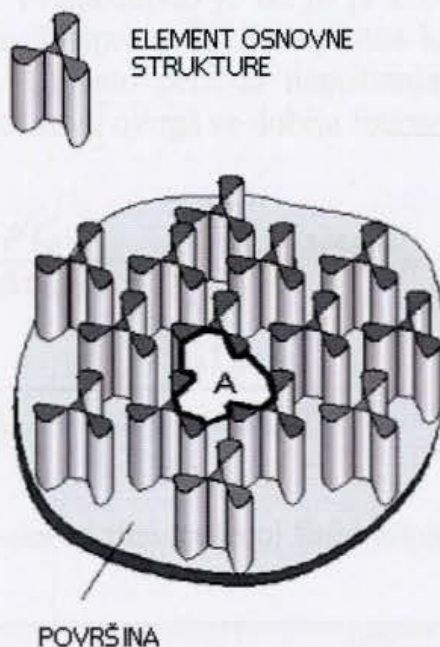
Slika 2.20 Poređenje eksperimentalnih rezultata sa predloženim modelima

Predstavljen je i drugi model za određivanje temperaturske raspodele duž unutrašnjeg dela vertikalne zagrejačke cevi. Oba modela su verifikovana pomoću odgovarajućih eksperimentalnih rezultata, slika 2.20.

Mitrović [21] je izučavao efikasnost površine zida pri mehurastom ključanju. Efikasnost zagrejačke površine prekrivene sa strukturom se smatra idealnom ako se

razlika temperature ne menja sa promenom toplotnog fluksa. Eksperimenti su pokazali da stalnost pregrevanja zida može biti realizovana na površini koja ima odgovarajuću mikrostrukturu, slika 2.21. Zahtevane osobine strukture su: mora biti sastavljena od identičnih elemenata koji formiraju jednoobraznu strukturu na zagrejačkoj površini, strukturni elementi (izbočine) moraju zadržati parnu fazu posle odvajanja mehura i generisati dugačku liniju tri faze koja se formira intersekcijom granice između parne i tečne faze na zagrejačkoj površini.

On je pokazao da zagrejačka površina mora imati takve osobine da se otpor prenosa toplote smanjuje sa porastom toplotnog fluksa. Struktura koja se sastoji od pravilno raspoređenih mikro pinova daje upravo ovakve rezultate u regionu gde je potpuno razvijeno mehurasto ključanje. Zaključeno je da zagrejačka površina ne treba da ima kavitete (rupe), kako se obično preporučuje, nego identična ispupčenja.



Slika 2.21 Struktura zagrejačke površine: Primer udubljenja koji se formiraju u susednim elementima površine

Vijayarangan i dr. [22] su eksperimentalno ispitivali pojavu kritičnog toplotnog fluksa u uslovima bliskim kritičnom pritisku. Cev dužine 12,7 mm i prečnika 3 mm je postavljena vertikalno i zagrevana uniformno po celoj površini, a kao radni fluid je korišćen freon R-134a. Eksperimenti su rađeni pod različitim uslovima: maseni protok 200-2000 kg/m²s, pritisak 10-39 bar, toplotni fluks od 2-80 kW/m² i zapreminski udeo parne faze na izlazu 0.17-0.94. Pokazano je da se za velike vrednosti pritiska dobijaju male vrednosti kritičnog toplotnog fluksa. U ovom radu je preporučena nova korelacija za kritičan toplotni fluks za uniformno zagrevanu vertikalnu cev, koja se dobro pokazala za kritične vrednosti pritiska za različite parametre:

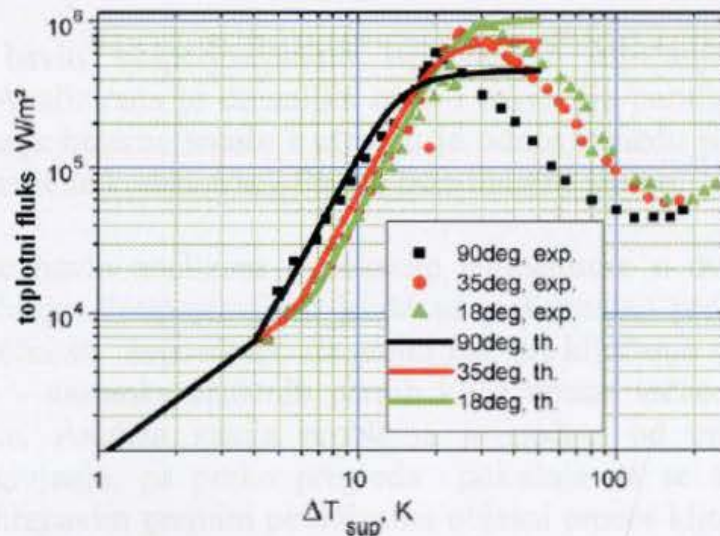
$$\frac{q_{CHF}}{G\lambda} = 0.0051 \times \left\{ \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.133} \left(\frac{\sigma \rho_l}{G^2 L} \right)^{1/3} \times \left(\frac{1}{1 + 0.0031(L/d)} P_R^{0.147} Re_l^{0.25} \right) \right\} \quad (2.3)$$

Le Corre i dr. [23] su na osnovu posmatranja na ili u blizini kritičnog toplotnog fluksa za podhladeni režim strujanja i uzimajući u obzir pokretački mehanizam pojave kritičnog toplotnog fluksa predstavili model korišćenjem 2D prelazne termičke analize zagrejača koji je izložen procesu nukleacije, koji može da mehanički predvidi kritičan toplotni fluks u slučaju mehurastog ključanja. Model simulira prostornu i vremensku promenu temperature tokom nukleacije na zidu uzimajući u obzir stohastičku prirodu fenomena ključanja. Pokazano je da veliko lokalno pregrevanje koje nastaje usled mehurastog ključanja u vreme napuštanja mehura zagrejačke površine može da spreči ponovno kvašenje zida za vrednosti kritičnog toplotnog fluksa. (Leidenfrost-ov efekat).

Ivanov Kolev [24] je predstavio svoju teoriju rasta mehura u pregrejanom fluidu. Teoriju je potvrdio upoređujući svoje rezultate sa eksperimentalnim rezultatima Wang i Dhir (1993), slika 2.22. Pretpostavio je da je prenos toplote na zidu za ključanje kontrolisano turbulencijom. Najpre se javlja toplotna kondukcija pri čemu se toplota prenosi sa zida na fluid. Umesto perioda napuštanja mehura upotrebljava period ponovne turbulencije. Na osnovu ovoga se dobija frekvencija turbulencije. Na kraju se dobija izraz:

$$\begin{aligned} \dot{q}_{w2,nb}'' &= c_1 \left[\frac{\lambda' \rho' c_p'}{\ell_2^t (1 + c_2 \Delta \tau_{1w} / \Delta \tau_{1d})} \right]^{1/2} n_{1w}''^{1/4} B(T_w - T_2) \\ &= cc_1 \frac{\rho' \lambda' c_p'}{\rho'' \Delta h} \frac{n_{1w}''^{1/4} \Delta T_w^2}{[\ell_2^t (1 + c_2 \Delta \tau_{1w} / \Delta \tau_{1d})]^{1/2}} \end{aligned} \quad (2.4)$$

koji predstavlja toplotni fluks sa zida na tečni fluid tokom bazenskog ključanja.



Slika 2.22 Poređenje eksperimenta Wang i Dhir sa Kolev-ovim modelom za različite vrednosti kontaktnog ugla kvašenja

U Laboratoriji za termotehniku i energetiku Instituta VINČA je do sada značajno rađeno na istraživanju procesa ključanja, kako eksperimentalno, tako i postupcima matematičkog modeliranja.

Afgan [25] se bavio eksperimentalnim ispitivanjem ključanja u velikoj zapremini, pri čemu je izvedeno merenje prelaza toplote pri mehurastom ključanju etilalkohola, benzola i smeša sa 10, 20, 50, 80 i 90% tež. benzola. Pokazano je da koeficijent prelaza toplote i toplotni fluks pregrevanja zavise od sastava koncentracije komponenata između parne i tečne faze ispitivanih smeša. Merenjem temperature površine je vršena i detekcija prelaza iz mehurastog u filmsko ključanje.

Lazić [26] se bavio eksperimentalnim proučavanjem ključanja kako bi se došlo do podataka koji bi pomogli uspostavljanju tačnih relacija za određivanje stvarnog koeficijenta prelaza toplote, pri promeni faze fluida u svakom slučaju, a time i tačno odredio toplotni fluks. Time se osigurava bezbedan rad postrojenja uz istovremeno maksimalno korišćenje pojave ključanja kao načina za intenzivnu razmenu toplote. Neophodno je poznavanje metastabilnih stanja faze fluida, tj. pregrevanje koje je moguće ostvariti kod tečnosti, u idealnim uslovima, a koje prethodi početku ključanja kao pojavi pri kojoj imamo najintenzivniju razmenu toplote.

Spasojević [27] se bavio proučavanjem određivanja minimalnog toplotnog opterećenja isparivačkog kanala na granici stabilnosti parametara. Problem pulzacije radnih parametara, koji pri određenim uslovima mogu postati nestabilni, javlja se kod svih postrojenja kod kojih dolazi do faznih prelaza radnog fluida, a u prvom redu kod: ključajućih nuklearnih reaktora, parogeneratora i neključajućih nuklearnih reaktora sa lokalnim ključanjem rashlađivača. Posledice mogu biti: pulzacija protoka i kvalitet smeše faza rashlađivača na izlazu iz isparivačkog kanala nepovoljno se odražava na režim rada postrojenja koje koristi paru ili parno tečnu smešu faza rashlađivača, što se svodi na naglo smanjenje efikasnosti a u nekim slučajevima i nemogućnost normalnog rada postrojenja; varijacije pritiska u isparivačkom kanalu mogu dovesti do deformacije i razaranja zidova kanala.

Valent [28] se bavio eksperimentalno ispitivanjem ključanja binarnih smeša etilalkohol-voda. Analizirana je dinamika rasta i otkidanje parnih mehurova tokom mehurastog ključanja binarne smeše i utvrđen je odnos između prostiranja toplote i prenosa mase za različite koncentracije tečne faze binarne smeše.

Stefanović [29] se bavio analizom fluktuacije temperature u dvofaznom toku pri pothlađenom ključanju. Pretpostavljeno je da su maksimalno pregrejanje tečnosti i pregrevanje sloja tečnosti neposredno uz grejni zid, pri ključanju dva aspekta jednog te istog problema - nastanka kritičnih parnih klica unutar tečnosti uz premoštenje energetske barijere. Analiza stanja problema je početa od pregleda izučavanja maksimalnog pregrevanja, pa preko pregleda pokušaja da se analizom stvaranja kritičnih klica na hrapavim grejnim površinama objasni proces ključanja, do pregleda analize procesa ključanja u raznim uslovima (ključanje u velikoj zapremini, dvofaznom toku, pothlađeno ključanje...).

Jović [30] se bavio proučavanjem nestacionarnog strujanja dvofazne smeše voda-vazduh u paralelnim kanalima. Prikazani su eksperimentalni rezultati i analiza proučavanja nestacionarnih prelaznih procesa i hidrodinamičkih fenomena međukanalne nestabilnosti pri adijabatskom strujanju dvofazne dvokomponentne smeše voda-vazduh u sistemu tri paralelna hidrodinamički različita vertikalna kanala. Utvrđen je karakter oscilatorne nestabilnosti indukovano inercionim i disipativnim

efektima i definisana je oblast parametra dvofazne smeše u kojima postoje uslovi za pojavu međukanalne nestabilnosti.

Zavisnost toplotnog fluksa od razlike temperatura zida i temperature referencije se naziva kriva ključanja za vodu, poznata kao Saito-Yamamoto-Ima kriva, slika 3.1. Na ovoj krivoj se nalaze dva regiona u okviru mehurastog ključanja [31]:

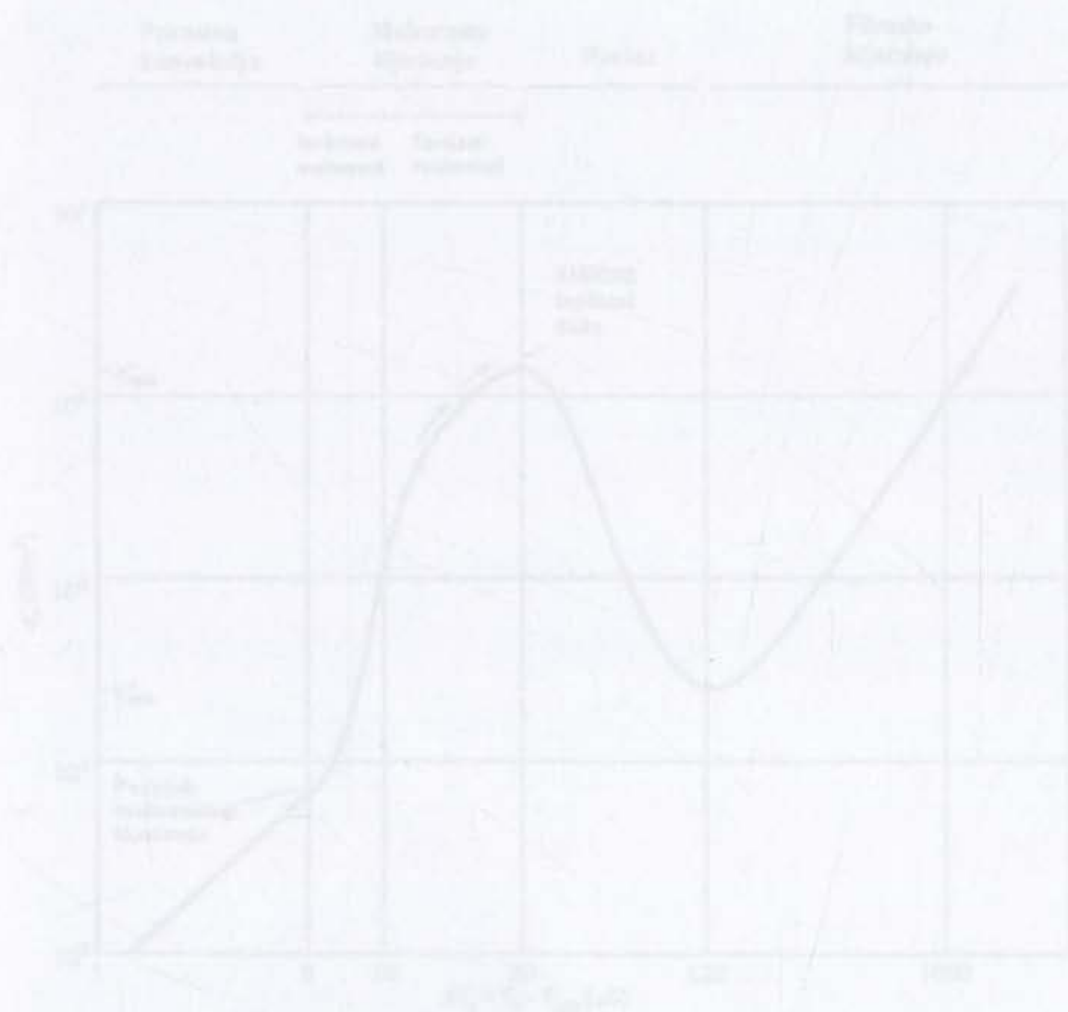
1. region sa izokvranim mehurovima, gde se mehurovi odvoje;
2. region gde mehurovi jedni na druge se spajaju, formiraju velike mehurove i da napustaju zagrevača u površinu.

Na ovoj krivoj su karakteristične tačke:

1. tačka do koje je mehurasto ključanje;
2. tačka pregretača, gde je toplotni fluks jednak kritičnom toplotnom fluksu.

Znači, nastaju se tri zone ključanja:

1. prirodna konvekcija jednosazno strujanje;
2. mehurasto ključanje;



Slika 3.1. Kriva ključanja za vodu

U ovom poglavlju je dat pregled dosadašnjih rezultata koji se koriste za predviđanje krize prirodnog toplote za slučaj laminarnog ključanja [31]. Kritičan toplotni fluks se u laminarnom ključanju javlja kada je zagrevača površina prekrivena sa parnim mehurovima i ti mehurovi formiraju bujuru sa nestabilnom strujom. Za površinu sa

3. Standardni modeli krize razmene toplote pri bazenskom ključanju

Zavisnost toplotnog fluksa od razlike temperatura zida i temperature saturacije se naziva kriva ključanja za vodu, poznata kao Nukiyam-ina kriva, slika 3.1. Na ovoj krivoj se razlikuju dva regiona u okviru mehurastog ključanja [31]:

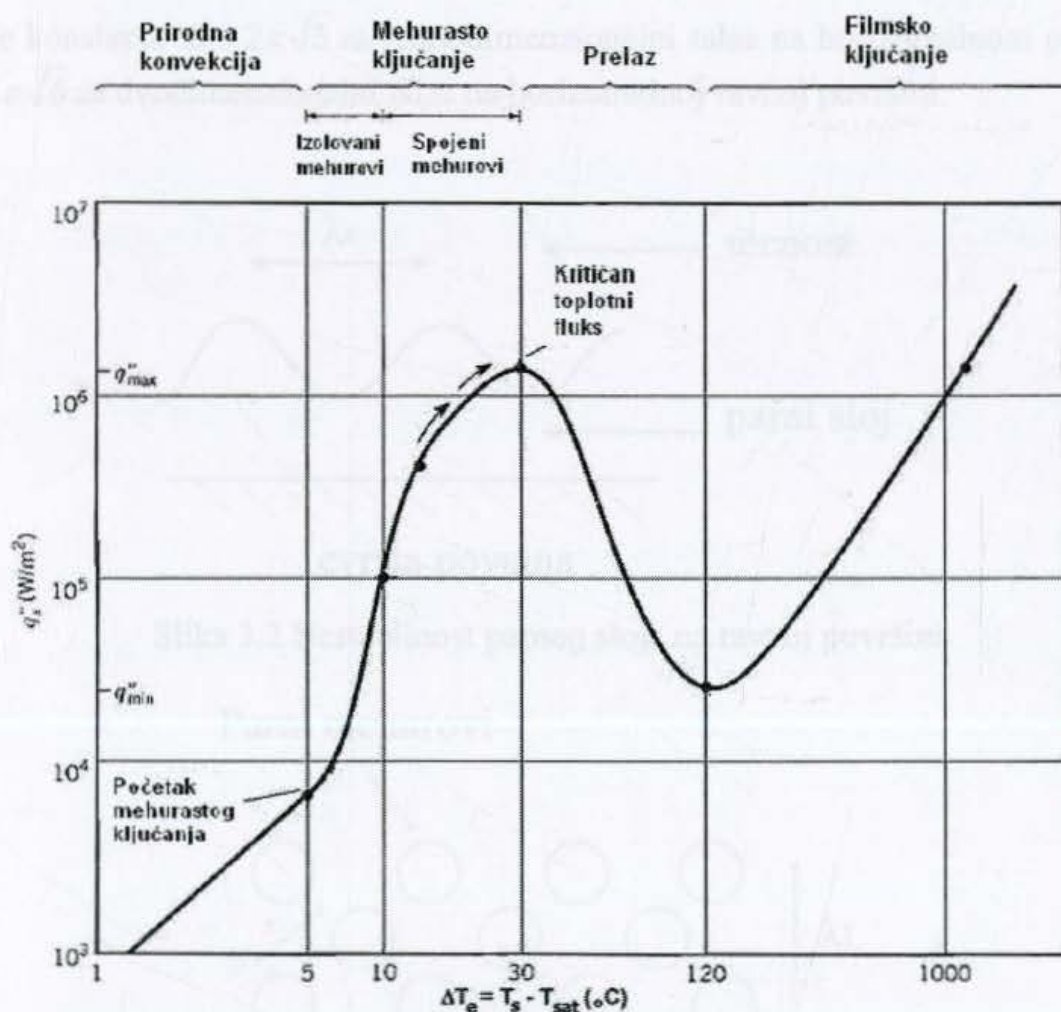
1. region sa izolovanim mehurovima, gde su mehurovi odvojeni;
2. region gde mehurovi počinju da se spajaju, formiraju velike mehurove i da napuštaju zagrejačku površinu.

Na ovoj krivoj su karakteristične tačke:

1. tačka do koje je mehurasto ključanje;
2. tačku pregrevanja, gde je toplotni fluks jednak kritičnom toplotnom fluksu.

Znači, razlikuju se faze ključanja:

1. prirodna konvekcija jednofazno strujanje;
2. mehurasto ključanje.



Slika 3.1 Kriva ključanja za vodu

U ovom poglavlju je dat pregled standardnih modela koji se koriste za predviđanje krize razmene toplote za slučaj bazenskog ključanja [31]. Kritičan toplotni fluks se u bazenskom ključanju javlja kada je zagrejačka površina prekrivena sa parnim mehurovima i ti mehurovi formiraju barijeru za nadolazeću tečnost. Za površinu sa

kontrolsanim toplotnim fluksom temperaturski skok može biti veoma visok kada se odstigne kritičan toplotni fluks.

U klasičnoj teoriji kritičnog toplotnog fluksa za bazensko ključanje (Lienhard 1981) postoje:

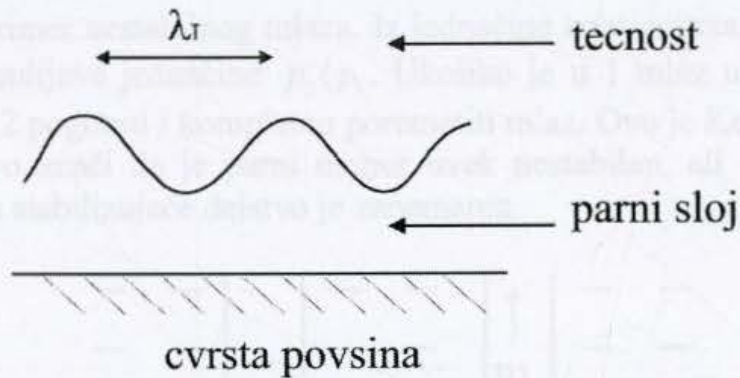
1. nestabilnost parnog sloja na zagrejačkoj površini; i
2. nestabilnost pare koja se odvaja od parnog sloja kroz tečnost.

3.1. Nestabilnost parnog sloja

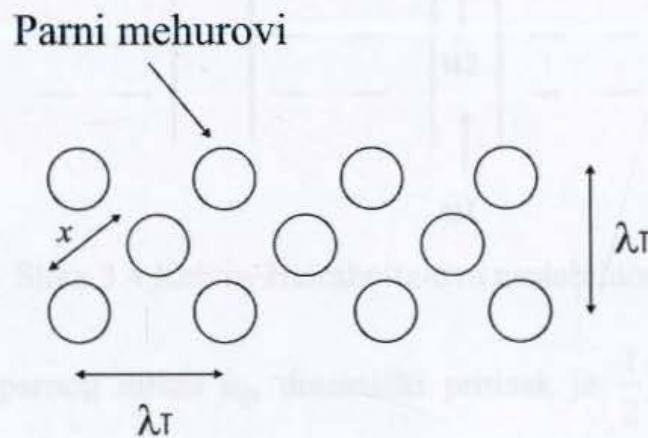
Sloj lakšeg fluida na kome se nalazi sloj težeg fluida je nestabilan. Teži sloj razbija sloj lakšeg fluida, pada na dole i formira talas na površini, slika 3.2. Ovi talasi su poznati kao Taylor-ovi talasi, a talasna dužina najnestabilnijeg talasa se računa:

$$\lambda_T = C \left[\frac{\sigma}{(\rho_l - \rho_g)g} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.1)$$

Gde je konstanta $C = 2\pi\sqrt{3}$ za jednodimenzionalni talas na horizontalnom pravcu, a $C = 2\pi\sqrt{6}$ za dvodimenzionalni talas na horizontalnoj ravnoj površini.



Slika 3.2 Nestabilnost parnog sloja na ravnoj površini



Slika 3.3 Parni mehurovi koji se odvajaju od ploče

Na horizontalnoj ravnoj površini parni mehurovi imaju tendenciju da se odvoje kao mlazevi ili stubci u okviru rešetke, slika 3.3. Rastojanje između mlazova je određeno vrhovima nestabilnog talasa, tako da je odvajanje vrhova jednako λ_T , tako da je za 2D slučaj:

$$\lambda_T = 2\pi\sqrt{6} \left[\frac{\sigma}{(\rho_l - \rho_g)g} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.2)$$

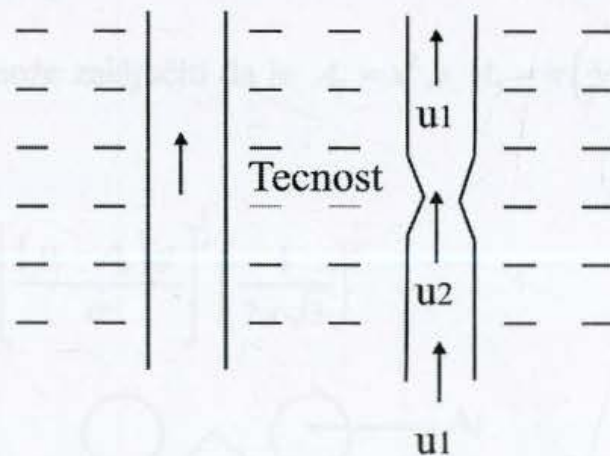
U horizontalnom pravcu je:

$$x = \frac{\lambda_T}{\sqrt{2}} = 2\pi\sqrt{3} \left[\frac{\sigma}{(\rho_l - \rho_g)g} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.3)$$

što odgovara 1D slučaju. Ovi rezultati onda opisuju formiranje parnih mlazeva na vrhu amplitude Taylor-ovih talasa.

3.2. Nestabilnost parnog mlaza

Na slici je dat primer nestabilnog mlaza. Iz jednačine kontinuiteta se zaključuje da je $u_2 > u_1$, a iz Bernulijeve jednačine $p_2 < p_1$. Ukoliko je u 1 mlaz u ravnoteži, tada će pritisak tečnosti 2 pogurati i kompletno poremetiti mlaz. Ovo je Kelvin-Helmholtz-ova nestabilnost. Ovo znači da je parni mehur uvek nestabilan, ali efekat površinskog napona, koji ima stabilizujuće dejstvo je zanemaren.



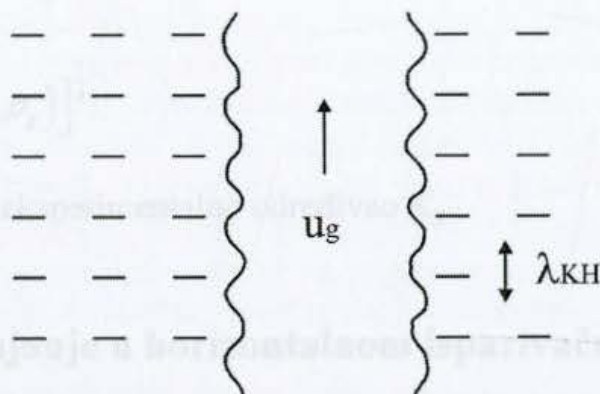
Slika 3.4 Kelvin-Helmholtz-ova nestabilnost

Ukoliko je brzina parnog mlaza u_g , dinamički pritisak je $\frac{1}{2}\rho_g u_g^2$. Ako je talasna dužina poremećaja λ_{KH} , slika 3.5, prečnik krive površine je proporcionalan λ_{KH} , a razlika pritisaka duž zakrivljene površine je proporcionalna σ/λ_{KH}

$$\sigma / \lambda_{KH} \leq A \frac{1}{2} \rho_g u_g^2 \quad (3.4)$$

gde je A konstanta. Površinski napon ne može više da stabilizuje mlaz, pa se dobija:

$$u_g \geq \left(\frac{2\pi\sigma}{A\rho_g\lambda_{KH}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.5)$$



Slika 3.5 Kelvin-Helmholtz-ova talasna dužina

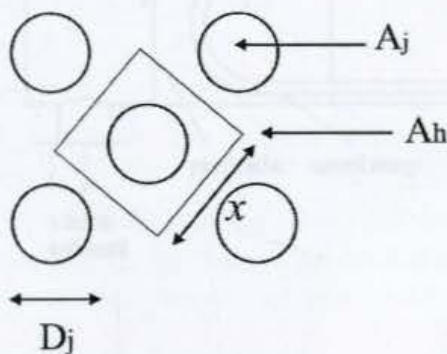
3.3. Računanje kritičnog toplotnog fluksa

Posmatrajmo površinu horizontalne ploče na kojoj se nalazi jedan mehur. Ova površina je A_h , a površina mehura je A_j . Za kritičan toplotni fluks, količina toplote koja se preda površini A_h je:

$$q_{kr} A_h = \lambda \rho_g u_g A_j \quad (3.6)$$

Na osnovu slike se može zaključiti da je $A_h = x^2$, a $A_j = \pi \left(\frac{x}{4} \right)^2$ i uzimajući u obzir 4.5 dobija se

$$q_{kr} = \lambda \rho_g \frac{\pi}{16} \left(\frac{2\pi\sigma}{\rho_g} \right)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{(\rho_l - \rho_g)g}{\sigma} \right]^{\frac{1}{4}} \left(\frac{1}{2\pi\sqrt{3}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.7)$$



Slika 3.6 Prečnik parnog mlaza

Ova formula za kritičan toplotni fluks se javlja u nekoliko različitih oblika, svaki put sa drugačijom konstantom. Zuber, (1959) daje analizu za konstantu $\pi/4 = 0.131$. Na ovaj način dobijena Kelvin-Helmholtz-ova talasna dužina odgovara Taylor-ovoj 1D talasnoj dužini. Ovako izračunata vrednost za kritični toplotni fluks podseća na kriterijum Kutateladze-ovog broja za pojavu plutanja:

$$K_g = V_g \rho_g^{1/2} \left[g \sigma (\rho_l - \rho_g) \right]^{1/4} \quad (3.8)$$

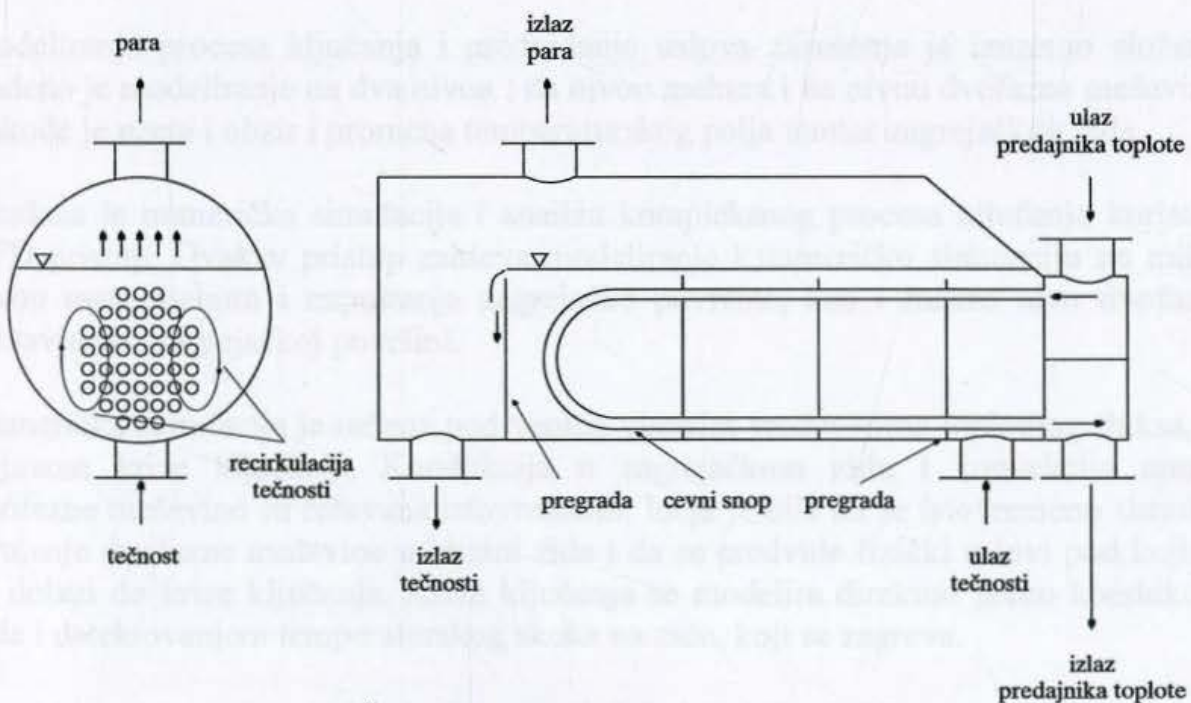
Dobija se

$$q_{kr} = K_g \lambda \rho_g^{1/2} \left[\sigma (\rho_l - \rho_g) \right]^{1/4} \quad (3.9)$$

a Kutateladze je 1948 eksperimentalno određivao K_g .

3.4. Dvofazno strujanje u horizontalnom isparivaču

Ovde će biti predstavljen model razvijen za predviđanje dvofaznog strujno-termičkog procesa u omotaču horizontalnog isparivača [32]. Dvofazno strujanje oko cevi je modelirano pomoću pristupa poroznog materijala. Konstitutivne korelacije za međufazno trenje su zasnovane na modifikovanim izrazima za dvofazno strujanje u cevi. Otpor koji potiče od cevnog snopa je računat preko pada pritiska za svaku fazu pojedinačno i pri tome uzimajući u obzir pojedinačan uticaj svake faze na ukupan pad pritiska. Sistem bilansnih jednačina se rešava numerički metodom konačnih zapremina za dvofazno strujanje. U poređenju sa ranijim modelima ovaj model se ističe primenom konstitutivnih korelacija za međufazno trenje i otpora koji potiče od cevnog snopa, kao i korišćenjem graničnih uslova za modeliranje slobodne površine dvofazne mešavine.



Slika 3.7 Šematski prikaz horizontalnog isparivača

4. Razvoj modela krize ključanja

Predviđanje mehanizma ključanja i uslova pregrevanja, kada koeficijent prelaza toplote naglo opada i kada može doći do oštećenja zagrevane površine su jedan od glavnih problema u konstrukciji i analizi sigurnosti različite opreme u termoenergetici. Iako su ovi fenomeni ispitivani više decenija, različiti uticajni faktori i kompleksnost termičkih i dinamičkih procesa još nisu dovoljno razrešeni.

Pristup predviđanju krize ključanja i uslovima pri kojima dolazi do pregrevanja zahteva modeliranje i numeričku simulaciju fenomena na mikro nivou rasta mehura i broju mehurova, kao i na makro nivou ponašanja dvofazne mešavine na zagrejačkoj površini. U ovom radu je sprovedena trodimenzionalna numerička simulacija bazenskog ključanja pri visokim vrednostima toplotnog fluksa, pri kojima dolazi do pojave procesa pregrevanja. Na mikro nivou fenomen na zagrejačkoj površini je modeliran pomoću ključnih parametara generacije pare na zagrejačkom zidu, kao što su gustina mehura, vreme rasta mehura na zagrejačkom zidu određeni nivo izbora slučajne lokacije centara nukleacije, tj mesta pojave mehurova.

Pretpostavlja se da je toplotni fluks sa zagrejanog zida na dvofaznu mešavinu je neuniformno raspoređen na zagrejačkoj površini sa maksimalnim na mestima nukleacije mehurova. Mesta nukleacije su određena funkcijom slučajnih brojeva, pri čemu gustina mesta nukleacije zavisi od karakteristika materijala i hrapavosti zagrejačke površine. Primenjena numerička mreža može da reprezentuje centre nukleacije i za glatke polirane zagrejačke površine i za hrapave površine za uslove atmosferskog bazenskog ključanja. Fenomen makro nivoa je modeliran primenom modela dva fluida za tečnu i parnu fazu. Međufazno trenje je modelirano primenom odgovarajućih konstitutivnih korelacija. Na osnovu primenjenog modela je predstavljeno ponašanje dvofazne mešavine na zagrejačkoj površini pri čemu je uključeno predviđanje nivoa tečne faze. Na ovaj način su simulirani uslovi nukleacije bazenskog ključanja sa pojavom pregrevanja i predviđanje kritičnog toplotnog fluksa.

Modeliranje procesa ključanja i predviđanje uslova zasušenja je izuzetno složeno. Rađeno je modeliranje na dva nivoa : na nivou mehura i na nivou dvofazne mešavine. Takođe je uzeta i obzir i promena temperaturnog polja unutar zagrejačkog zida.

Urađena je numerička simulacija i analiza kompleksnog procesa ključanja koristeći CFD pristup. Ovakav pristup zahteva modeliranje i numeričku simulaciju na mikro nivou rasta mehura i napuštanja zagrejačke površine, kao i makro nivo dvofazne mešavine na zagrejačkoj površini.

Numerička simulacija je rađena pod veoma visokim vrednostima toplotnog fluksa, sa pojavom krize ključanja. Kondukcija u zagrejačkom zidu i konvekcija unutar dvofazne mešavine su rešavana istovremeno. Ideja je bila da se istovremeno simulira strujanje dvofazne mešavine u blizini zida i da se predvide fizički uslovi pod kojima se dolazi do krize ključanja. Kriza ključanja se modelira direktno preko kondukcije zida i detektovanjem temperaturnog skoka na zidu, koji se zagreva.

Prvobitno je urađena simulacija za slučaj bazenskog ključanja, a kasnije je korišćenjem istog modela simulirano i ključanje u vertikalnoj cevi četvrtastog

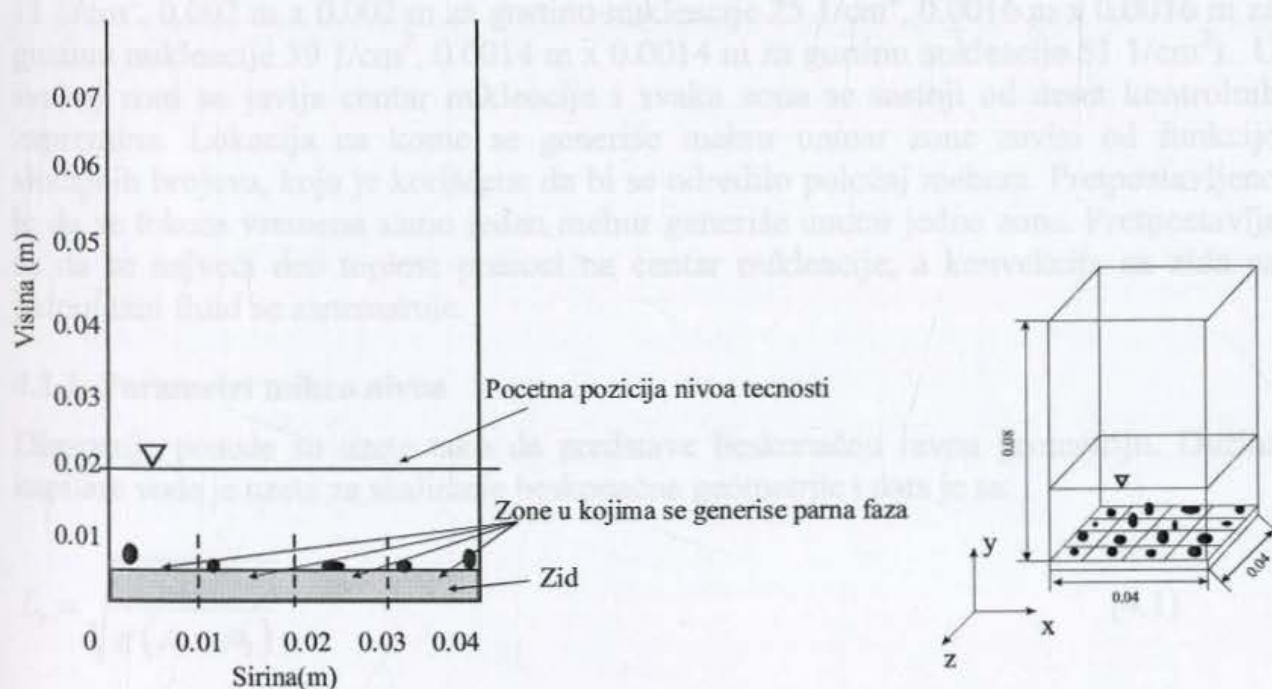
poprečnog preseka i okruglog poprečnog preseka pri strujanju dvofazne mešavine vertikalno na gore.

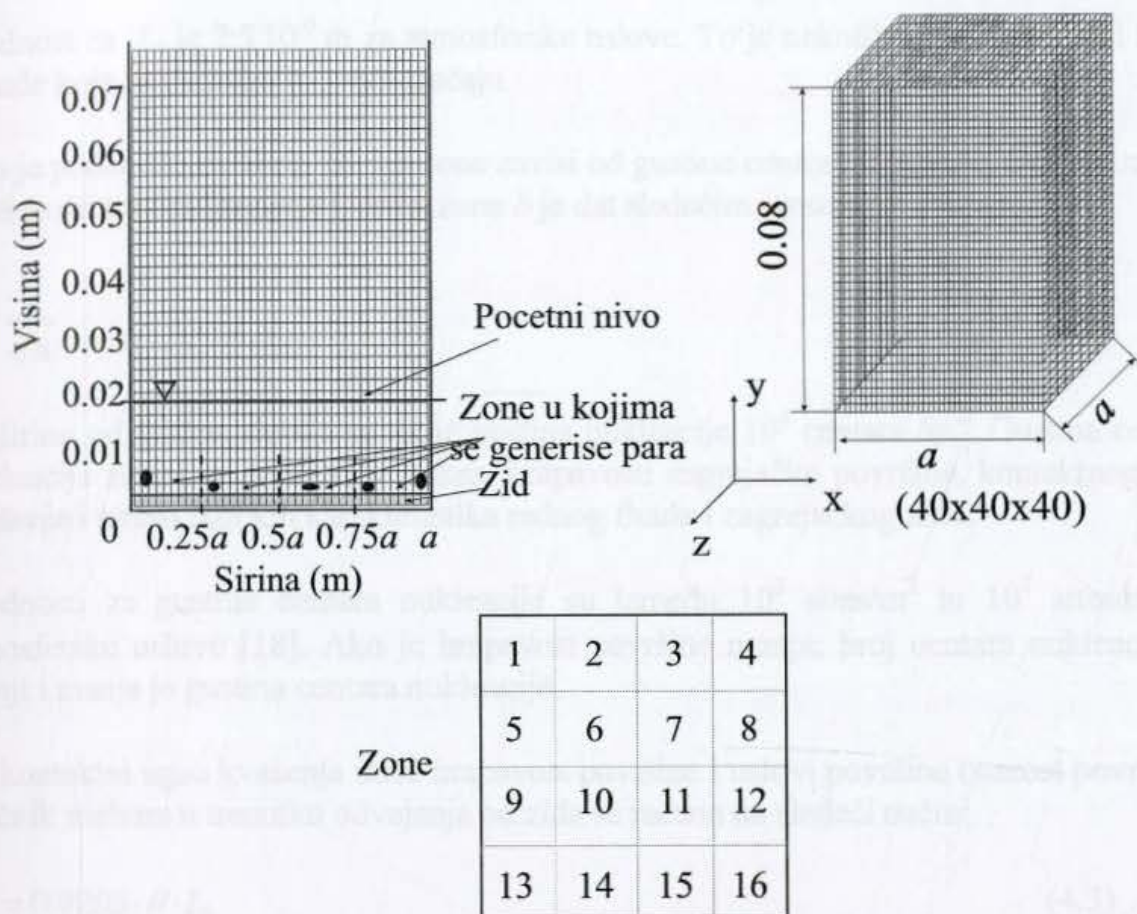
4.1. Opis modela

Bazensko ključanje je simulirano u četvrtastoj posudi sa zasićenom nepomičnom vodom visine 0.02 m, slika 4.1. Posuda je otvorena ka atmosferi. Nivo tečnosti odgovara nivou dvofazne mešavine u BETA eksperimentu, Theofanous [12, 13]. Zagrevanje donjeg zida počinje 0.1 s posle početka numeričke simulacije i svrha proračuna tokom ovog perioda je da se postigne odgovarajuće polje pritiska u posudi. Parni mehurovi se generišu na donjem zidu.

Za vreme generisanja parne faze nivo tečnosti se dinamički pomera i njegova pozicija je predviđena ovim modelom. Pokazano je da je uključivanje nivoa tečne faze, kao gornjeg graničnog uslova, neophodno da bi se pouzdano predvidela recirkulacija vode u bazenskom ključanju. Zapremina iznad ovog nivoa, pa do vrha posude je popunjena parom, slika 4.1. Deo na izlazu iz posude je modeliran visokom hidrauličnom otpornošću da bi se stabilizovao izlaz pare. Nema dodavanja vode prilikom ključanja, što dovodi do stalnog pražnjenja vode tokom isparavanja. Da bi voda totalno isparila iz posude za toplotni fluks od 1500 kW/m^2 potrebno je oko 27 s. Pražnjenje vode iz posude usled ključanja nema nikakav uticaj na ovde predstavljeni model, jer je numerička simulacija vršena za nekoliko sekundi posle početnog stanja, a za to vreme je smanjenje mase vode zanemarljivo.

Bazensko ključanje se simulira u posudi kvadratnog poprečnog preseka koja je napunjena zasićenom vodom, slika 4.1. Posuda se nalazi na atmosferskom pritisku. Dno posude je napravljeno od bakra, koji ima veliku temperatursku provodnost i zagreva se uniformno po zapremini. Zagrevanje donjeg zida počinje 0,1 s posle početka numeričke simulacije i cilj proračuna tokom ovog perioda je da se postigne odgovarajuće polje pritiska u posudi. Parni mehurovi se generišu na donjem zidu.





Slika 4.1 Primer bazenskog ključanja

Parni mehurovi se generišu na dnu posude. Za vreme ključanja nivo tečnosti se menja i predviđanje položaja nivoa je takođe uključeno u model. Zapremina iznad nivoa tečnosti je ispunjena parom.

Dno posude je podeljeno na zone, slika 4.1. Dimenzije zone zavise od hrapavosti zida i odgovaraju gustini centara nukleacije (4x4 zone, kvadratnog oblika dimenzija 0.01 m x 0.01 m za gustinu nukleacije 1 1/cm², 0.003 m x 0.003 m za gustinu nukleacije 11 1/cm², 0.002 m x 0.002 m za gustinu nukleacije 25 1/cm², 0.0016 m x 0.0016 m za gustinu nukleacije 39 1/cm², 0.0014 m x 0.0014 m za gustinu nukleacije 51 1/cm²). U svakoj zoni se javlja centar nukleacije i svaka zona se sastoji od deset kontrolnih zapremina. Lokacija na kome se generiše mehur unutar zone zavisi od funkcije slučajnih brojeva, koja je korišćena da bi se odredilo položaj mehura. Pretpostavljeno je da se tokom vremena samo jedan mehur generiše unutar jedne zone. Pretpostavlja se da se najveći deo toplote prenosi na centar nukleacije, a konvekcija sa zida na jednofazni fluid se zanemaruje.

4.1.1. Parametri mikro nivoa

Dimenzije posude su uzete tako da predstavljaju beskonačnu ravnu geometriju. Dužina kapilare vode je uzeta za skaliranje beskonačne geometrije i data je sa:

$$L_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_1 - \rho_2)}} \quad (4.1)$$

Vrednost za L_c je $2.5 \cdot 10^{-3}$ m za atmosferske uslove. To je nekoliko puta manje od širine posude koja se simulira u ovom slučaju.

Dno je podeljeno na zone. Širina zone zavisi od gustine centra nukleacije. Odnos između gustine centra nukleacije n i širine zone b je dat sledećim izrazom:

$$b = \frac{1}{\sqrt{n}} \quad (4.2)$$

Za širinu od 0.01m, dobija se da je gustina nukleacije 10^4 centara /m². Gustina centara nukleacije zavisi od toplotnog fluksa, hrapavosti zagrejačke površine, kontaktnog ugla kvašenja i termo fizičkih karakteristika radnog fluida i zagrejačkog zida.

Vrednosti za gustine centara nukleacije su između 10^3 sites/m² to 10^7 sites/m² za atmosferske uslove [18]. Ako je hrapavost površine manja, broj centara nukleacije je manji i manja je gustina centara nukleacije.

Na kontaktni ugao kvašenja utiče hrapavost površine i uslovi površine (starost površine). Prečnik mehura u trenutku odvajanja od zida se računa na sledeći način:

$$D_b = 0.0208 \cdot \theta \cdot L_c \quad (4.3)$$

U tabeli 4.1 su dati parametri mikro nivoa: kontaktni ugao, prečnik mehura i gustina centara nukleacije za površine različite starosti. Hrapavost sveže površine je mala, za male vrednosti udubljenja; otuda, ključanje na svežoj površini se karakteriše sa malim vrednostima gustine centara nukleacije. Takođe, kontaktni ugao kvašenja se povećava za glatke zagrejače. Uticaj površinske hrapavosti je predstavljen preko kontaktnog ugla θ . Za grube površine, kontaktni ugao od 5 stepeni je pretpostavljen i za atmosferske uslove prečnik mehura koji odlazi je $2.6 \cdot 10^{-4}$ m. Za visoke vrednosti toplotnog fluksa, i za uslove bliske napuštanju mehurastog ključanja, može se pretpostaviti da je cela zagrejačka površina prekrivena sa mehurovima, koji su dati prostom geometrijskom vezom da je jedan metar kvadratni prekriven sa n mehurova prečnika D_b :

$$nD_b^2 = 1 \quad (4.4)$$

gde je n gustina centra nukleacije. Za hrapavu površinu $2.6 \cdot 10^{-4}$ m je gustina centra nukleacije $1.5 \cdot 10^7$ m⁻². Za glatke površine, kontaktni ugao od 40 stepeni, može se pretpostaviti $D_b = 2.08 \cdot 10^{-3}$ m i $n = 2.3 \cdot 10^5$. Na osnovu prezentovanih centara nukleacije sa zonama datih na slici 4.1, i za uslove potpune pokrivenosti mehurovima zagrejačke površine, širina zone može biti jednaka prečniku napuštajućeg mehura. Širina zone u milimetarskom opsegu, koja je prikazana za odgovarajuće glatke zagrejače, može se rešiti sa numeričkom mrežom za prihvatljiv broj kontrolnih zapremina.

Tabela 4.1. Parametri mikro nivoa

	θ	D_b	n
gladak zagrejački zid	40	$2.08 \cdot 10^{-3}$	$2.3 \cdot 10^5$
hrapav zagrejački zid	5	$2.6 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^7$

Drugi parametar koji određuje dinamiku bazenskog ključanja je vreme boravka mehura na zagrejačkoj površini. To je prečnik mehura za vreme od rasta mehura do napuštanja. Takođe se može predvideti zavisnost između prečnika mehura i vremena rasta mehura:

$$D_b = 2 \left(\gamma Ja + \sqrt{\gamma^2 Ja^2 + 2\beta Ja} \right) \sqrt{a\tau} \quad (4.5)$$

$$Ja = \frac{c_p \Delta T}{h_{12}} \frac{\rho_1}{\rho_2} \quad (4.6)$$

Za kontaktni ugao između 40° i 90° je $\gamma = 0.1$ do $\gamma = 0.49$, respektivno. Empirijski parametar $\beta = 6$. Korelacija za D_b je primenjiva u opštem obliku kada se toplota prenosi i rastom mehurova od zagrejačke površine do osnove mehura i od zasićenog tečnog sloja oko mehura.

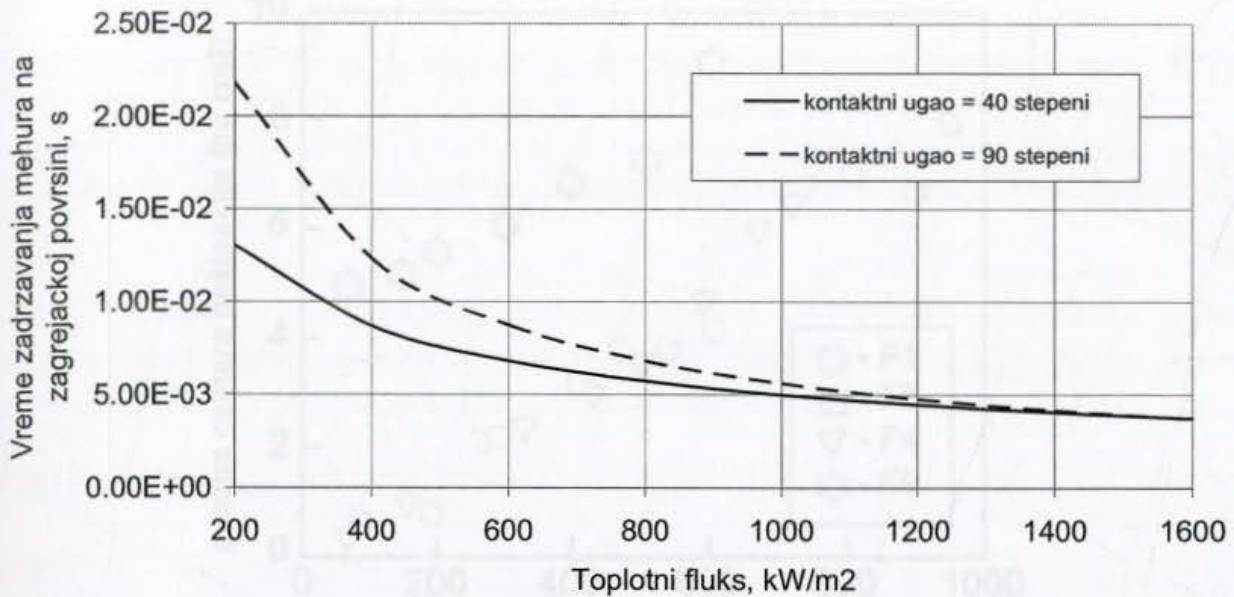
Vreme nastanka mehura je dato u funkciji od ugla kvašenja i Jacob-ovog broja, na osnovu jednačina (4.5) i (4.6):

$$\tau = \frac{(0.0208 \times \theta)^2 L_c^2}{4a \left(\gamma Ja + \sqrt{\gamma^2 Ja^2 + 2\beta Ja} \right)} \quad (4.7)$$

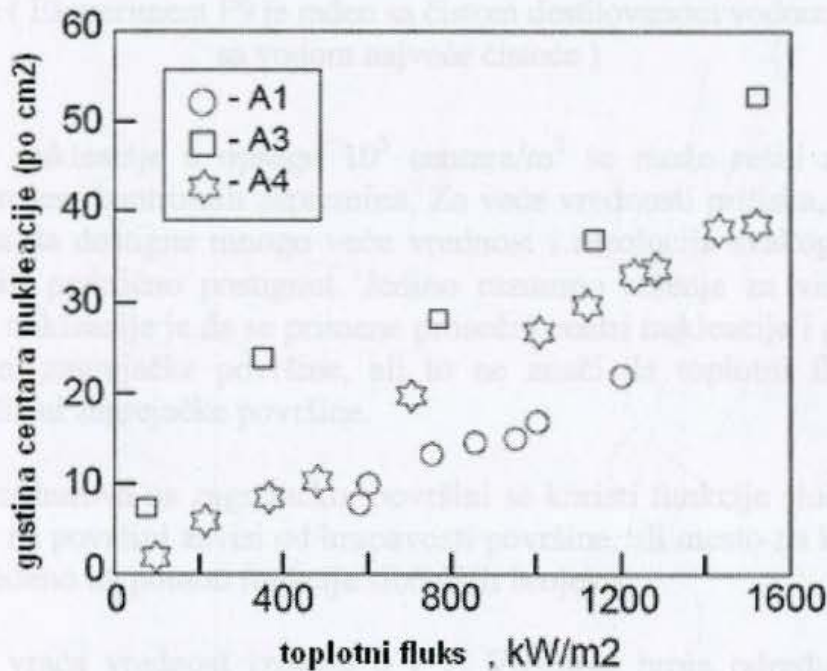
Na osnovu Thomove korelacije

$$h = 1.9712 e^{(2P/8687)} (T_w - T_{sat}) \quad (4.7a)$$

se dobija da vreme rasta i odvajanja mehura na mestu nukleacije zavisi direktno od toplotnog fluksa, Ja broja i kontaktnog ugla. Slika 4.2 pokazuje zavisnost vremena boravka mehura na mestu nukleacije od ugla kvašenja i toplotnog fluksa. Predviđanje gustine centara nukleacije za zagrejače pomoću gore navedenih jednačina (4.2) i (4.4) je u opsegu 10^7 centara/ m^2 i mnogo su veći nego rezultati direktnih merenja, koji su dobijeni po prvi put brzim infracrvenim snimanjem uz pomoć nano filma zagrejača. Rezultati direktnog merenja na hrapavoj površini su dati na slici 4.3, i nisu veći od $6 \cdot 10^5$ centara/ m^2 . Takođe, prikazano je povećanje gustine centara nukleacije sa povećanjem toplotnog fluksa. Ovo poređenje pokazuje da analizirane korelacije nisu pouzdane za predviđanje gustine centara nukleacije na hrapavoj površini.

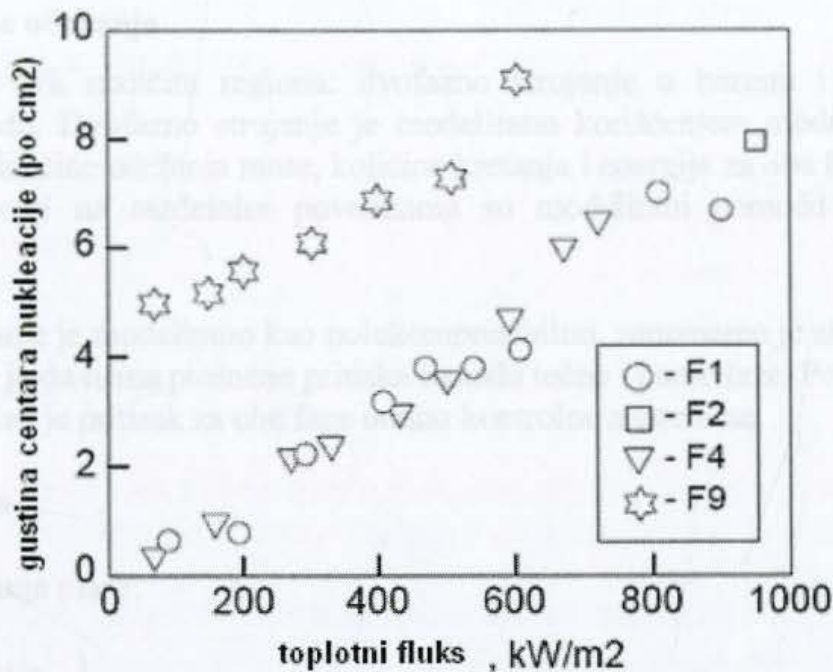


Slika 4.2 Zavisnost između vremena rasta mehur i toplotnog fluksa za različite kontaktne uglove



Slika 4.3 Eksperimentalna zavisnost gustine centara nukleacije i toplotnog fluksa za hrapave površine (Zagrejjack A1 je pulsno zagrevan na vazduhu, a zagrejjacki A3 i A4 su tretirani zagrevanjem i ključanjem u vodi.)

Za glatke zagrejjacke su izmerene vrednosti centara nukleacije do vrednosti od 10^5 centara/m² slika 4.4. Pokazano je da se gore navedene jednačine mogu koristiti za određivanje gustine centara nukleacije na glatkim površinama. Treba naglasiti da veće razlike u gustinama centara nukleacije su pod istim vrednostima kontaktnog ugla kvašenja. Ovo je u suprotnosti sa prethodnim verovanjem da je kontakti ugao ključni parametar koji određuje gustinu centra nukleacije.



Slika 4.4 Eksperimentalna zavisnost gustine centara nukleacije i toplotnog fluksa za glatke površine (Eksperiment F9 je rađen sa čistom destilovanom vodom, a F1, F2 i F4 sa vodom najveće čistoće)

Gustina centra nukleacije u opsegu 10^5 centara/m² se može rešiti na domenu sa prihvatljivim brojem kontrolnih zapremina. Za veće vrednosti pritiska, gustina centra nukleacije treba da dostigne mnogo veću vrednost i rezolucija svakog centra unutar mreže može biti praktično postignut. Jedino razumno rešenje za visoke vrednosti gustina centara nukleacije je da se primene prosečni centri nukleacije i generacije pare po čitavoj širini zagrejačke površine, ali to ne znači da toplotni fluks mora biti konstantan po širini zagrejačke površine.

Za generaciju mehurova na zagrejačkoj površini se koristi funkcija slučajnih brojeva. Broj mehurova na površini zavisi od hrapavosti površine, ali mesto na kome se mehur generiše je određeno uz pomoć funkcije slučajnih brojeva.

RND funkcija vraća vrednost između 0 i 1. Vrednost broja određuje kako RND generiše slučajan broj:

Tabela 4.2. RND funkcija

Ukoliko je broj	Rnd generiše
Manji od nule	Isti broj svaki put, koristeći početni broj
Veći od nule	Sledeći slučajan broj u nizu
Jednak nuli	Najčešći broj koji se generiše

Za svaku datu početnu vrednost, isti broj iz niza je generisan, jer svaki sukcesivan poziv RND funkcije koristi prethodni broj kao početni za sledeći broj u nizu.

4.1.2. Jednačine održanja

Modelirana su dva različita regiona: dvofazno strujanje u bazenu i kondukcija u zagrejačkom zidu. Dvofazno strujanje je modelirano korišćenjem modela dva fluida. Rešavane su jednačine održanja mase, količine kretanja i energije za obe faze posebno, a transportni procesi na razdelnim površinama su modelirani pomoću konstitutivnih korelacija.

Dvofazno strujanje je modelirano kao polukompresibilno, zanemaren je akustički efekat. Pretpostavljeno je da nema promene pritiska između tečne i parne faze. Površinski napon je zanemaren i isti je pritisak za obe faze unutar kontrolne zapremine.

Dinamika fluida:

Jednačina održanja mase:

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha_k \rho_k u_{k,i})}{\partial x_i} = (-1)^k (\Gamma_e - \Gamma_c) \quad (4.8)$$

Jednačina održanja količine kretanja:

$$\frac{\partial (\alpha_k \rho_k u_{k,i})}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha_k \rho_k u_{k,i} u_{k,j})}{\partial x_j} = -\alpha_k \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\alpha_k \left(\rho_k \eta_k \frac{\partial u_{k,i}}{\partial x_j} - \rho_k \overline{u'_{k,i} u'_{k,j}} \right) \right] + \alpha_k \rho_k g_i + (-1)^k (\Gamma_e - \Gamma_c) u_{ik,i} + (-1)^k F_{L2,i} + (-1)^{k+1} F_{VM,i} + (-1)^{k+1} F_{2l,i} \quad (4.9)$$

Jednačina održanja energije:

$$\frac{\partial (\alpha_k \rho_k T_k)}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha_k \rho_k u_{k,i} T_k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[k_k \frac{\partial T_k}{\partial x_i} - \rho_k \overline{T_k u'_i} \right] + (-1)^k (\Gamma_e - \Gamma_c) T_k + (2-k) \dot{q}_b / c_{p,k} \quad (4.10)$$

gde je $k = 1$ za tečnost i $k = 2$ za paru.

Parametri u , p , h i T su usrednjene brzine, pritisak, entalpija i temperatura, respektivno.

Kao posledica vremenskog usrednjavanja dobijaju se članovi:

$$\overline{u'_i u'_j} \text{ i } \overline{u'_i T} \quad (4.11)$$

što je tenzor Rejnoldsovih napona i vektor turbulentnog toplotnog fluksa. Ovi turbulentni efekti su zanemareni i pretpostavljeno je laminarno strujanje. Indeks k je jednak 1 za vodu, 2 za paru i 3 za zid. Izvorni članovi za masu, količinu kretanja i energiju su dati u bilansnim jednačinama. Intenzitet tranzicije faza, tj. brzina isparavanja ili kondenzacije su dati sa Γ_e i Γ_c . Sila međufaznog trenja je data sa $F_{12,i}$. Članovi $F_{12,i}$ i $F_{VM,i}$ su uzgonska sila i sila virtualne mase, respektivno. Član q_{3K} predstavlja zapreminski toplotni fluks sa zida na odgovarajuću fazu.

Da bi se zatvorio sistem jednačina, potrebno je dodati i:

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1 \quad (4.12)$$

Energetska jednačina za zid:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \nabla^2 T + \frac{\dot{q}_h}{(\rho C_p)_p} - \frac{\dot{q}_b}{(\rho C_p)_p} \quad (4.13)$$

gde je q_h zapreminski izvor toplote u zidu, električni grejač, dok je q_b je toplotni ponor u kontrolnoj zapremini na zagrejačkom zidu, koji se javlja zbog rasta mehura (u isto vreme ova vrednost predstavlja i toplotni izvor u kontrolnoj zapremini fluida na zidu kad se pojavi rast mehura) slika 4.5. Pretpostavlja se da se nukleacija mehura ne javlja, tj toplotni izvor q_b je jednak nuli, ako zapreminski udeo parne faze na zagrejačkoj površini prede 0.9.

4.1.3. Konstitutivne korelacije

Da bi se sistem jednačina mogao rešiti potrebno je definisati izraze za sledeće veličine: izvorni član koji potiče od međufaznog trenja, uzgonska sila, brzina isparavanja, brzina kondenzacije.

Izvorni član koji potiče od međufaznog trenja se definiše na sledeći način:

$$F_{21,i} = \frac{3}{4} \alpha_2 \rho_1 \frac{C_D}{D_p} \sqrt{\sum_{j=1}^3 (u_{2,j} - u_{1,j})^2} (u_{2,i} - u_{1,i}) \quad (4.14)$$

gde je C_D koeficijent međufaznog trenja, a D_p je prečnik mehura. Koeficijent međufaznog trenja je zadat sledećim izrazom:

$$C_D = 1.487 D_p \left(\frac{g \Delta \rho}{\sigma} \right)^{1/2} (1 - \alpha_2)^3 (1 - 0.75 \alpha_2)^2 \quad (4.15)$$

Uzgonska sila:

$$F_{L2,j} = C_L \rho_1 \alpha_2 \begin{bmatrix} (u_{2,j} - u_{1,j}) \frac{\partial u_{1,j}}{\partial x_i} \\ - (u_{2,j} - u_{1,j}) \frac{\partial u_{1,j}}{\partial x_j} \end{bmatrix} \quad (4.16)$$

gde je $C_L = 0.3$.

Brzina isparavanja i kondenzacije se računa na osnovu empirijskog modela koji uzima u obzir relaksaciono vreme τ . Intenzitet isparenja iznosi:

$$\Gamma_e = k_e \alpha_1 (T_1 - T_2^*) = \frac{\alpha_1 \rho_1}{\tau_e} (T_1 - T_2^*) \quad (4.17)$$

Brzina kondenzacije:

$$\Gamma_c = k_c \alpha_1 (T_2^* - T_1) = \frac{\alpha_1 \rho_1}{\tau_c} (T_2^* - T_1) \quad (4.18)$$

Za zagrejačku ploču važi jednačina održanja

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \nabla^2 T + \frac{\dot{q}_h}{(\rho C_p)_p} - \frac{\dot{q}_b}{(\rho C_p)_p} \quad (4.19)$$

Količina topote koja se dovodi ploči:

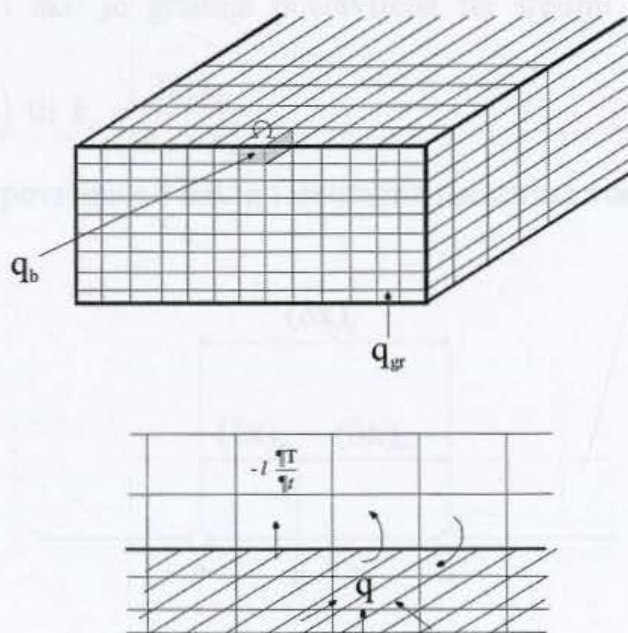
$$\dot{q}_{gr} = \frac{\dot{q}_A}{b} \rightarrow \text{zadaje se } ((15 \div 100) \frac{W}{cm^2}) \quad (4.20)$$

$$\dot{q}_{gr} a^2 b = \dot{Q}_b \quad (4.21)$$

$$\dot{q}_b \Delta x \Delta y \Delta z = \frac{\dot{Q}_b}{n} \quad (4.22)$$

$$\underbrace{(\dot{q}'_b \Delta x' \Delta y' \Delta z')}_{\text{fluid}} = \underbrace{(\dot{q}_b \Delta x \Delta y \Delta z)}_{\text{zid}} \quad (4.23)$$

Pretpostavlja se da se nukleacija mehura ne javlja, tj topotni izvor q_b je jednak nuli, ako zapreminski udeo parne faze na zagrejačkoj površini pređe 0.9.



Slika 4.5 Promene u zidu usled pojave mehura u dvofaznoj mešavini blizu zagrejačkog zida

4.1.4. Prelaz toplote između zida i dvofazne mešavine

Najčešće korišćena procedura za određivanje kondukcije između različitih faza [33] je da se pretpostavi linearna zavisnost između tačaka P i E , slika 4.6:

$$k_e = f_e k_p + (1 - f_e) k_E \quad (4.24)$$

gde se faktor interpolacije definiše na sledeći način:

$$f_e = \frac{(\delta x)_{e+}}{(\delta x)_e} \quad (4.25)$$

neophodno je dobiti dobro predviđanje toplotnog fluksa na površini:

$$q_e = \frac{k_e (T_P - T_E)}{(\delta x)_e} \quad (4.26)$$

koji se koristi u diskretizovanim jednačinama. Dobro odabrana vrednost k_e je ona koja dovodi do dobrog toplotnog fluksa na površini. °C

Kontrolna površina koja okružuje tačku P je popunjena materijalom uniformnog koeficijenta kondukcije k_p , a oko tačke E je materijal koeficijenta kondukcije k_E .

Dobija se:

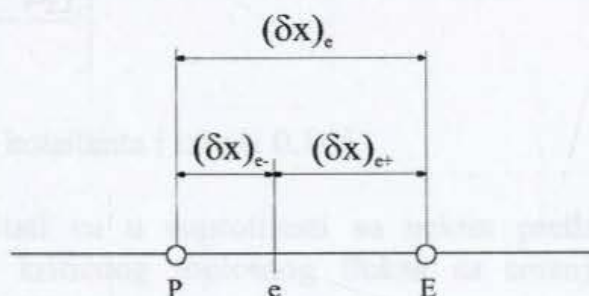
$$q_e = \frac{T_P - T_E}{(\delta x)_{e-} / k_p + (\delta x)_{e+} / k_E} \quad (4.27)$$

i

$$k_e = \left(\frac{1 - f_e}{k_p} + \frac{f_e}{k_E} \right)^{-1} \quad \text{i ako je granica postavljena na sredini između tačaka P i E}$$

$$k_e^{-1} = 0.5 (k_p^{-1} + k_E^{-1}) \quad \text{ili} \quad k_e = \frac{2k_p k_E}{k_p + k_E} \quad (4.28)$$

Za slučaj zagrejačka površina od bakra i dvofazna mešavina voda-para $k_E = 3.369 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$.



Slika 4.6 Prelaz toplote između zida i dvofazne mešavine

Ovde predstavljen model je dat uzimajući u obzir efekat generacije pare i dvofaznog strujanja, kao što je disperzija faze u okviru mešavine. Rezultati su dati za kratak

period vremena od početka zagrevanja i generacije pare na zagrejačkoj površini, kao i za kvazi stacionarne uslove posle nekoliko sekundi od početka bazenskog ključanja. Dopuna zagrejačke površine sa vodom i delimično kvašenje za niže vrednosti toplotnog fluksa ja korišćeno, dok je zasušenje posmatrano za visoke vrednosti toplotnog fluksa. Uticaj na gustinu centara nukleacije i vreme pojave mehurova na zidu bazenskog ključanja je istraživano. Takođe, uticaj intenziteta dinamike bazenskog ključanja je analiziran. Numerička simulacija pokazuje smanjenje gustine centara nukleacije i povećanje vremena pojavljivanja mehurova na zagrejačkoj površini (za glatke površine) i dovodi do smanjenja vrednosti kritičnog toplotnog fluksa.

4.1.5. Uticaj zagrejača na pojavu krize razmene toplote

Zagrejačka površina ima veliki uticaj na gustinu centara nukleacije. Gustina nukleacije na hrapavim površinama je veća od 10 centara/cm² za toplotni fluks veći od (400-500) kW/m², dok je za slučaj glatkih površina gustina manja od 10 centara/cm² za toplotni fluks veći od 1000 kW/m². Eksperimentalni rezultati takođe pokazuju da hrapavost zagrejačke površine ima uticaj na kritični toplotni fluks. Ovaj efekat je pokazan na slici 4.7, gde su mereni CHF podaci upoređeni sa podacima dobijenim sa Kutateladze-Zuber korelacijom. Slika 4.7 pokazuje da se kritični toplotni fluks povećava sa hrapavošću zagrejačke površine, dok se primenom Kutateladze-Zuber korelacije predviđa CHF koji odgovara srednje hrapavim površinama. Kuttaeladze-Zuber-ova korelacija se zasniva na Kutateladze-ovom broju:

$$Ku = u_{cr} \times \sqrt[4]{\frac{\rho_2^2}{\sigma g (\rho_1 - \rho_2)}} \quad (4.29)$$

gde je kritična brzina parne faze:

$$u_{cr} = \frac{q_{cr}}{h_{12} \rho_2} \quad (4.30)$$

dok je Kutateladze-Zuber-ova jednačina za predviđanje kritičnog toplotnog fluksa data sa:

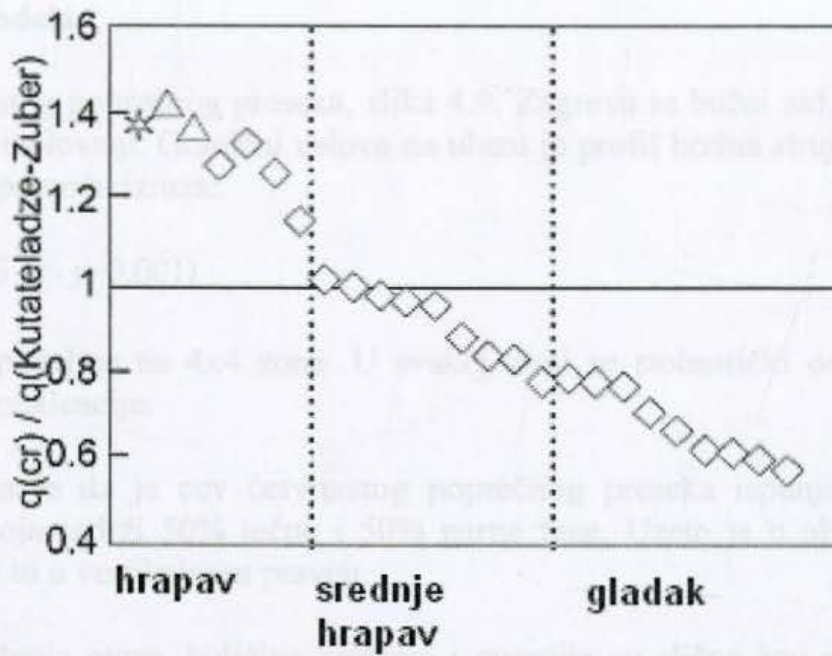
$$q_{cr} = C_K \rho_2 h_{12} \left[\frac{\sigma g (\rho_1 - \rho_2)}{\rho_2^2} \right]^{1/4} \quad (4.31)$$

C_K je Kutateladze-ova konstanta i iznosi 0.145.

Eksperimentalni rezultati su u suprotnosti sa nekim prethodnim modelima koja predviđaju povećanje kritičnog toplotnog fluksa sa smanjenjem gustine centara nukleacije.

Može se zaključiti da je hrapavost zagrejača povezana sa gustinom centara nukleacije. U ovom radu je gustina centara nukleacije prihvaćena kao granični uslov koji pokazuje hrapavost zagrejačke površine i njen uticaj na mikro fenomene pojave

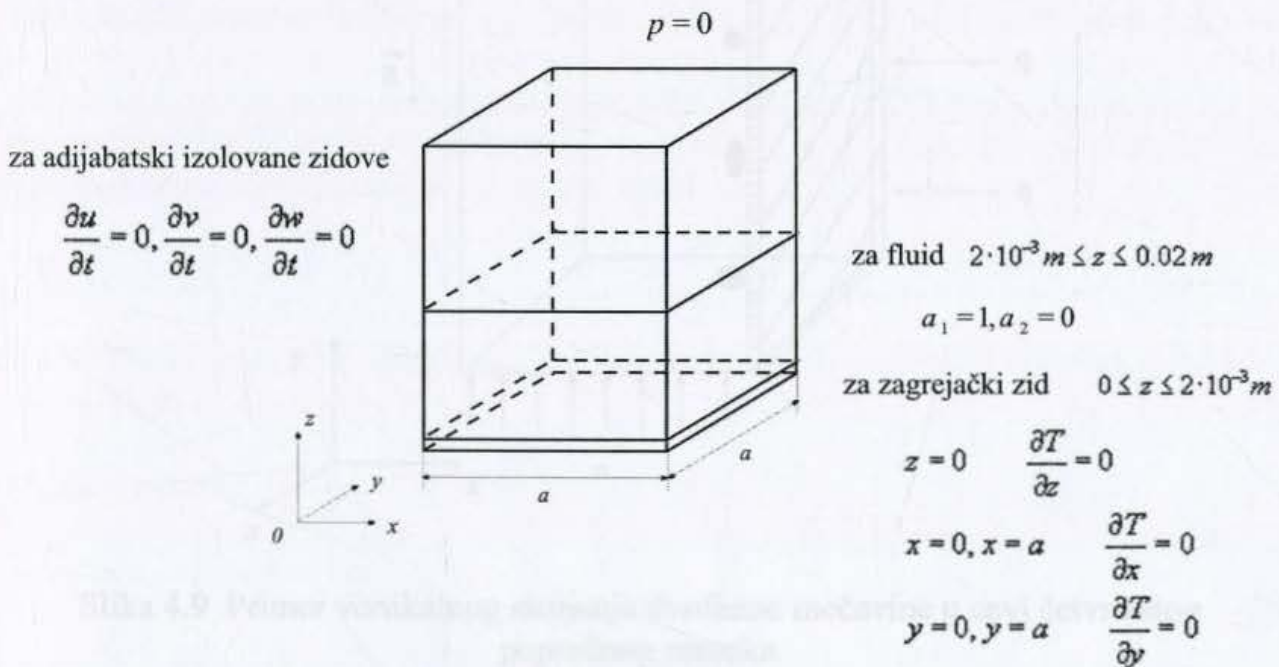
kritičnog toplotnog fluksa. Usvajajući različite vrednosti gustine centara nukleacije u numeričkom pristupu, uticaj hrapavosti zagrejača se uzima u obzir.



Slika 4.7 Odnos između merenih i izračunatih vrednosti kritičnog toplotnog fluksa

4.1.6. Granični uslovi

Na slici 4.8 su dati granični uslovi za zagrejački zid, za ostale zidove i na izlazu. Pretpostavlja se da je posuda adijabatski izolovana i da je na izlazu atmosferski pritisak.



Slika 4.8 Granični uslovi za slučaj bazenskog ključanja

4.2. Strujanje u vertikalnoj cevi četvrtastog poprečnog preseka

4.2.1. Opis modela

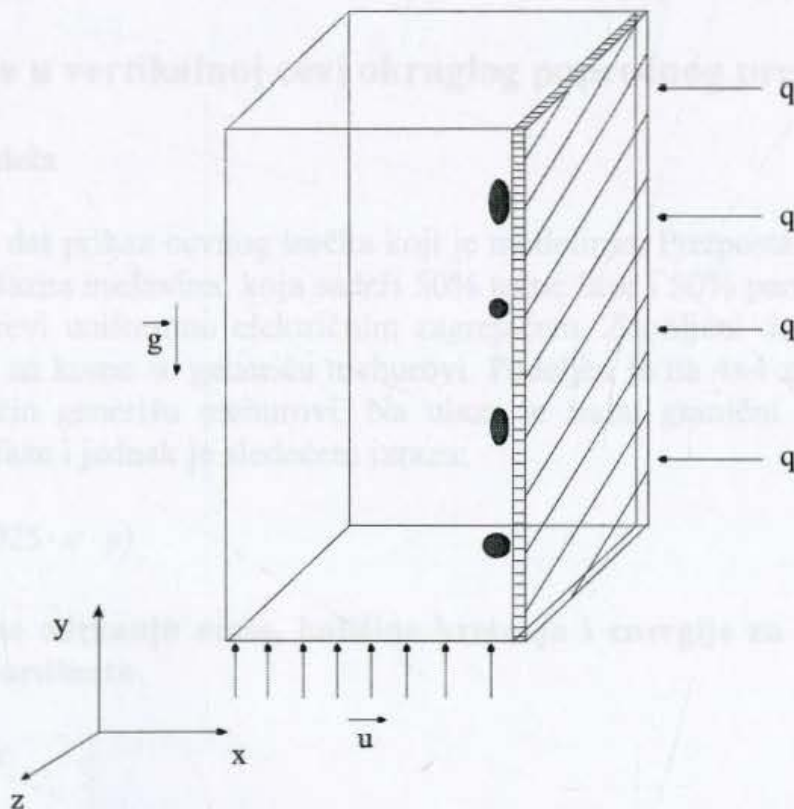
Cev je četvrtastog poprečnog preseka, slika 4.9. Zagreva se bočni zid, a ostali zidovi su adijabatski izolovani. Granični uslova na ulazu je profil brzina strujanja tečne faze koji se zadaje pomoću izraza:

$$v = 0.5 \cdot \sin(25 \cdot \pi \cdot y \cdot 0.001) \quad (4.32)$$

Bočni zid je podeljen na 4x4 zone. U svakoj zoni se stohastički određuje položaj jednog centra nukleacije.

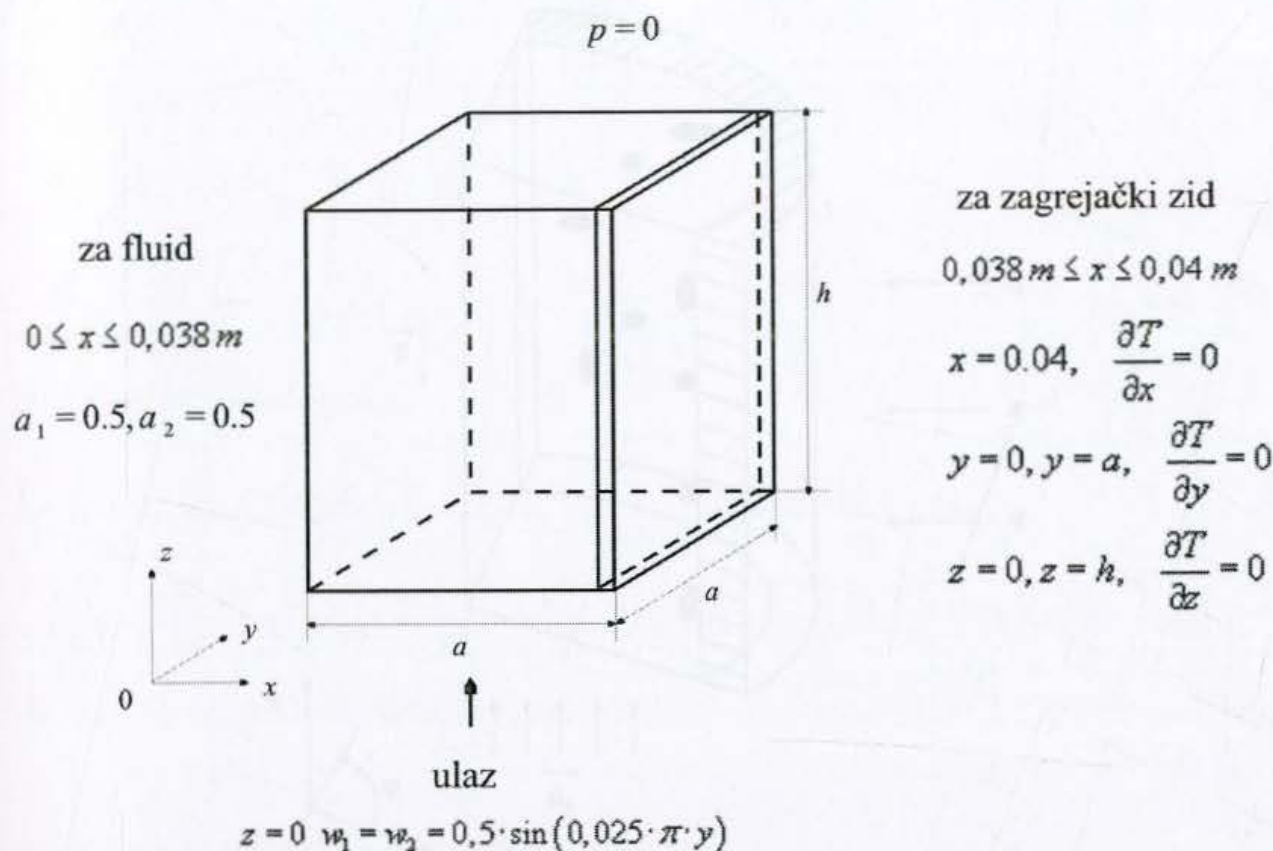
Pretpostavljeno je da je cev četvrtastog poprečnog preseka ispunjena dvofaznom mešavinom, koja sadrži 50% tečne i 50% parne faze. Uzeto je u obzir i delovanje zemljine teže i to u vertikalnom pravcu.

Jednačine održanja mase, količine kretanja i energije su slične kao i u prethodnom slučaju, jedino se pri modeliranju dodaje strujanje, novi granični uslov: profil brzina na ulazu i definiše se da je zagrejački zid na bočnoj stranici cevi.



Slika 4.9 Primer vertikalnog strujanja dvofazne mešavine u cevi četvrtastog poprečnog preseka

Granični uslovi su dati na slici 4.10.



Slika 4.10 Granični uslovi u slučaju kvadratnog poprečnog preseka

4.3. Strujanje u vertikalnoj cevi okruglog poprečnog preseka

4.3.1. Opis modela

Na slici 4.11 je dat prikaz cevnog isečka koji je modeliran. Pretpostavljeno je da se u cevi nalazi dvofazna mešavina, koja sadrži 50% tečne faze i 50% parne faze. Zagreva se spoljni zid cevi uniformno električnim zagrevačem. Zaobljeni deo cevnog isečka predstavlja deo na kome se generišu mehurovi. Podeljen je na 4x4 zone i u njima se na slučajajan način generišu mehurovi. Na ulazu je zadat granični uslov za brzinu strujanja tečne faze i jednak je sledećem izrazu:

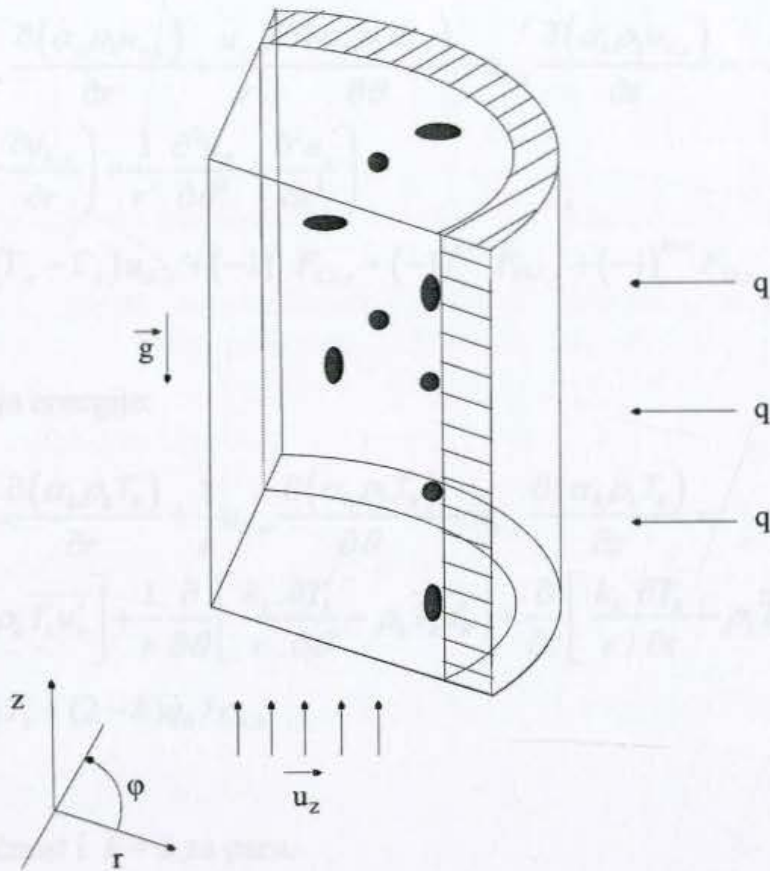
$$v = 0,5 \cdot \sin(0,025 \cdot \pi \cdot y) \quad (4.33)$$

4.3.2. Jednačine održanja mase, količine kretanja i energije za slučaj polarno-cilindričnih koordinata

Dinamika fluida:

Jednačina održanja mase:

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\alpha_k \rho_k r u_{k,r})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\alpha_k \rho_k u_{k,\theta})}{\partial \theta} + \frac{\partial (\alpha_k \rho_k u_{k,z})}{\partial z} = (-1)^k (\Gamma_e - \Gamma_c) \quad (4.34)$$



Slika 4.11 Primer strujanja dvofazne mešavine u cevi okruglog poprečnog preseka

Jednačina održanja količine kretanja u r , φ i z pravcu:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\alpha_k \rho_k u_{k,r})}{\partial t} + u_{k,r} \frac{\partial(\alpha_k \rho_k u_{k,r})}{\partial r} + \frac{u_{k,\theta}}{r} \frac{\partial(\alpha_k \rho_k u_{k,r})}{\partial \theta} + u_{k,z} \frac{\partial(\alpha_k \rho_k u_{k,r})}{\partial z} - \frac{u_\theta^2}{r} = -\alpha_k \frac{\partial p}{\partial r} + \\ & + \alpha_k \rho_k \eta_k \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_{k,r}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_r}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} - \frac{u_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} \right) + \\ & + (-1)^k (\Gamma_e - \Gamma_c) u_{ik,r} + (-1)^k F_{L2,r} + (-1)^{k+1} F_{VM,r} + (-1)^{k+1} F_{2l,r} \end{aligned} \quad (4.35)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\alpha_k \rho_k u_{k,\theta})}{\partial t} + u_{k,r} \frac{\partial(\alpha_k \rho_k u_{k,\theta})}{\partial r} + \frac{u_{k,\theta}}{r} \frac{\partial(\alpha_k \rho_k u_{k,\theta})}{\partial \theta} + u_{k,z} \frac{\partial(\alpha_k \rho_k u_{k,\theta})}{\partial z} - \frac{u_r u_\theta}{r} = -\alpha_k \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \\ & + \alpha_k \rho_k \eta_k \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_{k,\theta}}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial z^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\theta}{r^2} \right) + \\ & + (-1)^k (\Gamma_e - \Gamma_c) u_{ik,\theta} + (-1)^k F_{L2,\theta} + (-1)^{k+1} F_{VM,\theta} + (-1)^{k+1} F_{2l,\theta} \end{aligned} \quad (4.36)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\alpha_k \rho_k u_{k,z})}{\partial t} + u_{k,r} \frac{\partial(\alpha_k \rho_k u_{k,z})}{\partial r} + \frac{u_{k,\theta}}{r} \frac{\partial(\alpha_k \rho_k u_{k,z})}{\partial \theta} + u_{k,z} \frac{\partial(\alpha_k \rho_k u_{k,z})}{\partial z} = -\alpha_k \frac{\partial p}{\partial z} + \\ & + \alpha_k \rho_k \eta_k \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_{k,z}}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_{k,\theta}}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 u_{k,z}}{\partial z^2} \right) + \\ & \alpha_k \rho_k g z + (-1)^k (\Gamma_e - \Gamma_c) u_{ik,z} + (-1)^k F_{L2,z} + (-1)^{k+1} F_{VM,z} + (-1)^{k+1} F_{2l,z} \end{aligned} \quad (4.37)$$

Jednačina održanja energije:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\alpha_k \rho_k T_k)}{\partial t} + u_{k,r} \frac{\partial(\alpha_k \rho_k T_k)}{\partial r} + \frac{1}{r} u_{k,\theta} \frac{\partial(\alpha_k \rho_k T_k)}{\partial \theta} + u_{k,z} \frac{\partial(\alpha_k \rho_k T_k)}{\partial z} = \\ & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r k_k \frac{\partial T_k}{\partial r} - \rho_k \overline{T_k u'_r} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{k_k}{r} \frac{\partial T_k}{\partial \theta} - \rho_k \overline{T_k u'_\theta} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{k_k}{r} \frac{\partial T_k}{\partial z} - \rho_k \overline{T_k u'_z} \right] + \\ & + (-1)^k (\Gamma_e - \Gamma_c) T_k + (2-k) \dot{q}_b / c_{p,k} \end{aligned} \quad (4.38)$$

gde je $k = 1$ za tečnost i $k = 2$ za paru.

Energetska jednačina za zid:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \nabla^2 T + \frac{\dot{q}_h}{(\rho C_p)_p} - \frac{\dot{q}_b}{(\rho C_p)_p} \quad (4.39)$$

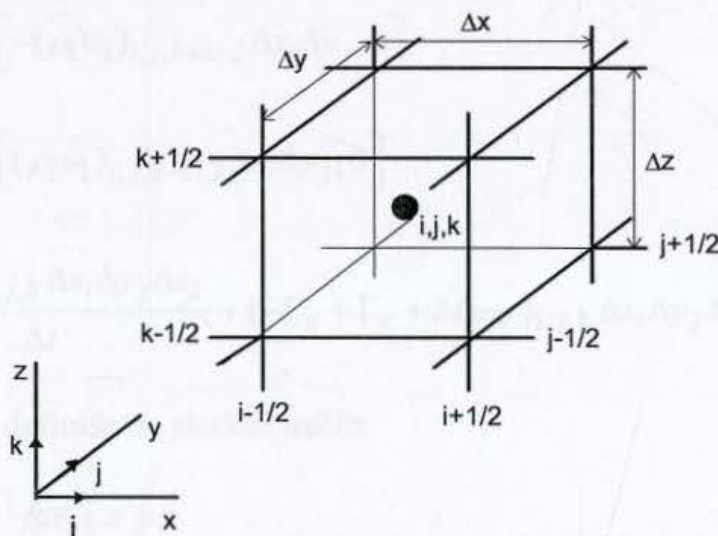
5. Numeričko rešenje sistema diferencijalnih jednačina

Metoda kontrolnih zapremina se koristi za rešavanje parcijalnih diferencijalnih jednačina (4.8, 4.9, 4.10) predstavljenih u prethodnom poglavlju [34]. Diskretizacija se odvija integracijom promenljive veličine u kontrolnoj zapremini u 3D ortogonalnom koordinatnom sistemu. Jednačine održanja mase za tečnu fazu i entalpije za tečnu i parnu fazu su diskretizovane u kontrolnoj zapremini, slika 5.1. Jednačina održanja mase za tečnu fazu je data u sledećem obliku:

$$\begin{aligned}
 & \frac{(\alpha_1 \rho_1 - \alpha_1^0 \rho_1^0)_{i,j,k} \Delta x_i \Delta y_j \Delta z_k}{\Delta t} + \\
 & \left[(\alpha_1 \rho_1 u_1)_{i+1/2,j,k} - (\alpha_1 \rho_1 u_1)_{i-1/2,j,k} \right] \Delta y_j \Delta z_k + \\
 & \left[(\alpha_1 \rho_1 v_1)_{i,j+1/2,k} - (\alpha_1 \rho_1 v_1)_{i,j-1/2,k} \right] \Delta z_k \Delta x_i + \\
 & \left[(\alpha_1 \rho_1 w_1)_{i,j,k+1/2} - (\alpha_1 \rho_1 w_1)_{i,j,k-1/2} \right] \Delta x_i \Delta y_j = \\
 & (-\Gamma_e + \Gamma_c + \dot{M}_{FW})_{i,j,k} \Delta x_i \Delta y_j \Delta z_k
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

gde je sa 0 obeležena vrednost za početni (prethodni) vremenski period, a svi ostali parametri bez indeksa predstavljaju novi vremenski period. Zapreminski udeo tečne faze i gustina na granici kontrolne zapremine su određeni pomoću sledeće šeme:

$$(\alpha_1)_{i+1/2,j,k} = \begin{cases} (\alpha_1)_{i,j,k}, & \text{if } (u_1)_{i+1/2,j,k} > 0 \\ (\alpha_1)_{i+1,j,k}, & \text{if } (u_1)_{i+1/2,j,k} < 0 \end{cases} \tag{5.2}$$



Slika. 5.1 Tipična kontrolna zapremina koja se koristi za integraciju jednačina održanja. Zapreminski udeo, entalpija i pritisak se računaju za tačku (i,j,k) u sredini kontrolne zapremine

Dimenzije kontrolne zapremine se računaju po sledećim izrazima: $\Delta x_i = x_{i+1/2} - x_{i-1/2}$, $\Delta y_j = y_{j+1/2} - y_{j-1/2}$, i $\Delta z_k = z_{k+1/2} - z_{k-1/2}$. Uvođenjem ovih izraza u jednačinu (5.1) dobija se:

$$\begin{aligned}
 a_{i,j,k}(\alpha_1)_{i,j,k} &= a_{i+1/2,j,k}(\alpha_1)_{i+1,j,k} + a_{i-1/2,j,k}(\alpha_1)_{i-1,j,k} + \\
 & a_{i,j+1/2,k}(\alpha_1)_{i,j+1,k} + a_{i,j-1/2,k}(\alpha_1)_{i,j-1,k} + \\
 & a_{i,j,k+1/2}(\alpha_1)_{i,j,k+1} + a_{i,j,k-1/2}(\alpha_1)_{i,j,k-1} + b_{i,j,k}
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

gde su a koeficijenti koji se računaju:

$$\begin{aligned}
 a_{i,j,k} &= \max \left[(\rho_1 u_1)_{i+1/2,j,k} \Delta y_j \Delta z_k, 0 \right] + \max \left[-(\rho_1 u_1)_{i-1/2,j,k} \Delta y_j \Delta z_k, 0 \right] + \\
 & \max \left[(\rho_1 v_1)_{i,j+1/2,k} \Delta z_k \Delta x_i, 0 \right] + \max \left[-(\rho_1 v_1)_{i,j-1/2,k} \Delta z_k \Delta x_i, 0 \right] + \\
 & \max \left[(\rho_1 w_1)_{i,j,k+1/2} \Delta x_i \Delta y_j, 0 \right] + \max \left[-(\rho_1 w_1)_{i,j,k-1/2} \Delta x_i \Delta y_j, 0 \right] + \\
 & \frac{(\rho_1)_{i,j,k} \Delta x_i \Delta y_j \Delta z_k}{\Delta t}
 \end{aligned} \tag{5.4a}$$

$$a_{i+1/2,j,k} = \max \left[-(\rho_1 u_1)_{i+1/2,j,k} \Delta y_j \Delta z_k, 0 \right] \tag{5.4b}$$

$$a_{i-1/2,j,k} = \max \left[(\rho_1 u_1)_{i-1/2,j,k} \Delta y_j \Delta z_k, 0 \right] \tag{5.4c}$$

$$a_{i,j+1/2,k} = \max \left[-(\rho_1 v_1)_{i,j+1/2,k} \Delta z_k \Delta x_i, 0 \right] \tag{5.4d}$$

$$a_{i,j-1/2,k} = \max \left[(\rho_1 v_1)_{i,j-1/2,k} \Delta z_k \Delta x_i, 0 \right] \tag{5.4e}$$

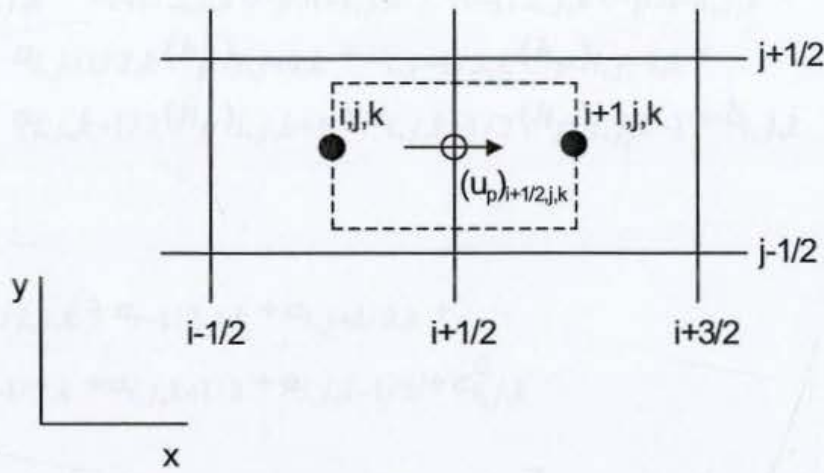
$$a_{i,j,k+1/2} = \max \left[-(\rho_1 w_1)_{i,j,k+1/2} \Delta x_i \Delta y_j, 0 \right] \tag{5.4f}$$

$$a_{i,j,k-1/2} = \max \left[(\rho_1 w_1)_{i,j,k-1/2} \Delta x_i \Delta y_j, 0 \right] \tag{5.4g}$$

$$b_{i,j,k} = \frac{(\alpha_1^0 \rho_1^0)_{i,j,k} \Delta x_i \Delta y_j \Delta z_k}{\Delta t} + (-\Gamma_e + \Gamma_c + \dot{M}_{FW})_{i,j,k} \Delta x_i \Delta y_j \Delta z_k \tag{5.4h}$$

Operator \max se definiše na sledeći način:

$$\max(x, y) = \begin{cases} x, & \text{for } x > y \\ y, & \text{for } y > x \end{cases} \tag{5.5}$$



Slika. 5.2 Tipična kontrolna zapremina (predstavljena isprekidanom linijom) koja se koristi za integraciju jednačine održanja količine kretanja. Brzina faze $(u_p)_{i+1/2,j,k}$ (tečna faza: $p=1$, para: $p=2$) se računa za tačku $(i+1/2,j,k)$.

Jednačine održanja entalpije za tečnu i za parnu fazu (poglavlje 4) se diskretizuju u sledećem obliku:

$$\begin{aligned}
 & \left[(h_p)_{i,j,k} - (h_p^0)_{i,j,k} \right] \frac{(\alpha_p^0 \rho_p^0)_{i,j,k} \Delta x_i \Delta y_j \Delta z_k}{\Delta t} + \\
 & \left\{ (\alpha_p \rho_p u_p)_{i+1/2,j,k} \left[(h_p)_{i+1/2,j,k} - (h_p)_{i,j,k} \right] + \right. \\
 & \left. (\alpha_p \rho_p u_p)_{i-1/2,j,k} \left[(h_p)_{i,j,k} - (h_p)_{i-1/2,j,k} \right] \right\} \Delta y_j \Delta z_k + \\
 & \left\{ (\alpha_p \rho_p v_p)_{i,j+1/2,k} \left[(h_p)_{i,j+1/2,k} - (h_p)_{i,j,k} \right] + \right. \\
 & \left. (\alpha_p \rho_p v_p)_{i,j-1/2,k} \left[(h_p)_{i,j,k} - (h_p)_{i,j-1/2,k} \right] \right\} \Delta z_k \Delta x_i + \\
 & \left\{ (\alpha_p \rho_p w_p)_{i,j,k+1/2} \left[(h_p)_{i,j,k+1/2} - (h_p)_{i,j,k} \right] + \right. \\
 & \left. (\alpha_p \rho_p w_p)_{i,j,k-1/2} \left[(h_p)_{i,j,k} - (h_p)_{i,j,k-1/2} \right] \right\} \Delta x_i \Delta y_j \\
 & = (S_{e,p})_{i,j,k} \Delta x_i \Delta y_j \Delta z_k
 \end{aligned} \tag{5.6}$$

gde je $p=1$ za tečnu i $p=2$ za parnu fazu. Izvorni član $S_{e,p}$ na desnoj strani jednačine (5.6) se definiše preko:

$$S_{e,1} = -(\Gamma_e - \Gamma_c)(h'' - h_1) + \dot{M}_{FW}(h_{FW} - h_1) + \dot{q}_{31} \tag{5.7a}$$

$$S_{e,2} = (\Gamma_e - \Gamma_c)(h'' - h_2) + \dot{q}_{32} \tag{5.7b}$$

Posle ubacivanja izraza 5.7 i sređivanja, jednačina (5.6) postaje:

$$\begin{aligned}
a_{i,j,k}(h_p)_{i,j,k} &= a_{i+1/2,j,k}(h_p)_{i+1,j,k} + a_{i-1/2,j,k}(h_p)_{i-1,j,k} + \\
&\quad a_{i,j+1/2,k}(h_p)_{i,j+1,k} + a_{i,j-1/2,k}(h_p)_{i,j-1,k} + \\
&\quad a_{i,j,k+1/2}(h_p)_{i,j,k+1} + a_{i,j,k-1/2}(h_p)_{i,j,k-1} + b_{i,j,k}
\end{aligned} \tag{5.8}$$

gde su

$$\begin{aligned}
a_{i,j,k} &= a_{i+1/2,j,k} + a_{i-1/2,j,k} + a_{i,j+1/2,k} + \\
&\quad a_{i,j-1/2,k} + a_{i,j,k+1/2} + a_{i,j,k-1/2} + a_{i,j,k}^0
\end{aligned} \tag{5.9a}$$

$$a_{i+1/2,j,k} = \max \left[-(\alpha_p \rho_p u_p)_{i+1/2,j,k} \Delta y_j \Delta z_k, 0 \right] \tag{5.9b}$$

$$a_{i-1/2,j,k} = \max \left[(\alpha_p \rho_p u_p)_{i-1/2,j,k} \Delta y_j \Delta z_k, 0 \right] \tag{5.9c}$$

$$a_{i,j+1/2,k} = \max \left[-(\alpha_p \rho_p v_p)_{i,j+1/2,k} \Delta z_k \Delta x_i, 0 \right] \tag{5.9d}$$

$$a_{i,j-1/2,k} = \max \left[(\alpha_p \rho_p v_p)_{i,j-1/2,k} \Delta z_k \Delta x_i, 0 \right] \tag{5.9e}$$

$$a_{i,j,k+1/2} = \max \left[-(\alpha_p \rho_p w_p)_{i,j,k+1/2} \Delta x_i \Delta y_j, 0 \right] \tag{5.9f}$$

$$a_{i,j,k-1/2} = \max \left[(\alpha_p \rho_p w_p)_{i,j,k-1/2} \Delta x_i \Delta y_j, 0 \right] \tag{5.9g}$$

$$a_{i,j,k}^0 = \frac{(\alpha_p^0 \rho_p^0)_{i,j,k} \Delta x_i \Delta y_j \Delta z_k}{\Delta t} \tag{5.9h}$$

$$b_{i,j,k} = (S_{e,p})_{i,j,k} \Delta x_i \Delta y_j \Delta z_k + a_{i,j,k}^0 (h_p^0)_{i,j,k} \tag{5.9i}$$

Entalpija, zapreminski udeo faze i gustina u kontrolnoj zapremini su definisani na sledeći način:

$$(h_p)_{i+1/2,j,k} = \begin{cases} (h_p)_{i,j,k}, & \text{if } (u_p)_{i+1/2,j,k} > 0 \\ (h_p)_{i+1,j,k}, & \text{if } (u_p)_{i+1/2,j,k} < 0 \end{cases} \tag{5.10a}$$

$$(\alpha_p)_{i+1/2,j,k} = \begin{cases} (\alpha_p)_{i,j,k}, & \text{if } (u_p)_{i+1/2,j,k} > 0 \\ (\alpha_p)_{i+1,j,k}, & \text{if } (u_p)_{i+1/2,j,k} < 0 \end{cases} \tag{5.10b}$$

$$(\rho_p)_{i+1/2,j,k} = \begin{cases} (\rho_p)_{i,j,k}, & \text{if } (u_p)_{i+1/2,j,k} > 0 \\ (\rho_p)_{i+1,j,k}, & \text{if } (u_p)_{i+1/2,j,k} < 0. \end{cases} \quad (5.10c)$$

Jednačina održanja količine kretanja tečne i parne faze su diskretizovane na način kako je to predstavljeno na slici 5.2. Na primer, diskretizovan oblik jednačine održanja količine kretanja u x pravcu za kontrolnu zapreminu se definiše:

$$\begin{aligned} & \left[(u_p)_{i+1/2,j,k} - (u_p)_{i+1/2,j,k}^0 \right] \frac{(\alpha_p^0 \rho_p^0)_{i+1/2,j,k} \Delta x_{i+1/2} \Delta y_j \Delta z_k}{\Delta t} + \\ & \left\{ (\alpha_p \rho_p u_p)_{i+1,j,k} \left[(u_p)_{i+1,j,k} - (u_p)_{i+1/2,j,k} \right] + \right. \\ & (\alpha_p \rho_p u_p)_{i,j,k} \left[(u_p)_{i+1/2,j,k} - (u_p)_{i,j,k} \right] \left. \right\} \Delta y_j \Delta z_k + \\ & \left\{ (\alpha_p \rho_p v_p)_{i+1/2,j+1/2,k} \left[(u_p)_{i+1/2,j+1/2,k} - (u_p)_{i+1/2,j,k} \right] + \right. \\ & (\alpha_p \rho_p v_p)_{i+1/2,j-1/2,k} \left[(u_p)_{i+1/2,j,k} - (u_p)_{i+1/2,j-1/2,k} \right] \left. \right\} \Delta z_k \Delta x_{i+1/2} + \\ & \left\{ (\alpha_p \rho_p w_p)_{i+1/2,j,k+1/2} \left[(u_p)_{i+1/2,j,k+1/2} - (u_p)_{i+1/2,j,k} \right] + \right. \\ & (\alpha_p \rho_p w_p)_{i+1/2,j,k-1/2} \left[(u_p)_{i+1/2,j,k} - (u_p)_{i+1/2,j,k-1/2} \right] \left. \right\} \Delta x_{i+1/2} \Delta y_j \\ & = -(\alpha_p)_{i+1/2,j,k} (p_{i+1,j,k} - p_{i,j,k}) \Delta y_j \Delta z_k + (S_{m,p})_{i+1/2,j,k} \Delta x_{i+1/2} \Delta y_j \Delta z_k \end{aligned} \quad (5.11)$$

gde se dimenzija duž x ose računa kao $\Delta x_{i+1/2} = x_i - x_{i-1}$. Izvorni član za tečnu fazu je:

$$S_{m,1} = \alpha_1 \rho_1 g_x + F_{21,x} - F_{31,x} + \dot{M}_{FW} (u_{FW} - u_1) \quad (5.12a)$$

a za parnu fazu:

$$S_{m,2} = \alpha_2 \rho_2 g_x - F_{21,x} - F_{32,x} + (\Gamma_e - \Gamma_c)(u_1 - u_2) \quad (5.12b)$$

Parametri za odgovarajuću tačku kontrolne zapremine $(x_{i+1/2}, y_j, z_k)$ se računaju kao srednja vrednost kontrolne zapremine, na primer:

$$(\alpha_p)_{i+1/2,j,k} = \frac{(\alpha_p)_{i+1,j,k} (x_{i+1} - x_{i+1/2}) + (\alpha_p)_{i,j,k} (x_{i+1/2} - x_i)}{x_{i+1} - x_i} \quad (5.13a)$$

$$(\rho_p)_{i+1/2,j,k} = \frac{(\rho_p)_{i+1,j,k} (x_{i+1} - x_{i+1/2}) + (\rho_p)_{i,j,k} (x_{i+1/2} - x_i)}{x_{i+1} - x_i} \quad (5.13b)$$

Komponente brzine na granici kontrolne zapremine, za koje ne važe izrazi za unutrašnju tačku kontrolne zapremine, na primer u -brzina za tačku (x_{i+1}, y_j, z_k) , se računa kao srednja vrednost komponente susedne brzine, tj.:

$$(u_p)_{i+1,j,k} = 0.5 \left[(u_p)_{i+3/2} + (u_p)_{i+1/2} \right] \quad (5.14)$$

Maseni fluks na granici kontrolne zapremine koja prolazi kroz reprezentativnu unutrašnju tačku kontrolne zapremine se računa po sledećoj šemi:

$$(\alpha_p \rho_p v_p)_{i+1/2,j+1/2,k} = 0.5 \left[(\dot{m}_p)_{i,j+1/2,k} + (\dot{m}_p)_{i+1,j+1/2,k} \right] \quad (5.15)$$

gde

$$(\dot{m}_p)_{i,j+1/2,k} = \begin{cases} (\alpha_p \rho_p)_{i,j,k} (v_p)_{i,j+1/2,k}, & \text{if } (v_p)_{i,j+1/2,k} > 0 \\ (\alpha_p \rho_p)_{i,j+1,k} (v_p)_{i,j+1/2,k}, & \text{if } (v_p)_{i,j+1/2,k} < 0 \end{cases} \quad (5.16a)$$

$$(\dot{m}_p)_{i+1,j+1/2,k} = \begin{cases} (\alpha_p \rho_p)_{i+1,j,k} (v_p)_{i+1,j+1/2,k}, & \text{if } (v_p)_{i+1,j+1/2,k} > 0 \\ (\alpha_p \rho_p)_{i+1,j+1,k} (v_p)_{i+1,j+1/2,k}, & \text{if } (v_p)_{i+1,j+1/2,k} < 0 \end{cases} \quad (5.16b)$$

Posle sređivanja jednačina (5.11) se pretvara u sledeći oblik:

$$\begin{aligned} a_{i+1/2,j,k} (u_p)_{i+1/2,j,k} = & a_{i+1,j,k} (u_p)_{i+1,j,k} + a_{i,j,k} (u_p)_{i,j,k} + \\ & a_{i+1/2,j+1/2,k} (u_p)_{i+1/2,j+1,k} + a_{i+1/2,j-1/2,k} (u_p)_{i+1/2,j-1,k} + \\ & a_{i+1/2,j,k+1/2} (u_p)_{i+1/2,j,k+1} + a_{i+1/2,j,k-1/2} (u_p)_{i+1/2,j,k-1} + \\ & b_{i+1/2,j,k} \end{aligned} \quad (5.17)$$

gde su

$$\begin{aligned} a_{i+1/2,j,k} = & a_{i+1,j,k} + a_{i,j,k} + a_{i+1/2,j+1/2,k} + a_{i+1/2,j-1/2,k} + \\ & a_{i+1/2,j,k+1/2} + a_{i+1/2,j,k-1/2} + a_{i+1/2,j,k}^0 \end{aligned} \quad (5.18a)$$

$$a_{i+1,j,k} = \max \left[-(\alpha_p \rho_p u_p)_{i+1,j,k} \Delta y_j \Delta z_k, 0 \right] \quad (5.18b)$$

$$a_{i,j,k} = \max \left[(\alpha_p \rho_p u_p)_{i,j,k} \Delta y_j \Delta z_k, 0 \right] \quad (5.18c)$$

$$a_{i+1/2,j+1/2,k} = \max \left[-(\alpha_p \rho_p v_p)_{i+1/2,j+1/2,k} \Delta z_k \Delta x_i, 0 \right] \quad (5.18d)$$

$$a_{i+1/2,j-1/2,k} = \max \left[(\alpha_p \rho_p v_p)_{i+1/2,j-1/2,k} \Delta z_k \Delta x_i, 0 \right] \quad (5.18e)$$

$$a_{i+1/2,j,k+1/2} = \max \left[-(\alpha_p \rho_p w_p)_{i+1/2,j,k+1/2} \Delta x_i \Delta y_j, 0 \right] \quad (5.18f)$$

$$a_{i+1/2,j,k-1/2} = \max \left[(\alpha_p \rho_p w_p)_{i+1/2,j,k-1/2} \Delta x_i \Delta y_j, 0 \right] \quad (5.18g)$$

$$a_{i+1/2,j,k}^0 = \frac{(\alpha_p^0 \rho_p^0)_{i+1/2,j,k} \Delta x_{i+1/2} \Delta y_j \Delta z_k}{\Delta t} \quad (5.18h)$$

$$b_{i+1/2,j,k} = -(\alpha_p)_{i+1/2,j,k} (p_{i+1,j,k} - p_{i,j,k}) \Delta y_j \Delta z_k + (S_{m,p})_{i+1/2,j,k} \Delta x_{i+1/2} \Delta y_j \Delta z_k + a_{i+1/2,j,k}^0 (u_p^0)_{i+1/2,j,k} \quad (5.18i)$$

Parcijalna diferencijalna jednačina za količinu kretanja sadrži izvorni član gradijent pritiska, koji je potrebno odrediti. To se postiže algoritmom za rešavanje strujnog polja, poznatim pod nazivom SIMPLE (Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations), (Patankar, 1980, [34]), uzimajući u obzir prisustvo dve faze-tečnu i parnu. Pritisak se računa na osnovu jednačine za korekciju pritiska. Rešenje ove jednačine se dobija iterativnim postupkom. Komponenta brzine za n -tu iteraciju se računa:

$$u^{(n)} = u^{(n-1)} + u' \quad v^{(n)} = v^{(n-1)} + v' \quad w^{(n)} = w^{(n-1)} + w' \quad (5.19)$$

a pritisak:

$$p^{(n)} = p^{(n-1)} + p' \quad (5.20)$$

Komponente za korekciju brzina u' , v' , w' i korekciju pritiska su povezane preko smanjene forme u diferencijalnoj jednačini održanja količine kretanja, na primer jednačina (5.17) se piše u sledećem obliku:

$$a_{i+1/2,j,k} (u_p')_{i+1/2,j,k} = -(\alpha_p)_{i+1/2,j,k} (p'_{i+1,j,k} - p'_{i,j,k}) \Delta y_j \Delta z_k \quad (5.21)$$

ili

$$(u_p')_{i+1/2,j,k} = -(d_p)_{i+1/2,j,k} (p'_{i+1,j,k} - p'_{i,j,k}) \quad (5.22)$$

gde je

$$(d_p)_{i+1/2,j,k} = \frac{(\alpha_p)_{i+1/2,j,k} \Delta y_j \Delta z_k}{a_{i+1/2,j,k}} \quad (5.23)$$

Komponenta brzine $(u_p)^{(n)}_{i+1/2,j,k}$ za n -tu iteraciju se računa na osnovu vrednosti za prethodnu $(n-1)$ -u iteraciju:

$$(u_p)^{(n)}_{i+1/2,j,k} = (u_p)^{(n-1)}_{i+1/2,j,k} - (d_p)_{i+1/2,j,k} (p'_{i+1,j,k} - p'_{i,j,k}) \quad (5.24)$$

Ovo pokazuje da se brzina za $(n-1)$ -u iteraciju koriguje u odnosu na korekciju pritiska da bi se dobila komponenta brzine za n -tu iteraciju.

Izrazi za korekciju komponenti brzina u ostalim pravcima mogu da budu napisani u sledećem obliku:

$$(v_p)_{i,j+1/2,k}^{(n)} = (v_p)_{i,j+1/2,k}^{(n-1)} - (d_p)_{i,j+1/2,k} (p'_{i,j+1,k} - p'_{i,j,k}) \quad (5.25)$$

$$(w_p)_{i,j,k+1/2}^{(n)} = (w_p)_{i,j,k+1/2}^{(n-1)} - (d_p)_{i,j,k+1/2} (p'_{i,j,k+1} - p'_{i,j,k}) \quad (5.26)$$

Zamenom izraza za brzinu u jednačini (5.20) u sumu jednačina održanja mase za tečnu i parnu fazu (jednačina 5.1 i odgovarajuća jednačina za parnu fazu – indeks $p=2$), jednačina za korekciju pritiska se izvodi na sledeći način:

$$\begin{aligned} a_{i,j,k} p'_{i,j,k} = & a_{i+1,j,k} p'_{i+1,j,k} + a_{i-1,j,k} p'_{i-1,j,k} + a_{i,j+1,k} p'_{i,j+1,k} + a_{i,j-1,k} p'_{i,j-1,k} \\ & + a_{i,j,k+1} p'_{i,j,k+1} + a_{i,j,k-1} p'_{i,j,k-1} + b_{i,j,k} \end{aligned} \quad (5.27)$$

gde

$$\begin{aligned} b_{i,j,k} = & \dot{M}_{FW} \Delta x_i \Delta y_j \Delta z_k - \frac{(\alpha_1 \rho_1 + \alpha_2 \rho_2 - \alpha_1^0 \rho_1^0 - \alpha_2^0 \rho_2^0)_{i,j,k} \Delta x_i \Delta y_j \Delta z_k}{\Delta t} - \\ & \left[(\alpha_1 \rho_1 u_1^{(n-1)} + \alpha_2 \rho_2 u_2^{(n-1)})_{i+1/2,j,k} - (\alpha_1 \rho_1 u_1^{(n-1)} + \alpha_2 \rho_2 u_2^{(n-1)})_{i-1/2,j,k} \right] \Delta y_j \Delta z_k - \\ & \left[(\alpha_1 \rho_1 v_1^{(n-1)} + \alpha_2 \rho_2 v_2^{(n-1)})_{i,j+1/2,k} - (\alpha_1 \rho_1 v_1^{(n-1)} + \alpha_2 \rho_2 v_2^{(n-1)})_{i,j-1/2,k} \right] \Delta z_k \Delta x_i - \\ & \left[(\alpha_1 \rho_1 w_1^{(n-1)} + \alpha_2 \rho_2 w_2^{(n-1)})_{i,j,k+1/2} - (\alpha_1 \rho_1 w_1^{(n-1)} + \alpha_2 \rho_2 w_2^{(n-1)})_{i,j,k-1/2} \right] \Delta x_i \Delta y_j \end{aligned} \quad (5.28)$$

$$a_{i+1,j,k} = (\alpha_1 \rho_1 d_1 + \alpha_2 \rho_2 d_2)_{i+1/2,j,k} \Delta y_j \Delta z_k \quad (5.29a)$$

$$a_{i-1,j,k} = (\alpha_1 \rho_1 d_1 + \alpha_2 \rho_2 d_2)_{i-1/2,j,k} \Delta y_j \Delta z_k \quad (5.29b)$$

$$a_{i,j+1,k} = (\alpha_1 \rho_1 d_1 + \alpha_2 \rho_2 d_2)_{i,j+1/2,k} \Delta z_k \Delta x_i \quad (5.29c)$$

$$a_{i,j-1,k} = (\alpha_1 \rho_1 d_1 + \alpha_2 \rho_2 d_2)_{i,j-1/2,k} \Delta z_k \Delta x_i \quad (5.29d)$$

$$a_{i,j,k+1} = (\alpha_1 \rho_1 d_1 + \alpha_2 \rho_2 d_2)_{i,j,k+1/2} \Delta x_i \Delta y_j \quad (5.29e)$$

$$a_{i,j,k-1} = (\alpha_1 \rho_1 d_1 + \alpha_2 \rho_2 d_2)_{i,j,k-1/2} \Delta x_i \Delta y_j \quad (5.29f)$$

$$a_{i,j,k} = a_{i+1,j,k} + a_{i-1,j,k} + a_{i,j+1,k} + a_{i,j-1,k} + a_{i,j,k+1} + a_{i,j,k-1} \quad (5.29g)$$

Rešenje sistema algebarskih jednačina se dobija metodom iteracije. Unutrašnje iteracije se koriste za rešavanje sistema algebarskih jednačina koje su dobijene

primenom jednačina (5.1), (5.6), (5.11) i (5.27) na osnovu kojih se dobija polje zapreminskog udela tečne faze, entalpije tečne i parne faze, brzine tečne i parne faze i korekcija pritiska, respektivno. Konvergencija ovog procesa se dobija na sledeći način:

1. Izračunava se zapreminski udeo tečne faze u kontrolnoj zapremini pomoću jednačine (5.1).
2. Izračunava se polje entalpije za tečnu i parnu fazu u kontrolnoj zapremini na osnovu jednačine (5.6).
3. Izračunava se polje brzina tečne i parne faze u kontrolnoj zapremini na osnovu (5.11).
4. Izračunava se polje korekcije pritiska u kontrolnoj zapremini na osnovu (5.27).
5. Izračunava se polje brzina na osnovu (5.24 – 5.26).
6. Izračunava se polje pritiska (5.20).
7. Ponavljaju se posupci iz tačaka 1-6 dok se maseni udeo određen jednačinom (5.28) ne dostigne odgovarajuću tačnost u okviru kontrolne zapremine (za vreme konvergencije iterativnog postupka desna strana jednačine (5.28) dostiže vrednost nula).
8. Kada se uspostavi održanje mase, poveća se vreme, zameni se novo izračunata vrednost kao početna i ponovo izračunaju termofizičke osobine na osnovu novih vrednosti zavisno promenljive.
9. Proračun se nastavlja do kraja prelaznog procesa.

Rešenje sistema algebarskih jednačina se vrši pomoću metode linija po linija (line-by-line) i tri-dijagonalnog matičnog algoritma Tree-Diagonal-Matrix-Algorithm (TDMA), koji su predstavljani u Patankar (1980) i Tannehill (1997).

5.1. Polarno cilindrični koordinatni sistem

Za polarno cilindrični koordinatni sistem usvajaju se sledeće koordinate: r , φ i z . Susedne ćelije se označavaju sa : W (West)-E (East), S (South)-N (North), L (Low)-H (High).

5. 1. 1. Koeficijenti u diskretizovanim jednačinama

Diskretizovana jednačina dobijena iz generalizovane diferencijalne jednačine je data u sledećoj formi:

$$a_P \Phi_P = a_E \Phi_E + a_W \Phi_W + a_N \Phi_N + a_S \Phi_S + a_T \Phi_T + a_B \Phi_B + b \quad (5.30)$$

gde su :

$$a_E = D_e A(|Pe_e|) + \max[-F_e, 0] \quad (5.31)$$

$$a_W = D_w A(|Pe_w|) + \max[F_w, 0] \quad (5.32)$$

$$a_N = D_n A(|Pe_n|) + \max[-F_n, 0] \quad (5.33)$$

$$a_S = D_s A(|Pe_s|) + \max[F_s, 0] \quad (5.34)$$

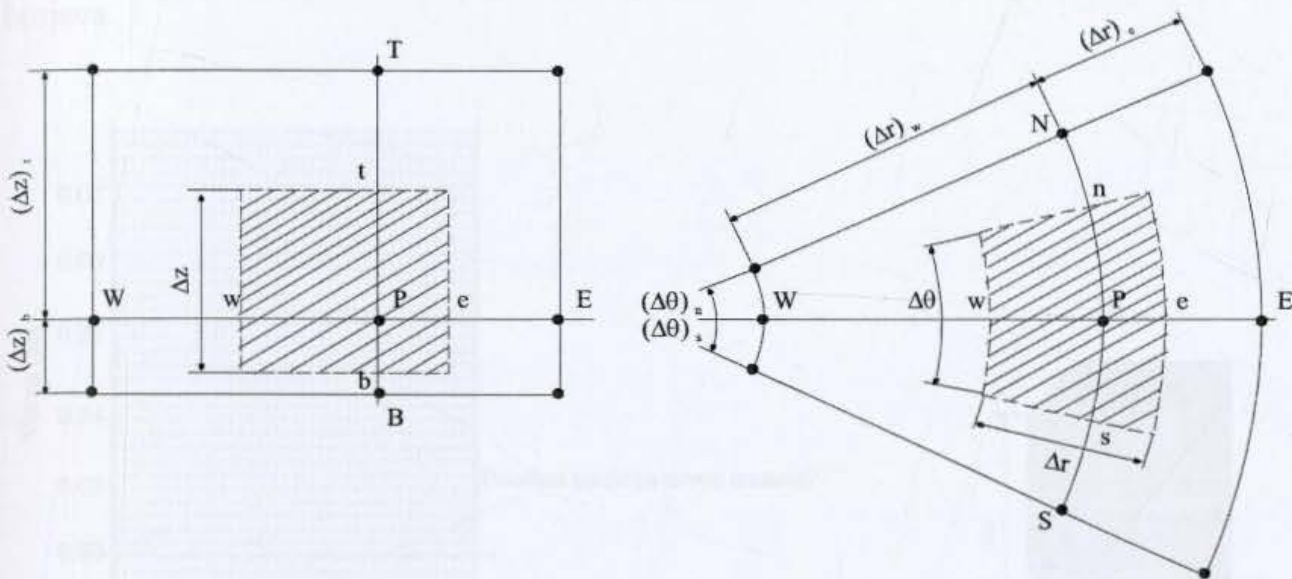
$$a_T = D_t A(|Pe_t|) + \max[-F_t, 0] \quad (5.35)$$

$$a_B = D_b A(|Pe_b|) + \max[F_b, 0] \quad (5.36)$$

$$a_P^0 = \frac{\rho_P^0 \Delta V}{\Delta t} \quad (5.37)$$

$$b = S_C \Delta V + a_P^0 \Phi_P^0 \quad (5.38)$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + a_T + a_B + a_P^0 - S_P \Delta V \quad (5.39)$$



Slika 5.3 Polarno-cilindrične koordinate

Konvektivni i difuzni članovi se sada računaju:

$$F_e = (\rho u)_e A_e, \quad D_e = \frac{F_e A_e}{(Diff)_e} \quad (5.40)$$

$$F_w = (\rho u)_w A_w, \quad D_w = \frac{F_w A_w}{(Diff)_w} \quad (5.41)$$

$$F_n = (\rho u)_n A_n, \quad D_n = \frac{F_n A_n}{(Diff)_n} \quad (5.42)$$

$$F_s = (\rho u)_s A_s, \quad D_s = \frac{F_s A_s}{(Diff)_s} \quad (5.43)$$

$$F_t = (\rho u)_t A_t, \quad D_t = \frac{F_t A_t}{(Diff)_t} \quad (5.44)$$

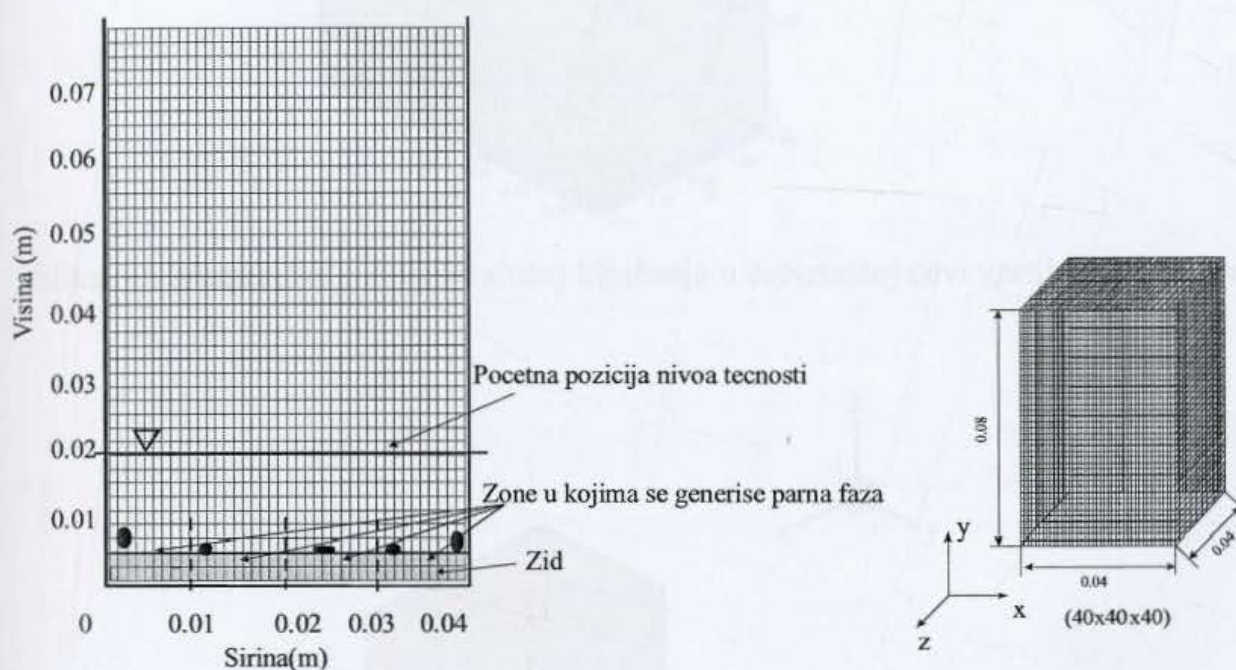
$$F_b = (\rho u)_b A_b, \quad D_b = \frac{F_b A_b}{(Diff)_b} \quad (5.45)$$

$$A_e = r_e \Delta \theta \Delta z, \quad A_n = \Delta r \Delta z, \quad A_t = 0,5 \cdot (r_e + r_w) \Delta \theta \Delta r \quad (5.46)$$

$$(Diff)_e = (\delta r)_e, \quad (Diff)_n = r_n (\delta \theta)_n, \quad (Diff)_t = (\delta y)_t \quad (5.47)$$

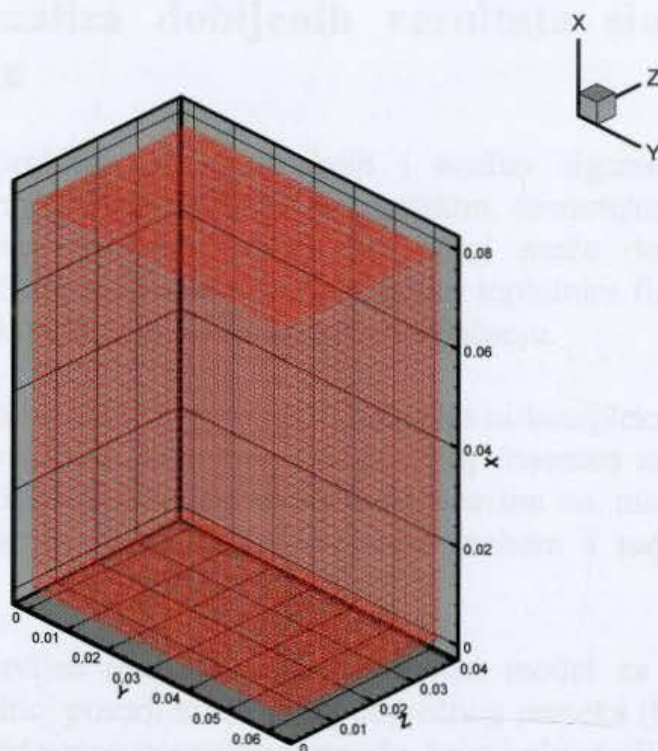
5. 2. Primenjene numeričke mreže

Sistem bilansnih jednačina se rešava korišćenjem metode kontrolnih zapremina. SIMPLE (Semi Implicit Method for Pressure-Linked Equations) algoritam se koristi za rešavanje jednačine za korekciju pritiska iz jednačina održanja mase i količine kretanja. Tridimenzionalno strujno polje je diskretizovano u Kartezijanskim koordinatama. Na slici 5.7 je data trodimenzionalna uniformna mreža, koja je korišćena pri simulaciji krize razmene toplote u bazenskom ključanju. Numerička mreža se sastoji od $40 \times 80 \times 40$ kontrolnih zapremina. Donji zid koji se zagreva je podeljen u 4 zone, i svaka zona ima različita mesta na kojima se generišu mehurovi, definisani korišćenjem metode slučajnih brojeva.

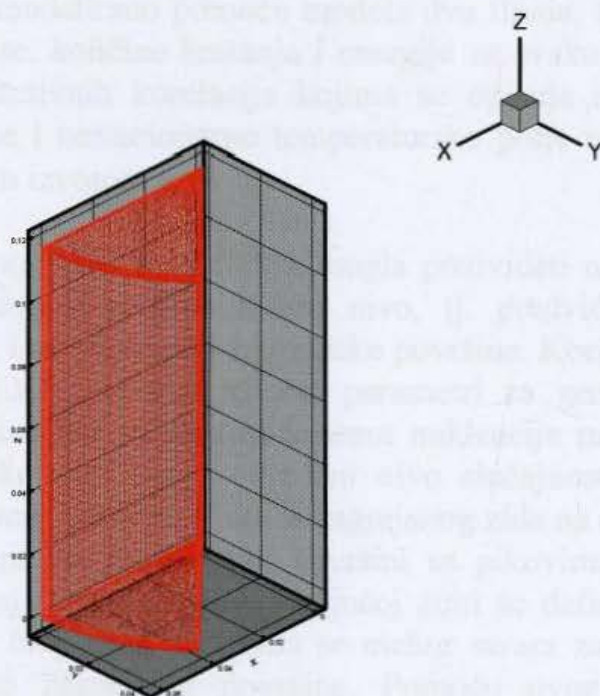


Slika 5.4 Numerička mreža za slučaj bazenskog ključanja

Za vertikalno strujanje na gore u cevi četvrtastog poprečnog preseka tridimenzionalno strujno polje je diskretizovano u Cartesianskim koordinatama. Na slici 5.8 je data trodimenzionalna uniformna mreža, koja je korišćena u ovom modelu. Numerička mreža se sastoji od $40 \times 60 \times 40$ kontrolnih zapremina. Bočni zid se zagreva i podeljen je u 4 zone, i u svakoj zoni se generišu mehurovi na mestima koji su definisani korišćenjem metode slučajnih brojeva. Zagrejački zid je predstavljen pomoću sloja koji se sastoji od 10 ćelija.



Slika 5.5 Numerička mreža za slučaj ključanja u četvrtastoj cevi vertikalno na gore



Slika 5.6 Numerička mreža za slučaj ključanja u cevi okruglog poprečnog preseka vertikalno na gore

Za slučaj verikalne cevi okruglog poprečnog preseka strujno polje je diskretizovano u polarno-cilindričnim koordinatama. Na slici 5.6 je data trodimenzionalna mreža, koja je korišćena u ovom modelu. Simulacija je rađena za cevni isečak. Numerička mreža se sastoji od $40 \times 40 \times 40$ kontrolnih zapremina različitih dimenzija. Zid koji se zagreva je podeljen u 4 zone, i svaka zona ima različita mesta na kojima se generišu mehurovi, a koja su definisana korišćenjem metode slučajnih brojeva.

6. Prikaz i analiza dobijenih rezultata simulacije krize razmene toplote

Jedan od glavnih problema u konstrukciji i analizi sigurnosti različitih vrsta generatora pare i razmenjivača toplote u energetskim, termotehničkim ili procesnim postrojenjima je kriza razmene toplote pri kojoj može doći do oštećenja - pregorevanja zagrejačkog zida opterećenog visokim toplotnim fluksom usled naglog pada koeficijenta prelaza toplote pri mehurastom ključanju.

Klasičan CFD pristup ne može u potpunosti da objasni kompleksan proces ključanja u uslovima velikih vrednosti toplotnog fluksa. Ovaj fenomen zahteva matematičko modeliranje i numeričku simulaciju dvofazne mešavine na makro nivou i takođe modeliranje i simulaciju na mikro nivou rasta mehura i napuštanja zagrejačke površine.

U ovom radu je razvijen trodimenzijski numerički model za simulaciju procesa ključanja u horizontalnoj posudi kvadratnog poprečnog preseka (bazensko ključanje), u vertikalnoj cevi kvadratnog poprečnog preseka kroz koju struji dvofazna mešavina vertikalno naviše i u cilindričnoj vertikalnoj cevi, kroz koju struji dvofazna mešavina vertikalno naviše.

Dvofazno strujanje je modelirano pomoću modela dva fluida, tj. model se sastoji od jednačina održanja mase, količine kretanja i energije za svaku od faza pojedinačno, kao i dodatnih konstitutivnih korelacija kojima se opisuje međufazno delovanje. Takođe, proračunava se i nestacionarno temperatursko polje u zagrejačkom zidu sa uniformnim unutrašnjim izvorom toplote.

Da bi se pojava kritičnog toplotnog fluksa mogla predvideti na odgovarajući način, bilo je neophodno uzeti u obzir i mikro nivo, tj. predviđanje mesta ključanja mehurova, rast mehura i odvajanje od zagrejačke površine. Korišćeni su odgovarajući parametri pomoću kojih su opisani ključni parametri za generaciju mehurova na zagrejačkoj površini, kao što su gustina centara nukleacije mehurova, vreme rasta mehurova na zagrejačkoj površini i određeni nivo slučajnosti položaja mehura u okviru odgovarajuće zone. Toplotni fluks sa zagrejanog zida na dvofaznu mešavinu se raspoređuje neuniformno na zagrejačkoj površini sa pikovima na mestima gde se generiše mehur. Položaj mehura u odgovarajućoj zoni se definiše pomoću funkcije slučajnih brojeva, dok broj zona u kojima se mehur stvara zavisi od karakteristike materijala i hrapavosti zagrejačke površine. Pomoću ovog modela je moguće modelirati i glatke i hrapave površine.

Numerička simulacija je sprovedena za različite vrednosti toplotnog fluksa, ali dovoljno velike i bliske pojavi zasušenja i nastanku kritičnog toplotnog fluksa tako da je bilo moguće dovoljno tačno odrediti njegove vrednosti.

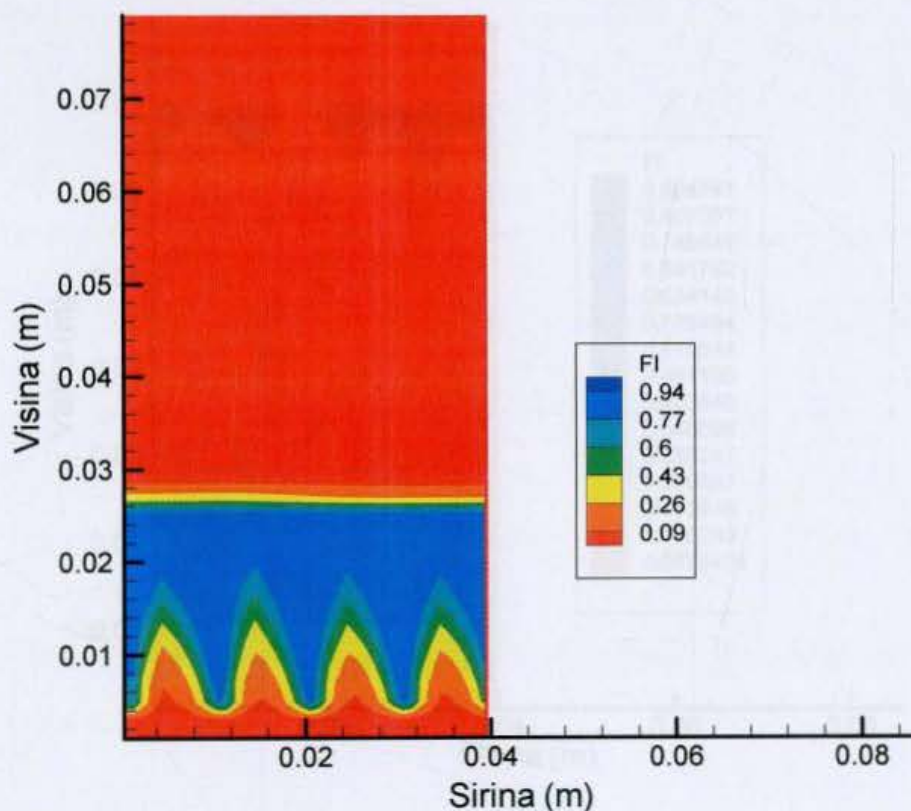
Rezultati numeričke simulacije koji se odnose na bazensko ključanje su upoređeni sa odgovarajućim eksperimentalnim rezultatima, koji su dostupni u literaturi i postignuto je zadovoljavajuće slaganje između eksperimentalnih rezultata i rezultata modeliranja.

Mehurasto ključanje i nastanak krize razmene toplote su numerički simulirani u dvofaznoj mešavini vode i vodene pare, a zagrejački zid je od bakra. Polinomima odgovarajućeg stepena su aproksimirani specifični toplotni kapacitet i toplotna provodnost bakra u zavisnosti od temperature zida. Pretpostavljeno je da se dvofazna mešavina vode i vodene pare nalazi na liniji zasićenja.

6.1. Bazensko ključanje

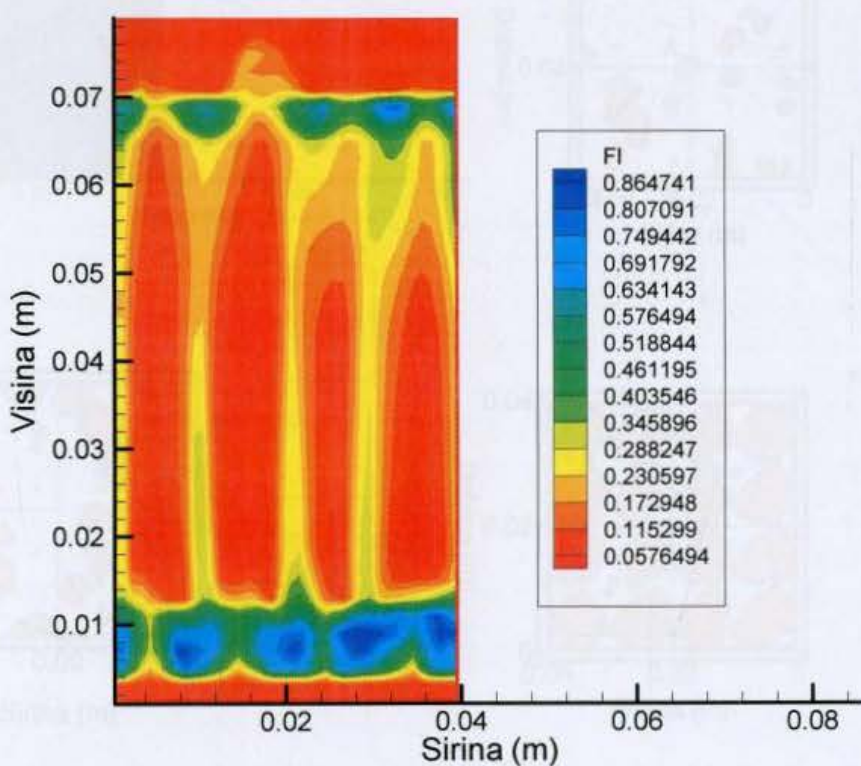
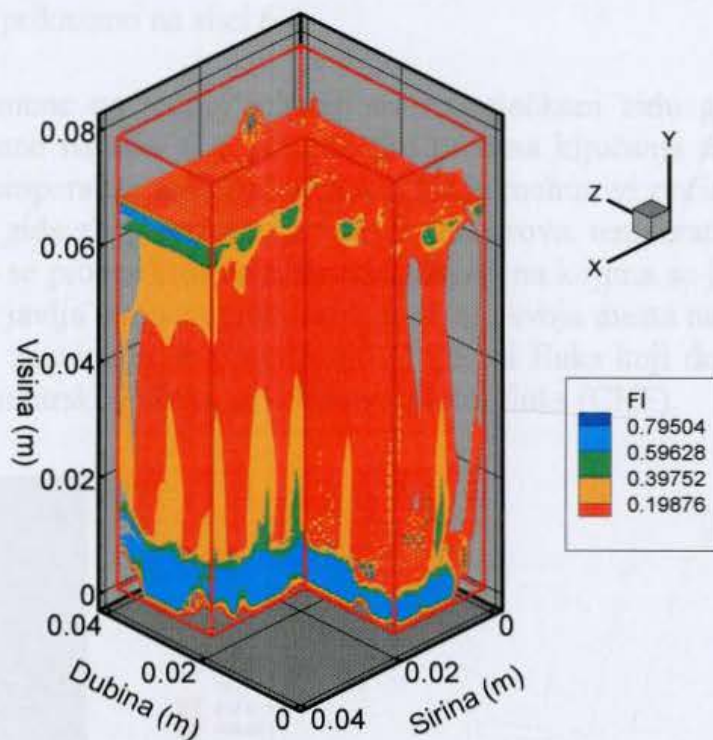
Najpre je dat primer bazenskog ključanja u kome je zagrejački zid predstavljen samo jednim slojem ćelija [35]. To znači da nema raspodele temperatura po zidu, već se samo detektuje temperaturski skok i na taj način se potvrđuje pojava kritičnog toplotnog fluksa. Simulacija je rađena za veliku vrednost toplotnog fluksa od 100 W/cm^2 .

Model predstavljen u poglavlju 4 je rešavan numerički. Predviđeno je ponašanje zagrejačke površine za vreme procesa krize ključanja i pokazan je nastanak krize ključanja. Na slici 6.1 je prikazana raspodela zapreminskog udela parne faze na početku procesa ključanja, dok je na slici 6.2 prikazana raspodela zapreminskog udela parne faze za period razvijenog ključanja. Poređenjem slika 6.1 i 6.2 se može primetiti povećanje nivoa dvofazne mešavine i povećanje zapreminskog udela parne faze. Takođe se na slici 6.2 vidi formiranje većih parnih mehurova, kao posledica intenzivnog isparavanja za visoke vrednosti toplotnog fluksa od 100 W/cm^2 , a takođe i zbog spajanja nekoliko manjih mehurova u jedan veći. Veći delovi sa parnim mehurovima i viši nivo dvofazne mešavine se formira u slučaju višeg toplotnog fluksa. U slučaju nižih vrednosti toplotnog fluksa nivo dvofazne mešavine je skoro ravan.



Slika 6.1 Zapreminski udeo parne faze na početku procesa ključanja (toplotni fluks 100 W/cm^2 , gustina nukleacije 1 cm^{-2} , vreme rasta mehura $5 \cdot 10^{-3} \text{ s}$)

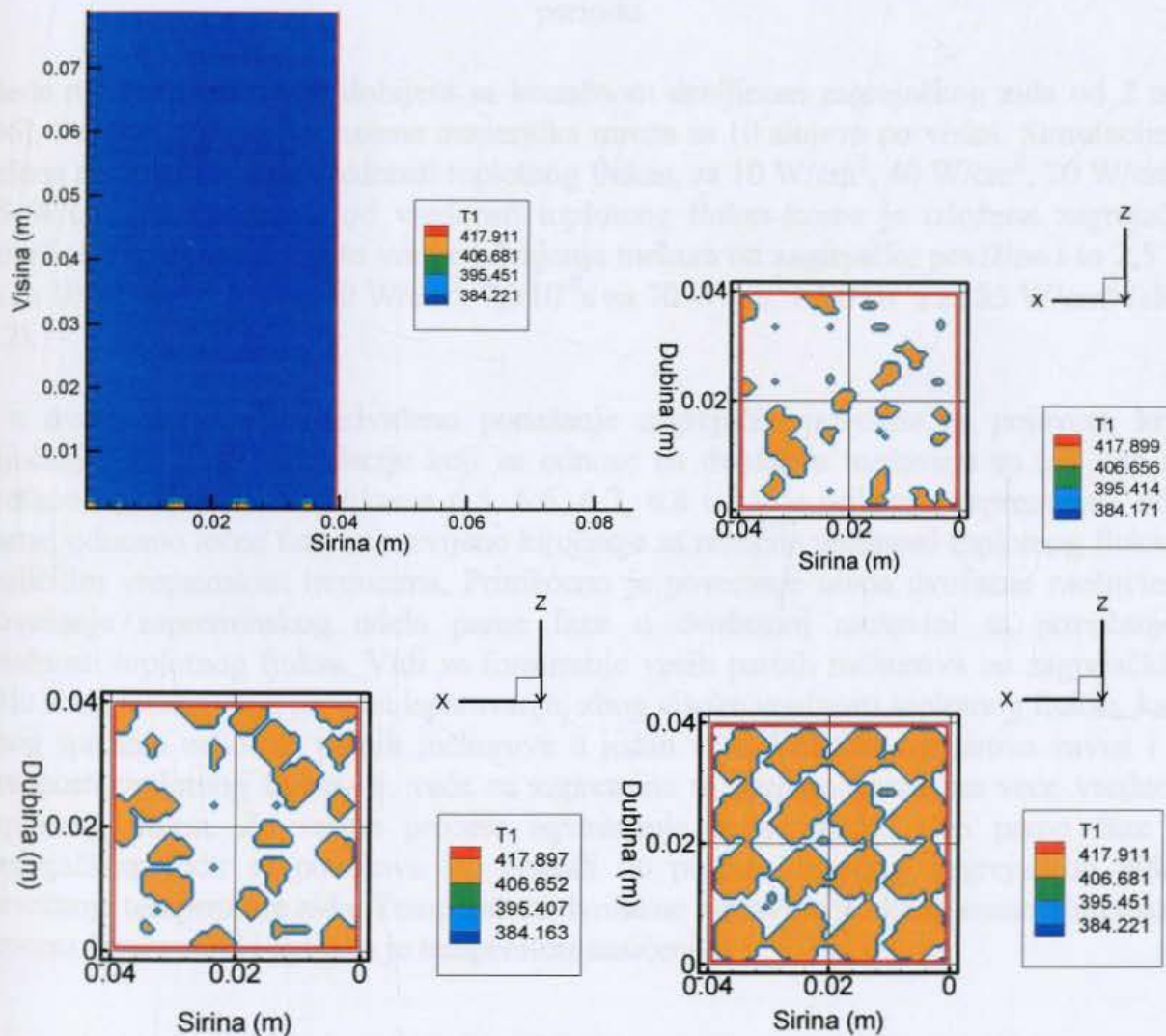
U slučaju nižih vrednosti toplotnog fluksa manja površina zagrejačkog zida je prekrivena parom, dok se sa povećanjem fluksa ta površina uvećava. U slučaju većih vrednosti toplotnog fluksa se formiraju veće zapremine pare u dvofaznoj mešavini zbog intenzivne generacije parne faze i zbog spajanja manjih mehurova u veće. Formiranje velikih mehurova sprečava obnavljanje zagrejačke površine sa tečnošću što dovodi do uslova zasušenja.



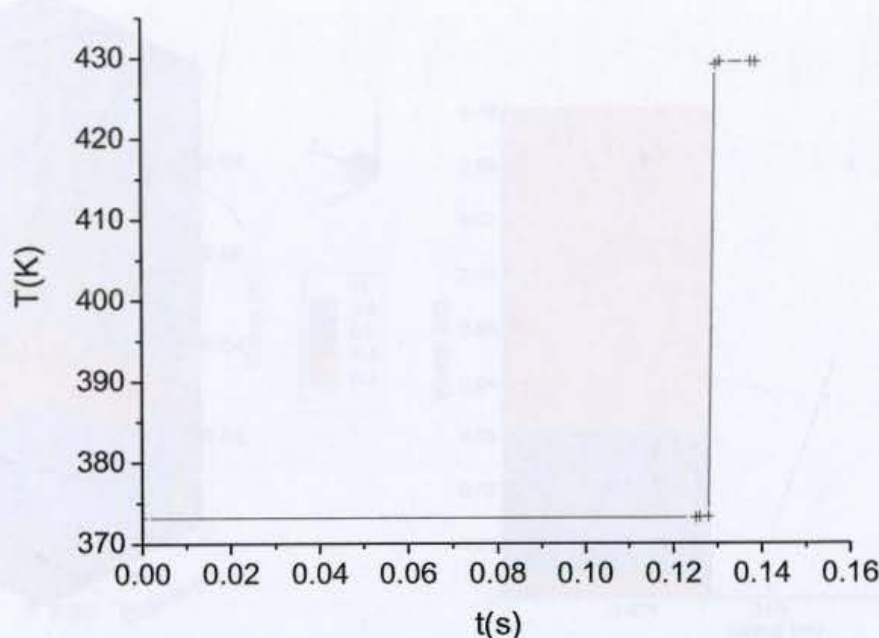
Slika 6.2 Zapreminski udeo parne faze za razvijeno ključanje za toplotni fluks od 100 W/cm^2 gustina nukleacije 1 cm^{-2} , vreme rasta mehura $5 \cdot 10^{-3} \text{ s}$, $0,15 \text{ s}$ od početka grejanja)

Na slici 6.3 je prikazano temperaturno polje u toku procesa ključanja. Za vreme procesa isparavanja zapreminski udeo parne faze na zagrejačkom zidu se povećava, što dovodi do pojave zasušenja i povećanja temperature zida na delovima zagrejačke površine. Prikazana je raspodela temperatura za tri različita vremenska trenutka za vreme procesa ključanja. Slika sa najmanjim delovima sa visokom temperaturom odgovara početku procesa, dok veći udeo delova sa visokom temperaturom odgovara kasnijem periodu krize ključanja. Temperatura dvofazne mešavine je konstantna i jednaka temperaturi saturacije, kako je i prikazano na slici 6.4.

Temperaturne promene na jednoj lokaciji na zagrejačkom zidu gde se javlja kriza ključanja su prikazane na slici 6.4. Na početku procesa ključanja temperatura zida je približno jednaka temperaturi zasićene tečnosti. Kada mehurovi počinju da rastu i kada se pojavi zasušenje zida zbog formiranja velikih mehurova, temperatura zida se poveća za oko 50 K. Kako se proces ključanja nastavi, delovi na kojima se javlja zasušenje, tj. delovi na kojima se javlja temperaturni skok, menjaju svoja mesta na zagrejačkom zidu i površine koje oni zauzimaju se povećavaju. Toplotni fluks koji dovodi do zasušenja zida i naglog temperaturnog skoka je kritičan toplotni fluks (CHF).



Slika 6.3 Temperaturno polje pri pojavi zasušenja u mehurastom ključanju za toplotni fluks od 100 W/cm^2 (0,14 s-gore levo, 0,12 s-gore desno, 0,14 s –dole levo i posle 0,15 s-dole desno)

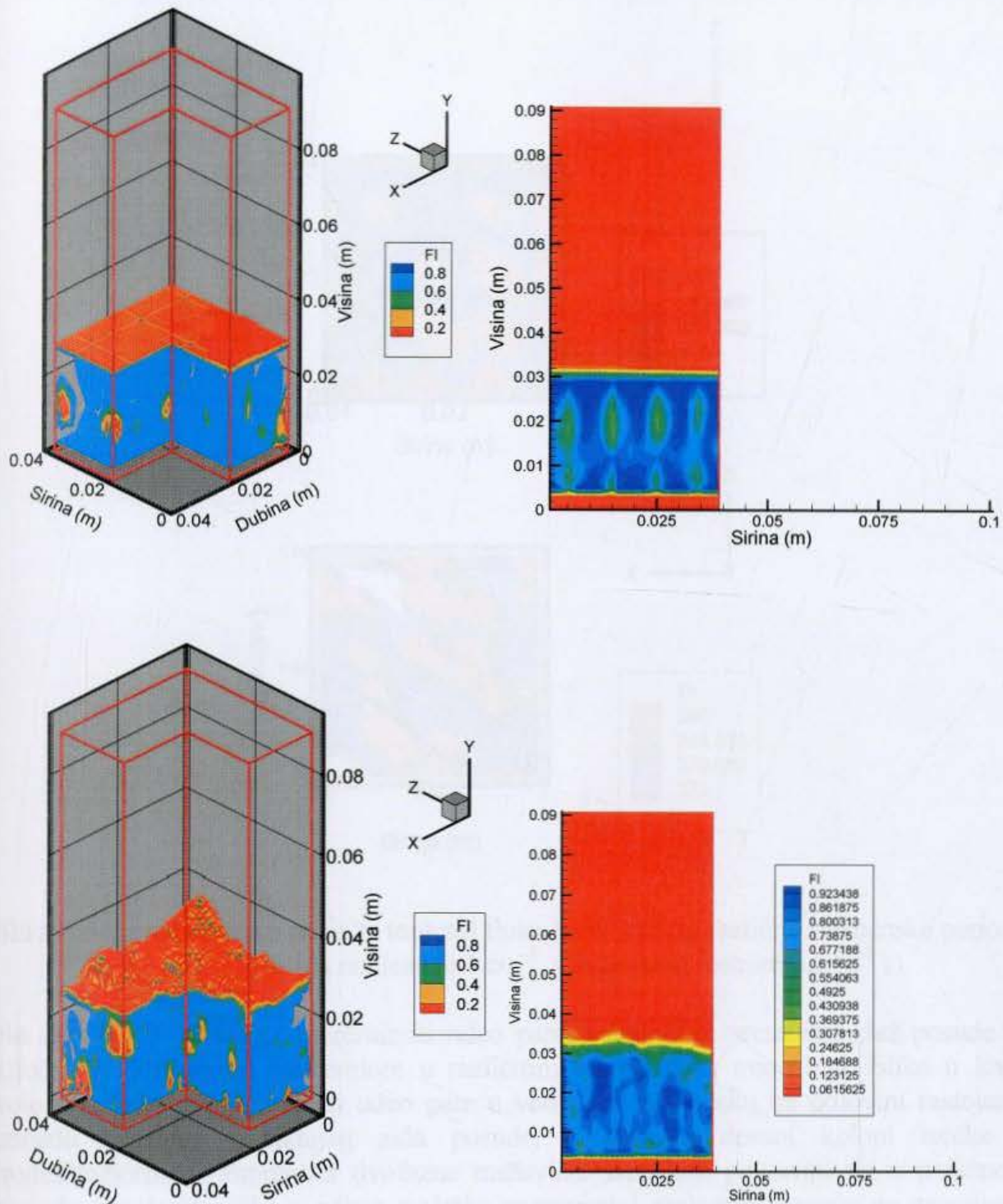


Slika 6.4 Temperatura zagrejačkog zida u jednoj karakterističnoj ćeliji u vremenskom periodu

Slede rezultati simulacija dobijeni sa konačnom debljinom zagrejačkog zida od 2 mm [36]. Debljini zida je pridružena numerička mreža sa 10 slojeva po visini. Simulacija je vršena za četiri različite vrednosti toplotnog fluksa, za 10 W/cm^2 , 40 W/cm^2 , 70 W/cm^2 i 85 W/cm^2 . U zavisnosti od vrednosti toplotnog fluksa kome je izložena zagrejačka površina koristi se i različito vreme odvajanja mehura od zagrejačke površine i to $2,5 \cdot 10^{-2} \text{ s}$ za 10 W/cm^2 , 10^{-2} s za 40 W/cm^2 , $7,0 \cdot 10^{-3} \text{ s}$ za 70 W/cm^2 i $5,0 \cdot 10^{-3} \text{ s}$ za 85 W/cm^2 (slika 4.2).

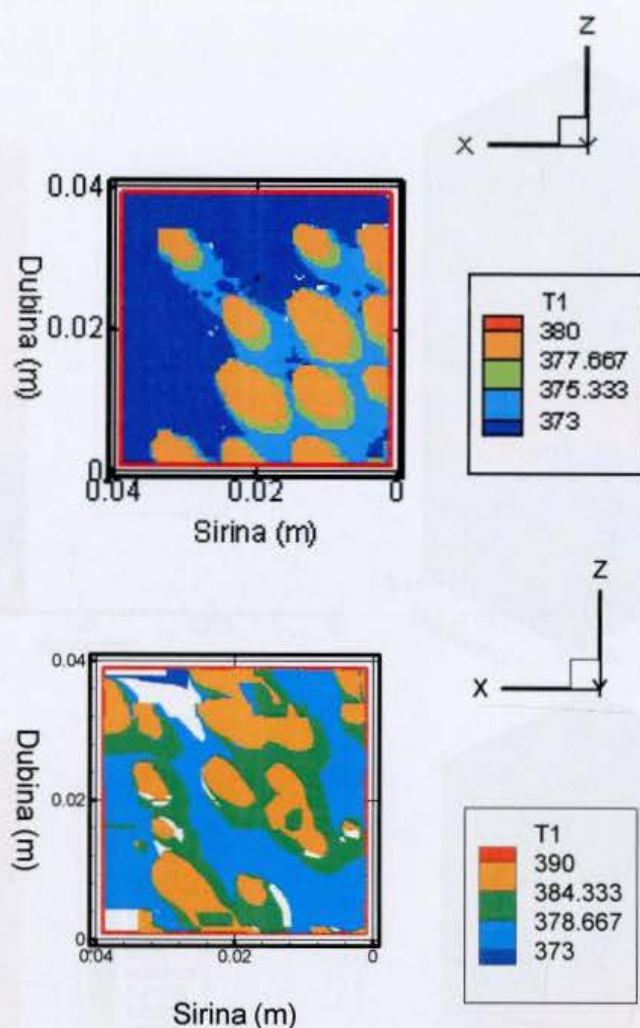
I u ovom slučaju je predviđeno ponašanje zagrejačke površine sa pojavom krize ključanja. Rezultati simulacije koji se odnose na dvofaznu mešavinu su isti kao i u prethodnom slučaju. Na slikama 6.5, 6.6, 6.7, 6.8 i 6.9 je prikazan zapreminski udeo parne, odnosno tečne faze za razvijeno ključanje za različite vrednosti toplotnog fluksa u različitim vremenskim trenucima. Primećeno je povećanje nivoa dvofazne mešavine i povećanje zapreminskog udela parne faze u dvofaznoj mešavini sa povećanjem vrednosti toplotnog fluksa. Vidi se formiranje većih parnih mehurova na zagrejačkom zidu zbog intenzivnog procesa isparavanja, zbog visoke vrednosti toplotnog fluksa, kao i zbog spajanja nekoliko parnih mehurova u jedan veći. Veličina mehurova zavisi i od vrednosti toplotnog fluksa, tj. veće su zapremine sa parnom fazom za veće vrednosti toplotnog fluksa. Za vreme procesa isparavanja, zapreminski udeo parne faze na zagrejačkom zidu se povećava što dovodi do pojave zasušenja zagrejačkog zida i povećanja temperature zida. Temperatura dvofazne mešavine je skoro konstantna tokom procesa isparavanja i jednaka je temperaturi zasićenja.

Na slici 6.5 su dati temperaturni profili za povećani zagrejački fluks na strani koja je u kontaktu sa dvofaznom mešavinom, kao i profil temperature u pojedinačnim procesima pri određenoj mešavini za različite vremenske momente za toplotni fluks od 10 W/cm^2 .



Slika 6.5 Zapreminski udeo parne faze za razvijeno ključanje za toplotni fluks 10 W/cm^2 za različite vremenske periode 0,1 s i 2 s (gustina nukleacije 1 cm^{-2} , vreme rasta mehur $2,5 \cdot 10^{-2} \text{ s}$)

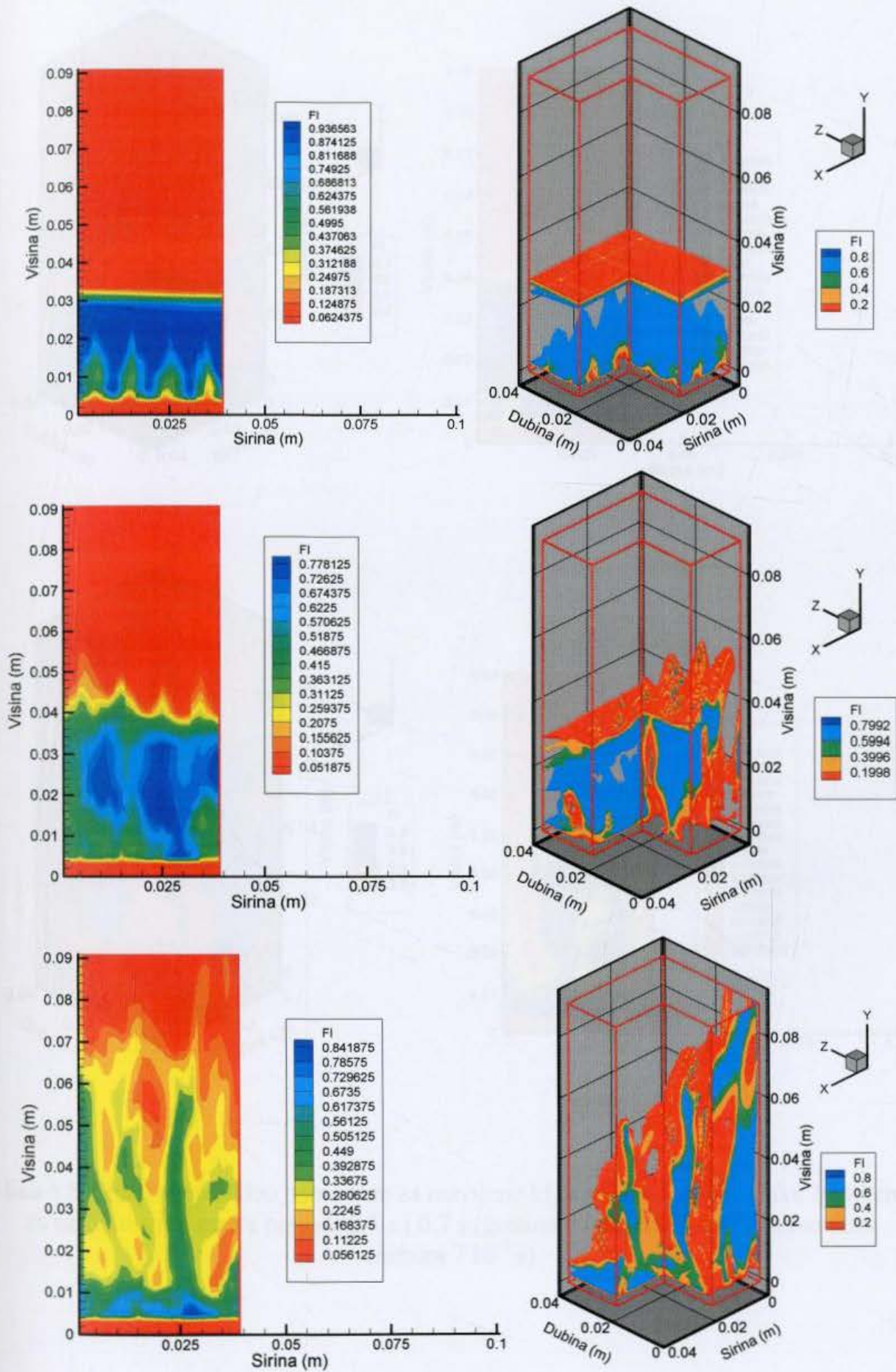
Na slici 6.6 su dati temperaturski profili na površini zagrejačke ploče na strani koja je u dodiru sa dvofaznom mešavinom, kao i profil temperatura u poprečnom preseku ploče i dvofazne mešavine za različite vremenske intervale za toploni fluks od 10 W/cm^2 .



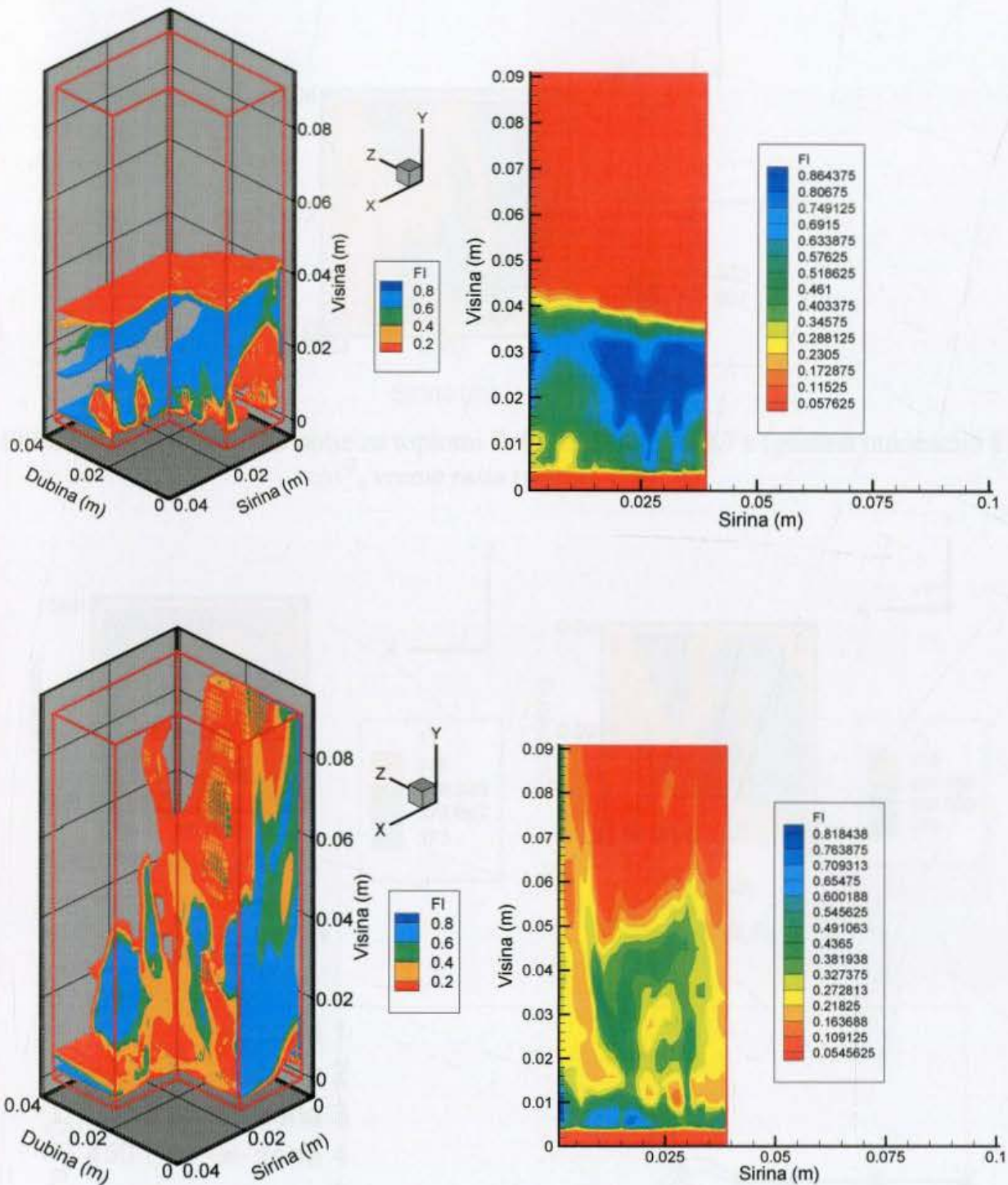
Slika 6.6 Temperaturno polje za toplotni fluks 10 W/cm^2 za različite vremenske periode 0,1 s i 2 s (gustina nukleacije 1 cm^{-2} , vreme rasta mehura $2,5 \cdot 10^{-2} \text{ s}$)

Na slici 6.7 je prikazan zapreminski udeo pare u različitim presecima duž posude sa ključalom dvofaznom mešavinom u različitim vremenskim trenucima. Slike u levoj koloni prikazuju zapreminski udeo pare u vertikalnom preseku na polovini rastojanja između prednjeg i zadnjeg zida posude, a slike u desnoj koloni isečke u trodimenzionalnoj zapremini dvofazne mešavine. Rezultati pokazuju da u početnom periodu zagrevanja (0,1 s nakon početka zagrevanja) mehurovi nastaju na zagrejanj površini, ali njihova zapremina je manja i površina dvofazne mešavine je još uvek ravna. Sa daljim tokom procesa, u 0,25 s, zapreminski udeo pare je povećan, a površina dvofazne mešavine postaje talasasta usled parnih mehurova koji isplivavaju iz zapremine dvofazne mešavine u parni prostor. U 0,8 s proces ključanja je veoma intenzivan, površina dvofazne mešavine je razbijena, a delovi tečnosti sa parnom fazom su nošeni skoro do vrha posude. Istovremeno značajan deo zagrejačke površine je prekriven parom.

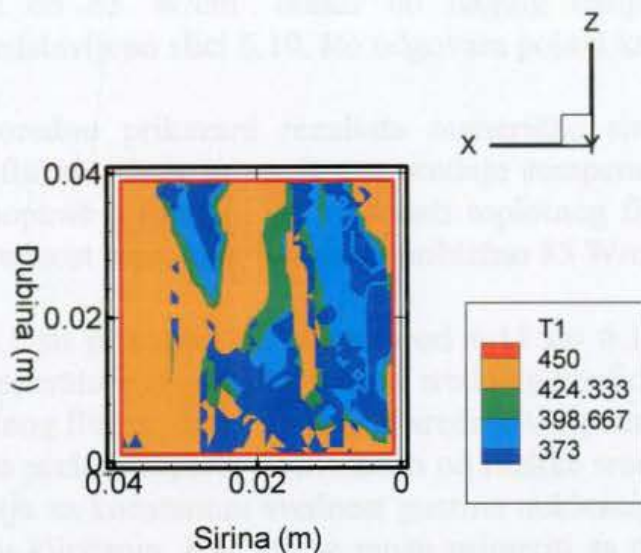
Rezultati numeričkih simulacija procesa ključanja za još veći toplotni fluks od 70 W/cm^2 su prikazani na slici 6.8 i 6.9. Rezultati zapreminskog udela pare na slici 6.8 ukazuju na izrazito dinamičan proces ključanja sa mlazovima pare koja ističe iz posude. Na slici 6.9 je prikazano temperaturno polje na površini zagrejačke površine u kontaktu sa dvofaznom mešavinom. Veći deo površine grejača je za skoro 100 K pregrejan u odnosu na temperaturu saturacije od 373 K.



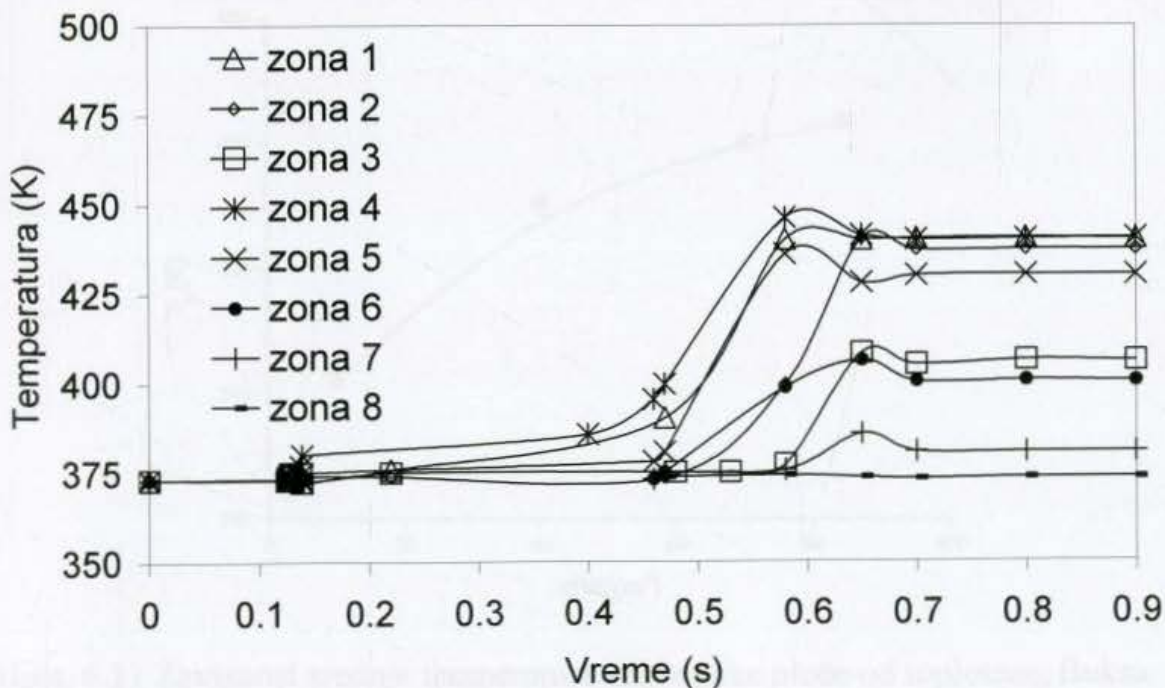
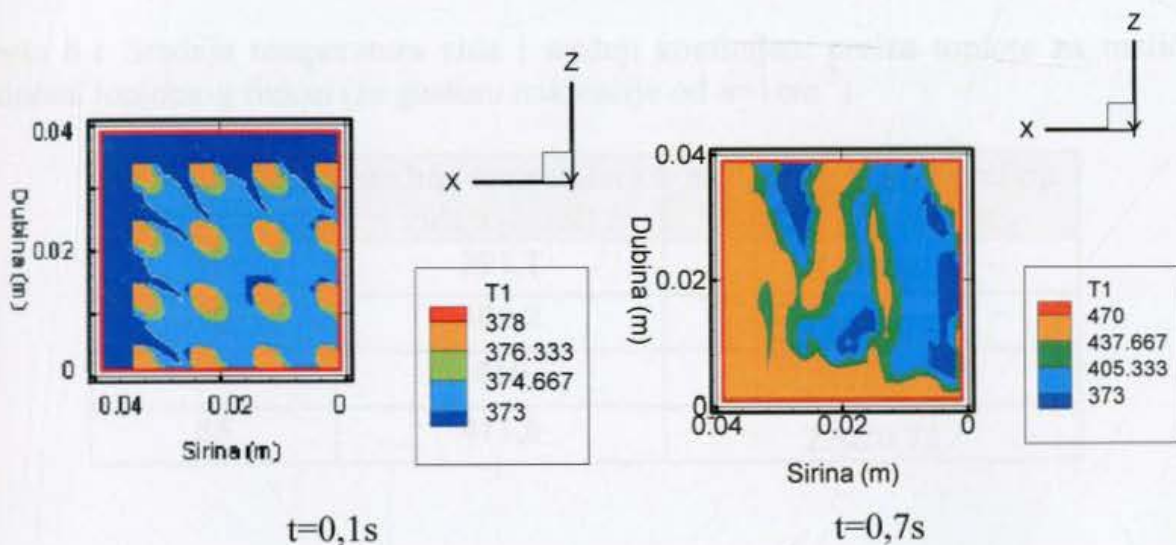
Slika 6.7 Zapreminski udeo parne faze za razvijeno ključanje za toplotni fluks 40 W/cm^2 za različite vremenske periode 0,1 s, 0,25 s, i 0,8 s (gustina nukleacije 1 cm^{-2} , vreme rasta mehur 10^{-2} s)



Slika 6.8 Zapreminski udeo parne faze za razvijeno ključanje za toplotni fluks 70 W/cm^2 za različite vremenske periode 0,1 s i 0,7 s (gustina nukleacije 1 cm^{-2} , vreme rasta mehura $7 \cdot 10^{-3} \text{ s}$)



Slika 6.9 Temperaturno polje za toplotni fluks 70 W/cm^2 u $0,7 \text{ s}$ (gustina nukleacije 1 cm^{-2} , vreme rasta mehura $7 \cdot 10^{-3} \text{ s}$)



Slika 6.10 Promena temperature zida tokom vremena za osam karakteristicnih ćelija na gornjoj površini ploče za $n=1 \text{ cm}^{-2}$ i $q=85 \text{ W/cm}^2$ (gore $t=0,1 \text{ s}$ i $t=0,7 \text{ s}$)

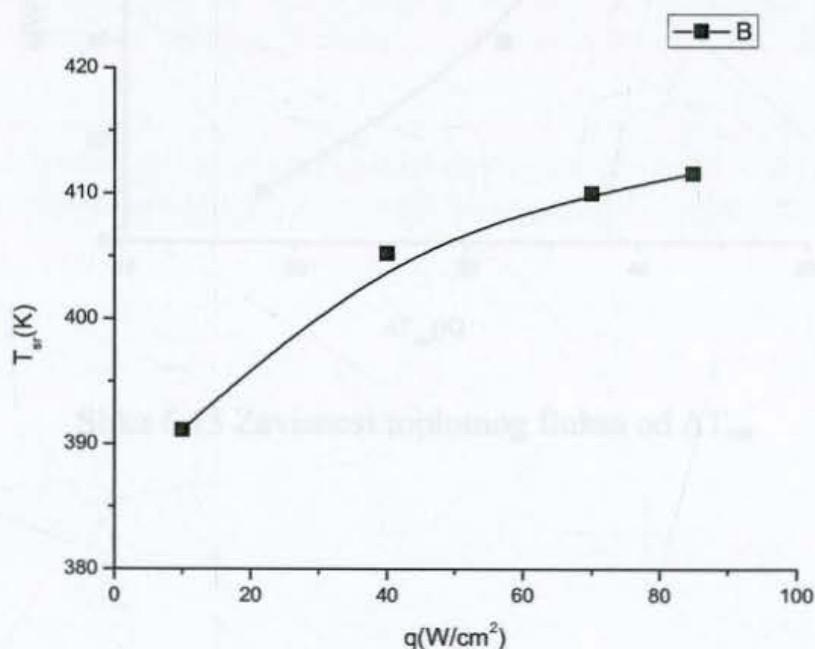
Pri toplotnom fluku od 85 W/cm^2 dolazi do naglog temperaturnog skoka u zagrejačkom zidu, predstavljeno slici 6.10, što odgovara pojavi krize ključanja.

U tabeli 6.1 su uporedno prikazani rezultata numeričke simulacije za različite vrednosti toplotnog fluksa. Data je zavisnost srednje temperatura zida i srednjeg koeficijenta prelaza toplote u funkciji od vrednosti toplotnog fluksa. Kriza razmene toplote se javlja za vrednost toplotnog fluksa od približno 85 W/cm^2 .

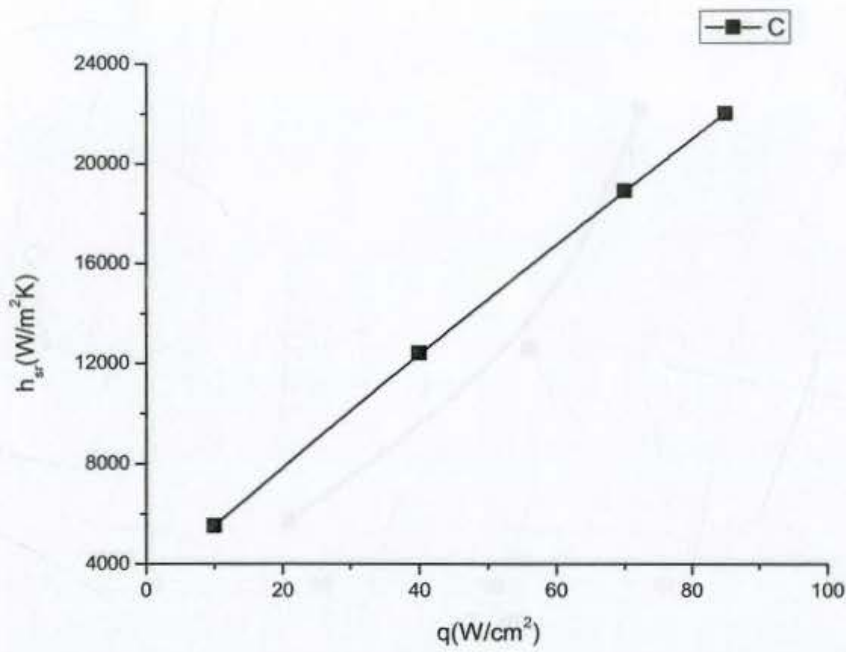
Rezultati iz tabele 6.1 su prikazani na slikama od 6.11 do 6.14. Dati su dijagrami zavisnosti srednje temperature zagrejačke ploče i srednjeg koeficijenta prelaza toplota u zavisnosti od toplotnog fluksa, kao i zavisnosti srednje temperature zagrejačke ploče i srednjeg koeficijenta prelaza toplota u zavisnosti od razlike srednje temperature zida i temperature saturacije za konstantnu vrednost gustine nukleacije od $n=1 \text{ cm}^{-2}$. Slika 6.15 predstavlja krivu ključanja. Kao što se može primetiti sa povećanjem vrednosti toplotnog fluksa se povećava i srednja temperatura zagrejačke ploče i srednji koeficijent prelaza toplote.

Tabela 6.1 Srednja temperatura zida i srednji koeficijent prelaza toplote za različite vrednosti toplotnog fluksa (za gustinu nukleacije od $n=1 \text{ cm}^{-2}$)

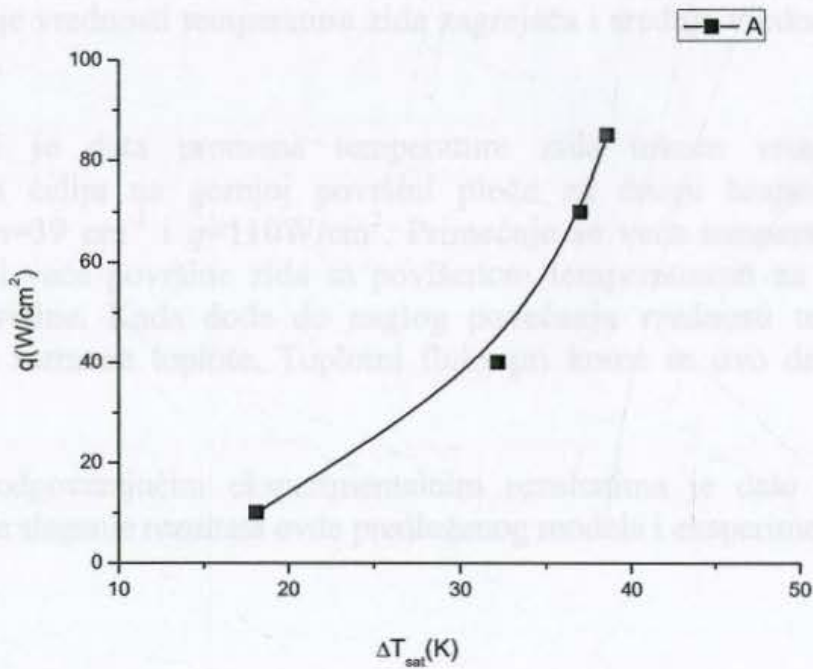
toplotni fluks $q \text{ (W/cm}^2\text{)}$	srednja temperatura zida $T_{w_{sr}} \text{ (K)}$	srednji koeficijent prelaza toplote $h_{sr} \text{ (W/m}^2\text{K)}$
10	391,1	5524,86
40	405,2	12422,36
70	410	18918,92
85	411,6	22020,73



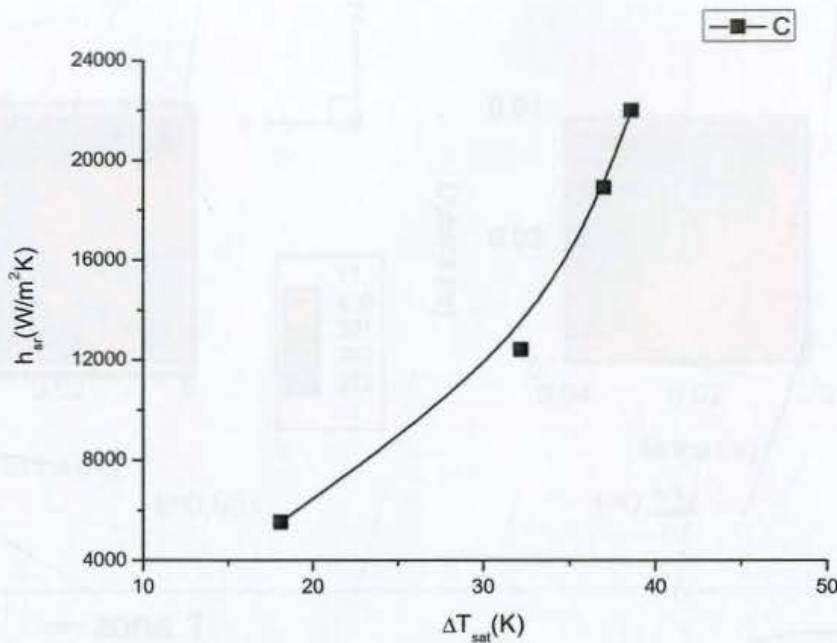
Slika 6.11 Zavisnost srednje temperature zagrejačke ploče od toplotnog fluksa



Slika 6.12 Zavisnost srednjeg koeficijenta prelaza toplote na zagrejačkoj ploči od toplotnog fluksa



Slika 6.13 Zavisnost toplotnog fluksa od ΔT_{sat}

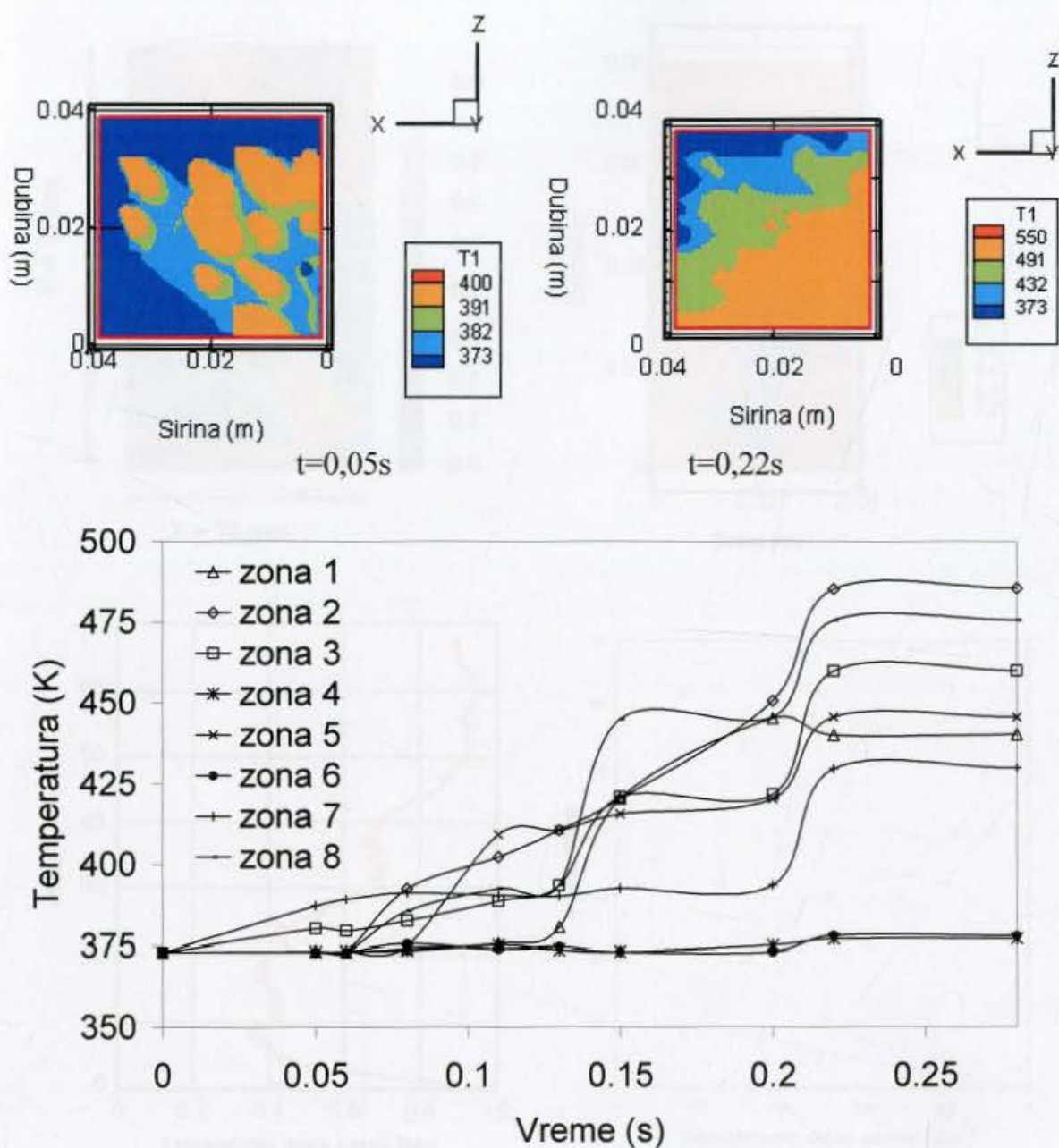


Slika 6.14 Zavisnost srednjeg koeficijenta prelaza toplote h_{sr} od ΔT_{sat}

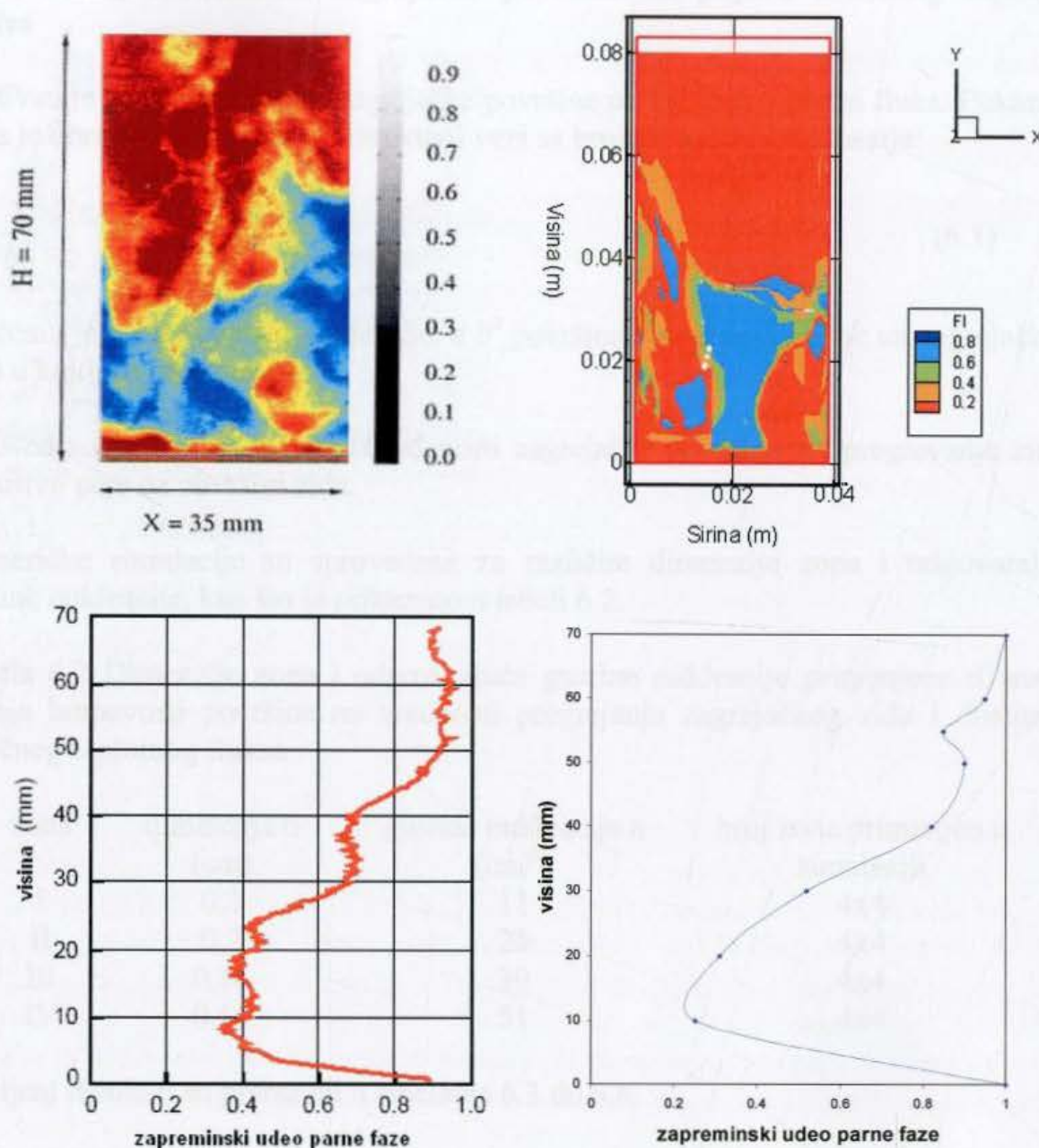
Do sada su prikazani rezultati za gustinu nukleacije od $n=1 \text{ cm}^{-2}$. U daljem radu će biti analiziran uticaj hrapavosti površine na pojavu kritičnog toplotnog fluksa, kao i na promenu srednje vrednosti temperature zida zagrejača i srednje vrednosti koeficijenta prelaza toplote.

Na slici 6.15 je data promena temperature zida tokom vremena za osam karakterističnih ćelija na gornjoj površini ploče za drugu hrapavost zagrejačke površine, za $n=39 \text{ cm}^{-2}$ i $q=110 \text{ W/cm}^2$. Primećuje se veća temperatura zagreječke površine, kao i veće površine zida sa povišenom temperaturom za veću hrapavost zagrejačke površine. Kada dođe do naglog povećanja vrednosti temperature zida javlja se kriza razmene toplote. Toplotni fluks pri kome se ovo dešava je kritični toplotni fluks.

Poređenje sa odgovarajućim eksperimentalnim rezultatima je dato na slici 6.16 i zadovoljavajuće slaganje rezultata ovde predloženog modela i eksperimentalnih rezultata je postignuto.



Slika 6.15 Promena temperature zida tokom vremena za osam karakteristicnih ćelija na gornjoj površini ploče za $n=39 \text{ cm}^{-2}$ i $q=110 \text{ W/cm}^2$ (gore $t=0,05s$ i $t=0,22s$)



Slika 6.16 Poređenje sa eksperimentalnim rezultatima

Ovde predstavljeni rezultati su pokazali da je moguće izvršiti numeričku simulaciju krize ključanja i da je moguće predvideti temperaturski skok u zagrejačkom zidu u slučaju da se kritičan toplotni fluks pojavi [18].

Struktura površine i karakteristike materijala od koga je izrađen zid imaju značajan uticaj na koeficijent prenosa toplote i vrednosti kritičnog toplotnog fluksa. Dobijeni rezultati će obezbediti korisne informacije koje su od značaja za projektovanje i proizvodnju efikasne zagrejačke površine sa stanovišta prenosa toplote, koje mogu dovesti do većih vrednosti kritičnog toplotnog fluksa, odnosno obezbeđenja hlađenja zagrejačke površine bez pojave zasušenja na njoj.

6.1.1. Uticaj obrađenosti zagrejačke površine na pojavu kritičnog toplotnog fluksa

Ispitivan je uticaj hrapavosti zagrejačke površine na kritičan toplotni fluks. Pokazano je da je obrađenost površine u direktnoj vezi sa brojem centara nukleacije:

$$n = \frac{1}{b^2} \quad (6.1)$$

Pri čemu je n -broj centara nukleacije, a b^2 površina proračunske zone na zagrejačkom zidu u kojoj se javlja mehur.

Sprovedena je analiza uticaja obrađenosti zagrejačke površine, na pregrevanje zida i prisustvo pare na površini zida.

Numeričke simulacije su sprovedene za različite dimenzije zona i odgovarajuće gustine nukleacije, kao što je prikazano u tabeli 6.2.

Tabela 6.2 Dimenzije zona i odgovarajuće gustine nukleacije primenjene u analizi uticaja hrapavosti površine na vrednosti pregrevanja zagrejačkog zida i dostizanje kritičnog toplotnog fluksa

zona	dimenzija b (cm)	gustina nukleacije n (cm^{-2})	broj zona primenjen u simulaciji
I	0,3	11	4x4
II	0,2	25	4x4
III	0,16	39	4x4
IV	0,14	51	4x4

Dobijeni rezultati su prikazani u tabelama 6.3 do 6.6.

Tabela 6.3 Srednja temperatura zida zagrejača i srednja vrednost koeficijenta prelaza toplote za različite vrednosti toplotnog fluksa za gustinu nukleacije $n=11\text{cm}^{-2}$

toplotni fluks (W/cm^2)	$T_{\text{sr}}(\text{K})$	$h_{\text{sr}}(\text{W}/\text{m}^2\text{K})$
10	386,5	7407,4
40	403,9	12945,0
80	410	21621,0
90	410,9	23746,7

Tabela 6.4 Srednja temperatura zida zagrejača i srednja vrednost koeficijenta prelaza toplote za različite vrednosti toplotnog fluksa za gustinu nukleacije $n=25\text{cm}^{-2}$

toplotni fluks (W/cm^2)	$T_{\text{sr}}(\text{K})$	$h_{\text{sr}}(\text{W}/\text{m}^2\text{K})$
10	384,6	8620,69
40	402,6	13513,51
70	408	20000
90	410,4	24064,17

Tabela 6.5 Srednja temperatura zida zagrejača i srednja vrednost koeficijenta prelaza toplote za različite vrednosti toplotnog fluksa za gustinu nukleacije $n=39\text{cm}^{-2}$

toplotni fluks (W/cm^2)	$T_{\text{sr}}(\text{K})$	$h_{\text{sr}}(\text{W}/\text{m}^2\text{K})$
40	385,6	31746,03
70	398,6	27343,75
110	405,6	33742,33

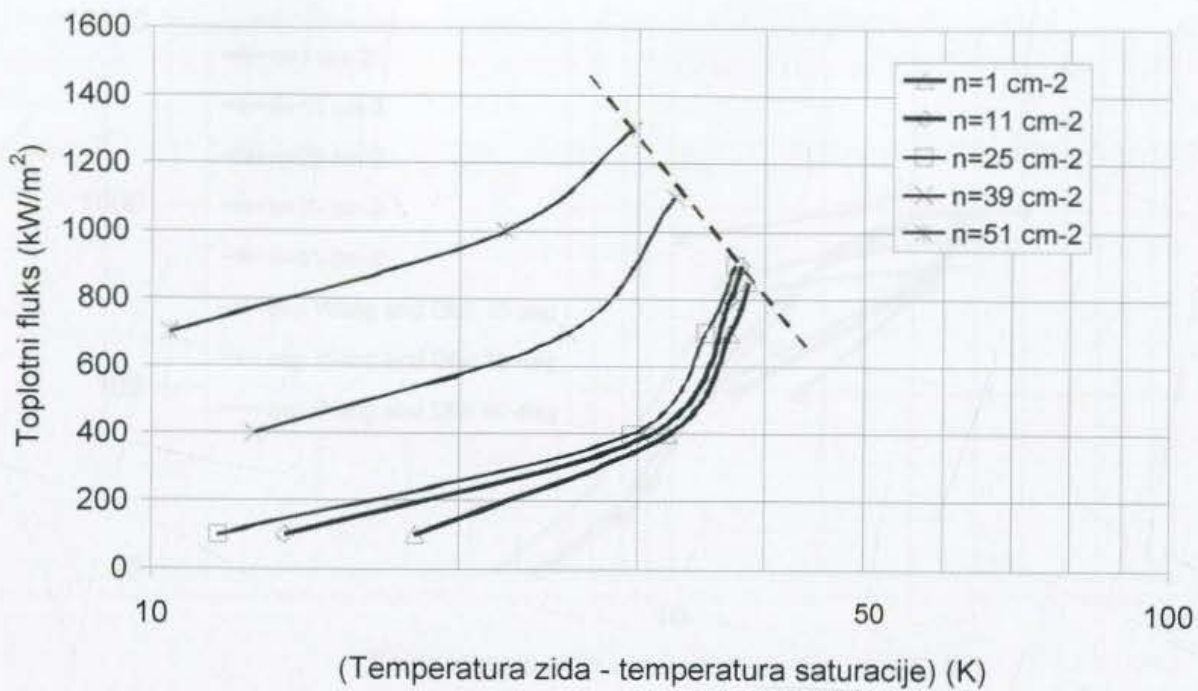
Tabela 6.6 Srednja temperatura zida zagrejača i srednja vrednost koeficijenta prelaza toplote za različite vrednosti toplotnog fluksa za gustinu nukleacije $n=51\text{cm}^{-2}$

toplotni fluks (W/cm^2)	$T_{\text{sr}}(\text{K})$	$h_{\text{sr}}(\text{W}/\text{m}^2\text{K})$
70	383,4	67307,69
100	395,2	45045,05
130	402,6	43918,92

Uporedni prikaz rezultata je dat na slici 6.17. Kritičan toplotni fluks se povećava sa povećanjem gustine centara nukleacije. Očigledno, vrednosti kritičnog toplotnog fluksa bitno zavise od hrapavosti površine, tj gustine centara nukleacije, koji su uzeti u obzir u ovom modelu. Pune linije na slici 6.41 predstavljaju stacionarne uslove bazenskog ključanja. Veza između kritičnog toplotnog fluksa i razlike temperatura je predstavljena isprekidanom linijom. Predstavljeno krivom linijom za konstantnu gustinu centara nukleacije, temperaturna razlika se povećava sa povećanjem kritičnog toplotnog fluksa. Isprekidanom linijom je predstavljen trenutak kada temperatura površine naglo raste i kada se detektuje pojava krize ključanja. Toplotni fluks pri kome se ovo javlja je kritičan toplotni fluks.

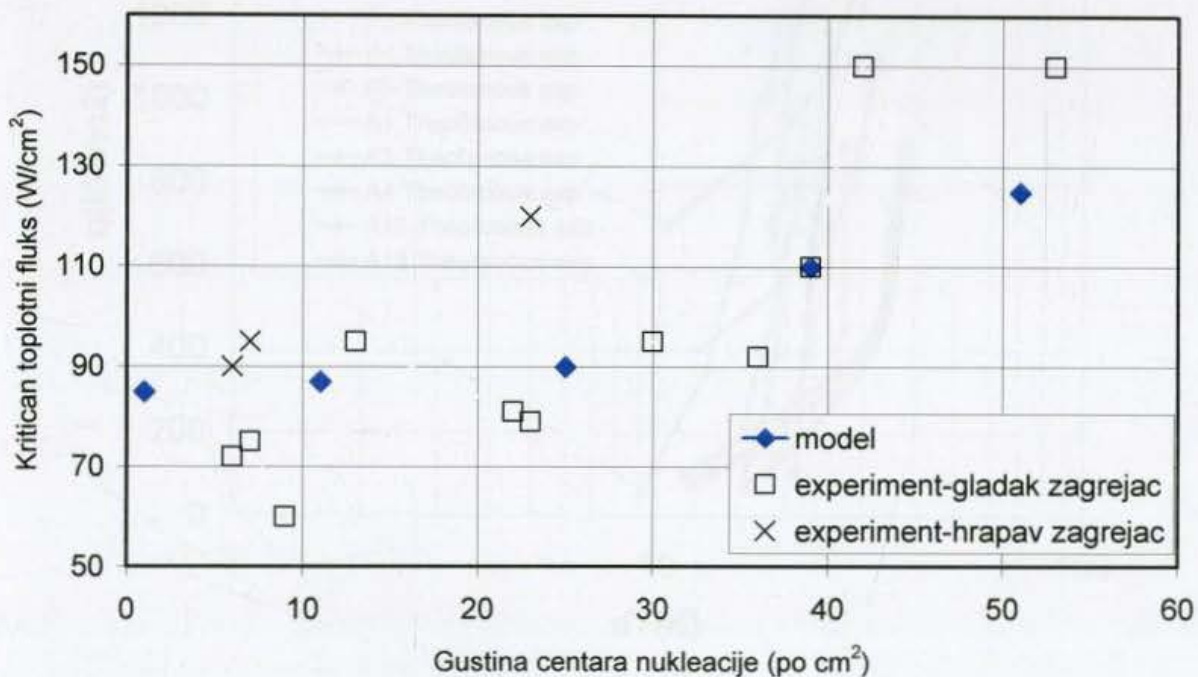
Maksimalne vrednosti toplotnog fluksa na pojedinim linijama (koje su dobijene za konstantne vrednosti gustine nukleacije) odgovaraju vrednostima kritičnog toplotnog fluksa. Pri ovim vrednostima toplotnog fluksa dolazi do naglog porasta temperature zagrejačkog zida.

Dakle, ovde dobijeni rezultati pokazuju da se sa povećanjem gustine centara nukleacije povećava kritičan toplotni fluks, što je u saglasnosti sa Theofanousovim eksperimentalnim rezultatima [12, 13].

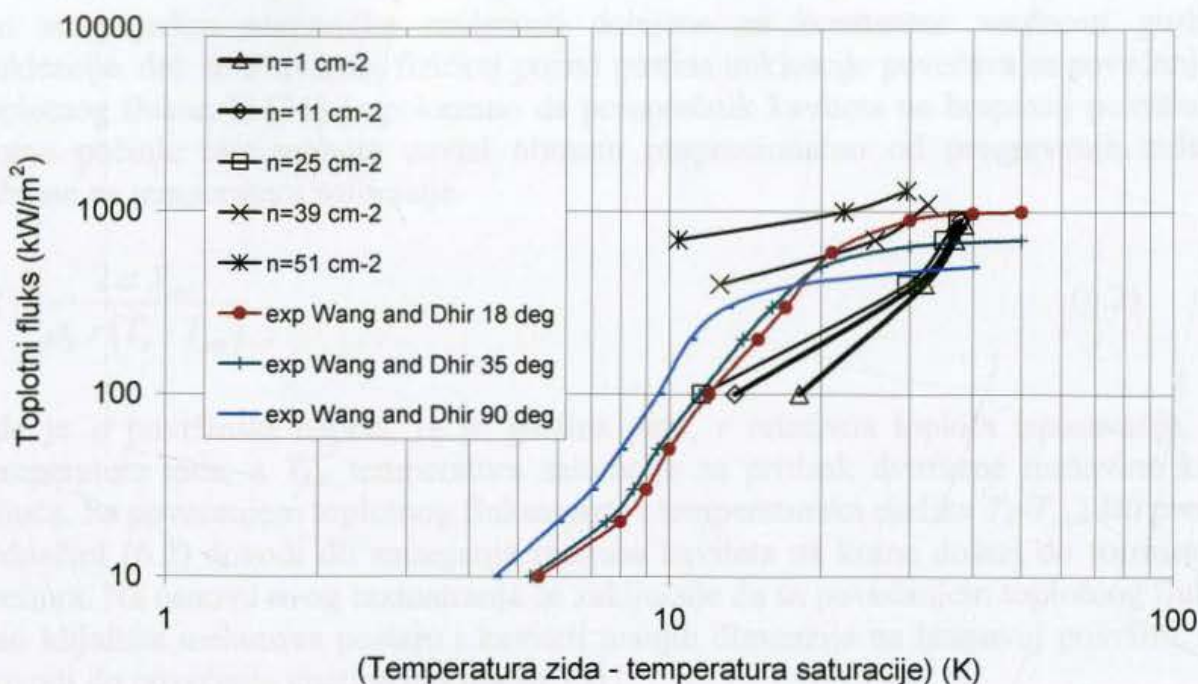


Slika 6.17 Uporedni prikaz rezultata zavisnosti toplotnog fluksa od razlike temperatura zida i temperatura saturacije za različite gustine centara nukleacije

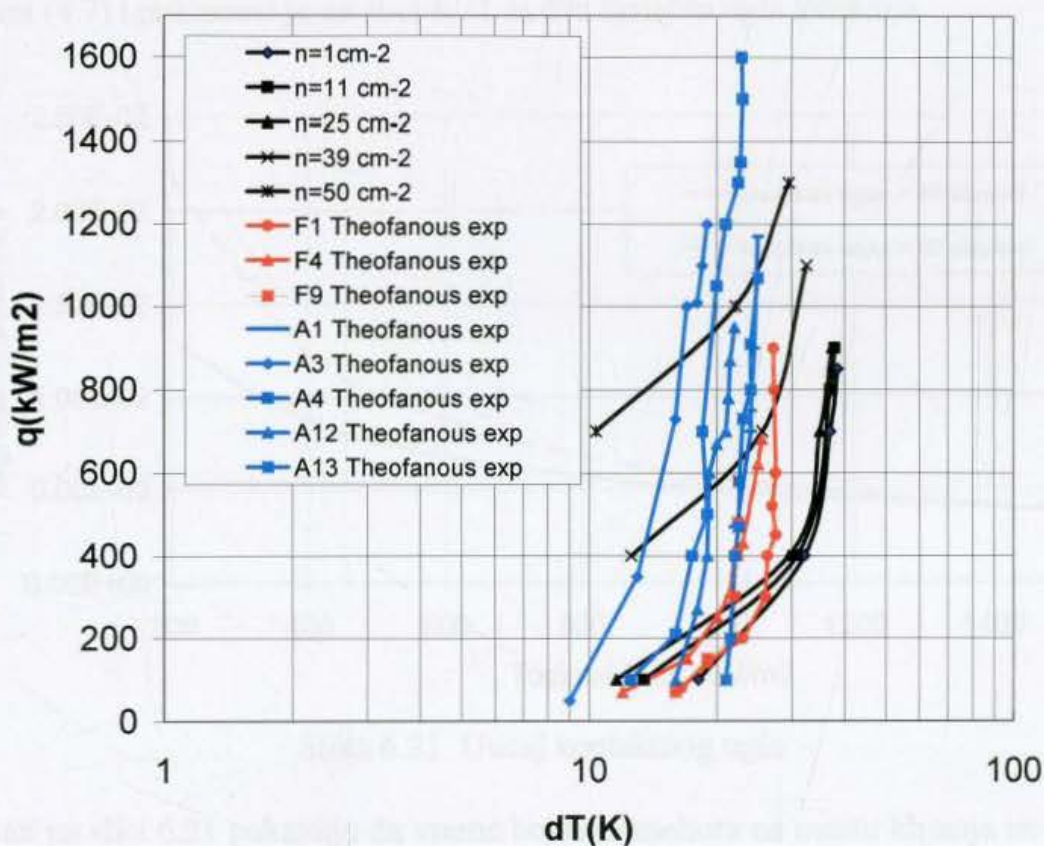
Poređenjem sa eksperimentalnim rezultatima je moguće poređenje na slici 6.18. Poređenje rezultata numeričke simulacije kritičnog toplotnog fluksa u zavisnosti od gustine nukleacije sa izmerenim vrednostima prikazanim u radovima [12,13] je prikazano na slici 6.18. Obe grupe rezultata, i numerički i eksperimentalni, pokazuju porast kritičnog toplotnog fluksa sa porastom gustine nukleacije.



Slika 6.18 Poređenje eksperimentalnih rezultata [12,13] i rezultata simulacije za zavisnost kritičnog toplotnog fluksa od broja centara nukleacije



Slika 6.19 Poređenje eksperimentalnih rezultata Wang i Dhira [37] (zavisnost toplotnog fluksa od razlike temperature zida i temperature saturacije) sa numeričkim rezultatima dobijenim sopstvenim modelom



Slika 6.20 Poređenje eksperimentalnih rezultata Theofanous [12, 13] (zavisnost toplotnog fluksa od razlike temperature zida i temperature saturacije) sa predloženim modelom za glatke zagrejače (F1, F4, F9) i hrapave zagrejače (A1, A3, A4, A12, A13)

Na slikama 6.19 i 6.20 su upoređeni numerički i eksperimentalni rezultati zavisnosti kritičnog toplotnog fluksa od razlike temperatura zida i saturacije. Nagib linija dobijenih

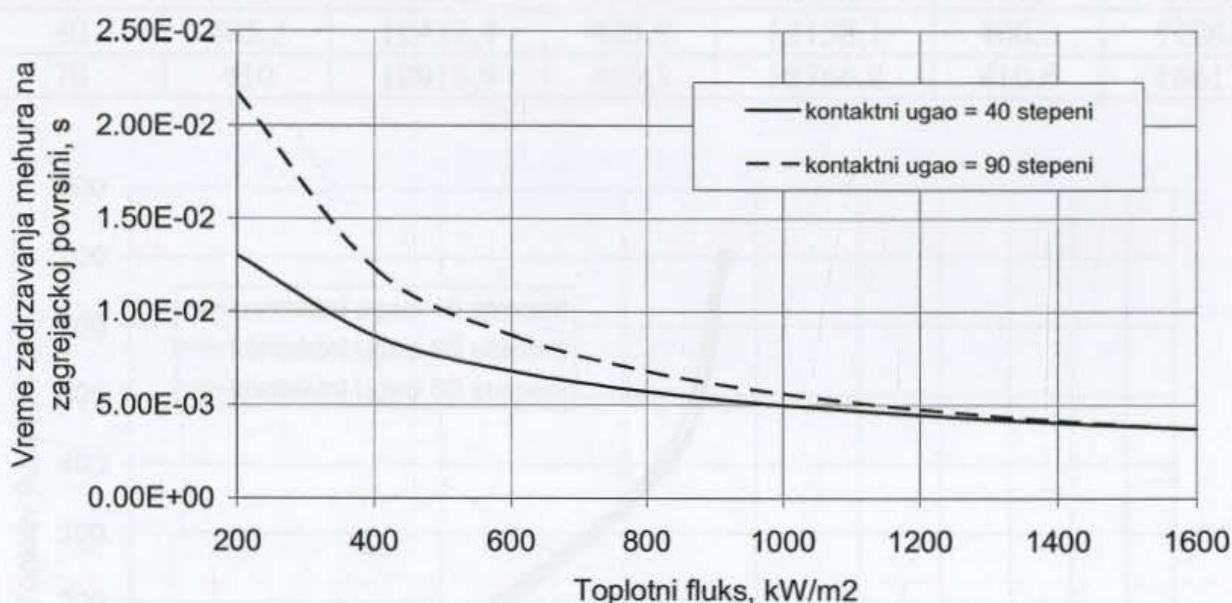
numeričkim simulacijama na prati u potpunosti izmene zavisnosti. To se objašnjava time što su pojedine numeričke zavisnosti dobijene za konstantne vrednosti gustine nukleacije, dok se u stvarnoj fizičkoj pojavi gustina nukleacije povećava sa povećanjem toplotnog fluksa. U [31] je pokazano da poluprečnik kaviteta na hrapavoj površini u kome počinje rast mehura zavisi obrnuto proporcionalno od pregrevanja zida u odnosu na temperaturu saturacije

$$R = \frac{2\sigma T_{sat}}{\rho_2 r (T_z - T_{sat})} \quad (6.2)$$

gde je σ površinski napon, ρ_2 je gustina pare, r relativna toplota isparavanja, T_z temperatura zida, a T_{sat} temperatura saturacije za pritisak dvofazne mešavine koja ključa. Sa povećanjem toplotnog fluksa raste i temperaturska razlika $T_z - T_{sat}$, što prema jednačini (6.2) dovodi do smanjenja radijusa kaviteta na kome dolazi do formiranja mehura. Na osnovu ovog razmatranja se zaključuje da sa povećanjem toplotnog fluksa kao kljajališta mehurova postaju i kaviteti manjih dimenzija na hrapavoj površini, što dovodi do povećanja gustine nukleacije [31].

6.1.2. Uticaj kontaktnog ugla

U zavisnosti od kontaktnog ugla menja se i vreme zadržavanja mehura na zagrejačkoj površini, prema izvedenoj relaciji (4.7). Vreme boravka mehura je sračunato prema jednačini (4.7) i prikazano je na slici 6.21 za dva različita ugla kvašenja.



Slika 6.21 Uticaj kontaktnog ugla

Rezultati na slici 6.21 pokazuju da vreme boravka mehura na mestu kljanja ne zavisi od ugla kvašenja pri vrednostima toplotnog fluksa većim od približno 100 W/cm^2 , tako da je numerička analiza uticaja ovog vremena sprovedena za toplotni fluks čije su vrednosti 10 W/cm^2 , 40 W/cm^2 i 70 W/cm^2 na pregrevanje zagrejačkog zida ($T_z - T_{sat}$) i odgovarajući koeficijent prelaza toplote

$$h = \frac{\dot{q}}{T_z - T_{sat}} \quad (6.3)$$

Dobijeni rezultati su prikazani u tabeli 6.8 i na slikama 6.22 i 6.23.

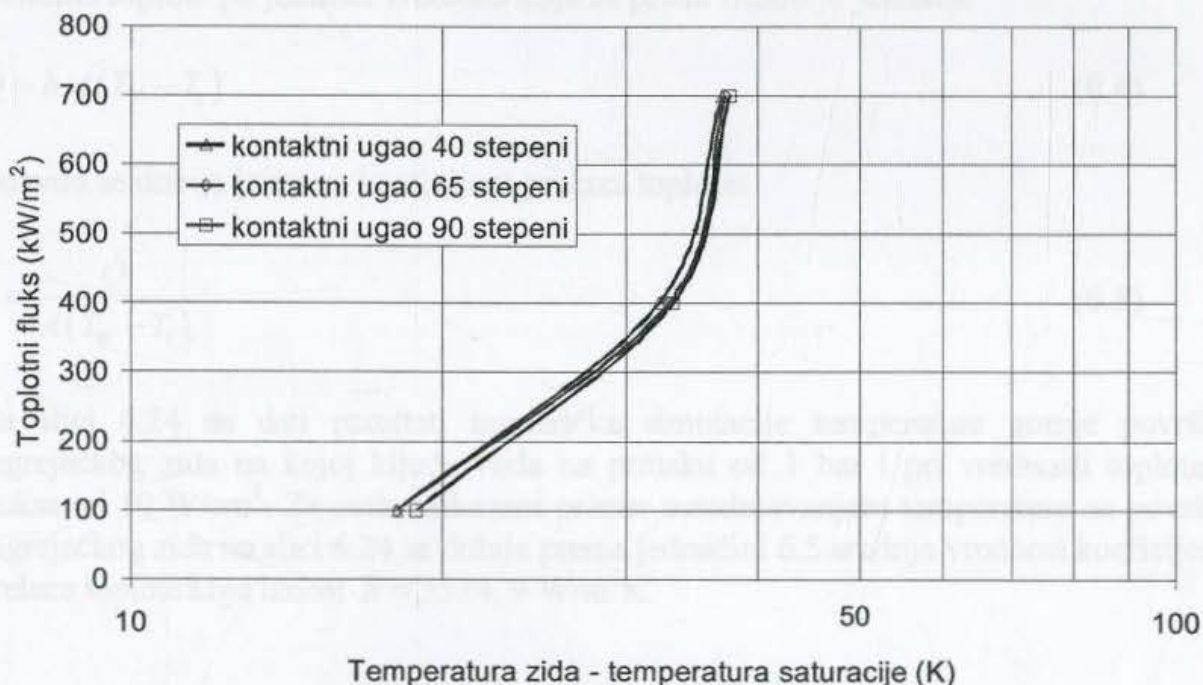
Tabela 6.7 Vrednosti vremena boravka mehura na mestu njegovog rasta na zagrejačkom zidu su sračunata prema jednačini (4.7) za različite vrednosti toplotnog fluksa i ugla kvašenja

q (W/cm ²)	t _b (s)		
	kontaktni ugao 40°	kontaktni ugao 65°	kontaktni ugao 90°
10	1,75·10 ⁻²	2,5·10 ⁻²	3·10 ⁻²
40	8,3·10 ⁻³	10 ⁻²	1,25·10 ⁻²
70	6,7·10 ⁻³	7·10 ⁻³	7,5·10 ⁻³
100	5·10 ⁻³	5·10 ⁻³	5·10 ⁻³

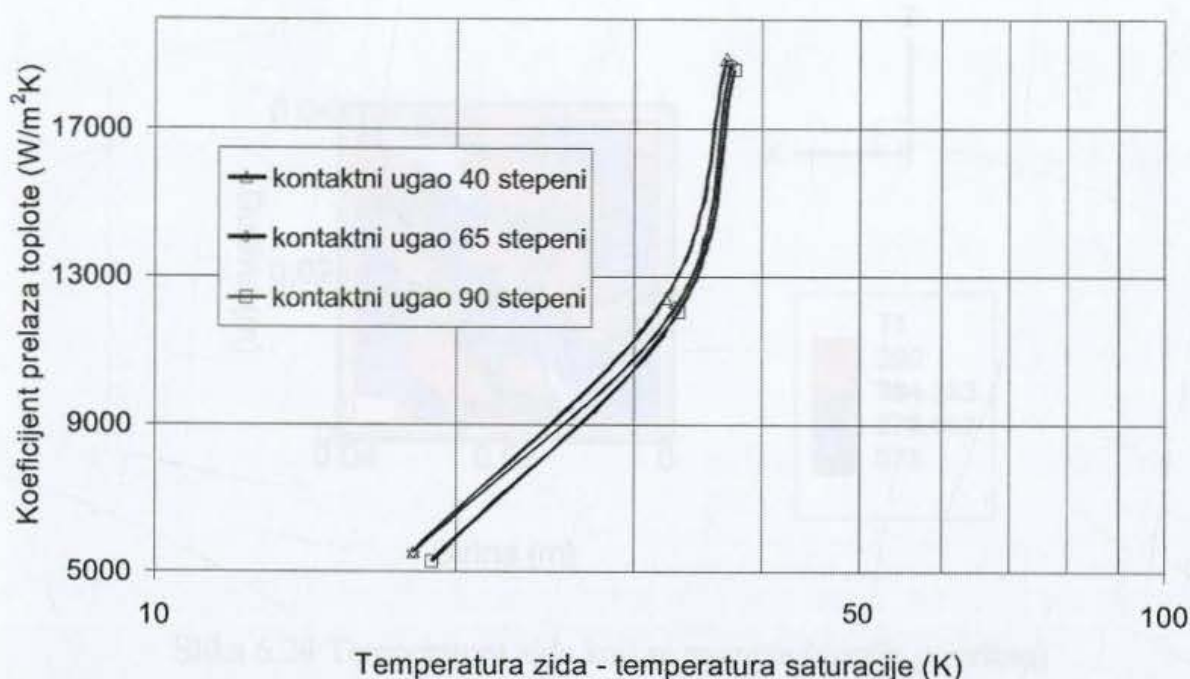
Nakon izvršenih numeričkih eksperimenata dobijeni su sledeći rezultati:

Tabela 6.8 Srednja vrednost temperature zida zagrejača i srednja vrednost koeficijenta prelaza toplote za različite vrednosti kontaktnog ugla

q (W/cm ²)	kontaktni ugao 40°		kontaktni ugao 65°		kontaktni ugao 90°	
	T _{wsr} (K)	h _{sr} (W/m ² K)	T _{wsr} (K)	h _{sr} (W/m ² K)	T _{wsr} (K)	h _{sr} (W/m ² K)
10	391,1	5524,9	391,1	5524,9	391,9	5291,0
40	405,2	12422,4	405,9	12158,1	406,2	12048,2
70	410	18918,9	410,3	18766,8	410,6	18617,0



Slika 6.22 Zavisnost srednje vrednosti toplotnog fluksa od razlike temperatura zida i temperatura saturacije za različite kontaktne uglove



Slika 6.23 Zavisnost srednjeg koeficijanta prelaza toplote od razlike temperatura zida i temperatura saturacije za različite kontaktne uglove

Na osnovu rezultata na slikama 6.22 i 6.23 može se zaključiti da kontaktni ugao ne utiče značajno na temperaturu zida zagrejača i koeficijent prelaza toplote.

6.1.3. Računanje koeficijenta prelaza toplote korišćenjem različitih empirijskih izraza i poredenje sa sopstvenim modelom

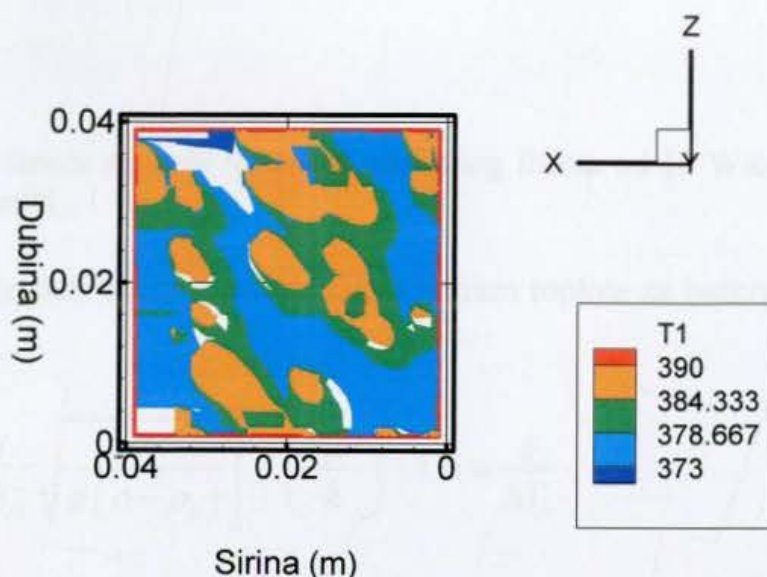
Količina toplote po jedinici vremena koja se preda fluidu je jednaka:

$$\dot{Q} = h A (T_w - T_1) \quad (6.4)$$

Oдавde se dobija izraz za koeficijent prelaza toplote:

$$h = \frac{\dot{Q}}{A(T_w - T_1)} \quad (6.5)$$

Na slici 6.24 su dati rezultati numeričke simulacije temperature gornje površine zagrejačkog zida na kojoj ključa voda na pritisku od 1 bar i pri vrednosti toplotnog fluksa od 10 W/cm^2 . Za ovde prikazani primer osrednjavanjem temperature na površini zagrejačkog zida na slici 6.24 se dobija prema jednačini 6.5 srednja vrednost koeficijenta prelaza toplote koja iznosi $h = 5524,9 \text{ W/m}^2\text{K}$.



Slika 6.24 Temperatura zida koji se zagreva (gornja površina)

U literaturi postoje različiti empirijski izrazi koji se koriste za određivanje koeficijenta prelaza toplote. Ti izrazi su dati za specifične uslove u kojima se odvija proces, kao i za različite vrste fluida i vrste materijala i stepena obradenosti zagrejačke ploče. Ovde su navedeni samo neki od njih i može se primetiti da se dobijaju značajno različite vrednosti koeficijenta prelaza toplote u zavisnosti od toga koji se izraz koristi. To je i očekivano, jer uslovi u numeričkom eksperimentu nisu identični uslovima u eksperimentima pomoću kojih su dobijeni ovi empirijski izrazi.

Mostinski [17] i Starczewski [17] su predložili sledeću korelaciju za računanje koeficijenta prelaza toplote. Ovi izrazi ne uzimaju u obzir uticaj zagrejačke površine.

$$h = 0.106 p_c^{0.69} q^{0.7} f(p_R) \quad (6.6)$$

$$f(p_R) = 1.8 p_R^{0.17} + 4 p_R^{1.2} + 10 p_R^{10}$$

gde je p_c (bar) kritičan pritisak, a $p_R = \frac{P}{p_c}$.

Srednja vrednost koeficijenta prelaza toplote pri ključanju vode za $p=1$ bar dobijena primenom ovog izraza je $h=5296,183 \text{ W/m}^2\text{K}$.

Foster-Zuber-ova korelacija :

$$h = \frac{0.00122 \Delta T_{sat}^{0.24} \Delta p_{sat}^{0.75} c_{pl}^{0.45} \rho_l^{0.49} \kappa_l^{0.79}}{\sigma^{0.5} \lambda^{0.24} \mu_l^{0.29} \rho_g^{0.24}} \quad (6.7)$$

za koeficijent prelaza toplote za dvofaznu mešavinu voda-vodena para pri pritisku $p=1$ bar. Na osnovu nje se dobija $h=8999,572 \text{ W/m}^2\text{K}$.

Srednje vrednosti koeficijenta prelaza toplote za bazensko ključanja se mogu odrediti primenom različitih empirijskih izraza. Jedan od najjednostavnijih, ali i najpoznatijih i najčešće korišćenih je i korelacija koju su razvili Shourki i Judd [17]:

$$h = 3 \cdot q^{0.7} \quad (6.8)$$

Primenom ovog izraza za male vrednosti toplotnog fluksa od 10 W/cm^2 se dobija da je $h = 9486,833 \text{ W/m}^2\text{K}$.

Rohsenow [17] je razvio izraz za koeficijent prelaza toplote za bazensko ključanje, gde je:

$$\frac{c_p \Delta T_b}{h_{fg}} = C_{sf} \left[\frac{q}{\mu h_{fg}} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho - \rho_g)}} \right]^{0.33} \left(\frac{c_p \mu}{k} \right)^n \text{ i } h = \frac{q}{\Delta T_b} \quad (6.9)$$

gde je $C_{sf} = 0,015$ [18] konstanta, koja zavisi od vrste zagrevanja i vrste zagrejačke površine i fluida, a $n = 1,7$ [18] je koeficijent koji se dobija eksperimentalno. Ovaj izraz se koristi za ključanje vode. Na ovaj način se dobija $h = 6627,477 \text{ W/m}^2\text{K}$.

Sledeća korelacija za računanje koeficijenta prelaza toplote koja je predložena je Pioro-va korelacija [17].

$$Nu = C_{sf} K^{\frac{2}{3}} Pr^m, \quad \frac{hl}{k} = C_{sf} \left\{ \frac{q}{h_{fg} \rho_g^{0.5} [\sigma g (\rho - \rho_g)]^{0.25}} \right\}^{\frac{2}{3}} Pr^m \quad (6.10)$$

gde je $C_{sf} = 0,015$ konstanta [18], koja zavisi od vrste zagrevanja i vrste zagrejačke površine (bakarna ploča) i fluida (dvofazna mešavina voda-vodena para), a m je koeficijent koji se dobija eksperimentalno [18]. Primenom ovog izraza se dobija $h = 3174,974 \text{ W/m}^2\text{K}$.

Veoma su često korišćene Kutateladze-ove korelacije [17].

"Nova" Kutateladze-ova korelacija za ključanje vode i pritisak od $p = 1$ bar:

$$Nu = 3.37 \times 10^{-9} K^{-2} M^{-4}, \text{ gde je } Nu = \frac{h_b l}{k}, \quad K = \frac{h_{fg} h_b}{c_p q}, \quad M^4 = \frac{\sigma g}{\left(\frac{p}{\rho_g} \right)^2} \text{ i}$$

$$h = \left[3.37 \times 10^{-9} \frac{k}{l} \left(\frac{h_{fg}}{c_p q} \right)^{-2} M^{-4} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (6.11)$$

Dobija se $h = 8213,104 \text{ W/m}^2\text{K}$.

"Stara" Kutateladze-ova korelacija za ključanje vode i pritisak od $p = 1$ bar:

$$Nu = 0.44 K^{0.7} Pr^{0.35} \text{ ili } \frac{hl}{k} = 0.44 \left(\frac{1 \times 10^{-4} q p}{g h_{fg} \rho_g \mu} \frac{\rho}{\rho - \rho_g} \right)^{0.7} Pr^{0.35} \quad (6.12)$$

$h = 5206,991 \text{ W/m}^2\text{K}$.

Labuntsov korelacija [17] za bazensko ključanje vode i pritisak od $p=1$ bar:

$$h = 0.075 \left[1 + 10 \left(\frac{\rho_g}{\rho - \rho_g} \right)^{0.67} \right] \left(\frac{k^2}{\nu \sigma (T_s + 273.15)} \right)^{0.33} q^{0.67} \quad (6.13)$$

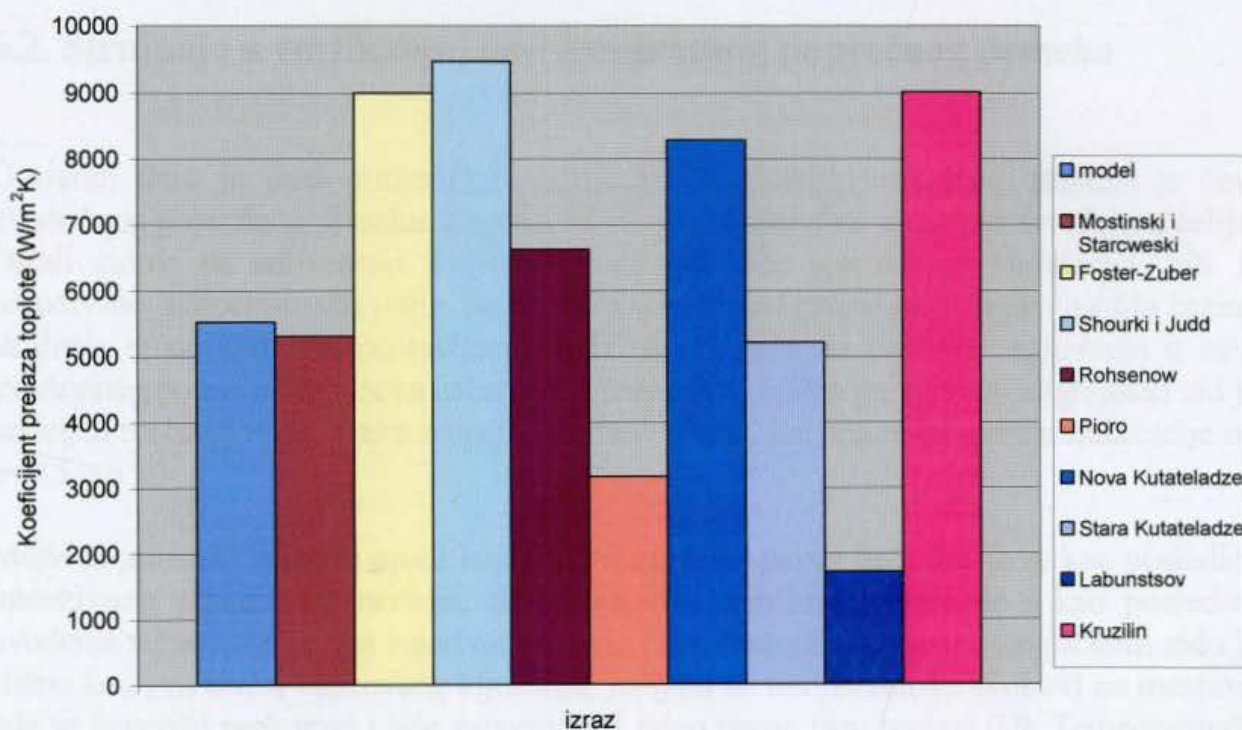
$$h = 1712,954 \text{ W/m}^2\text{K.}$$

Kruzilin korelacija [17] za dvofaznu mešavinu voda-vodena para:

$$\frac{hl}{k} = 0.082 \left(\frac{h_{fg} q}{g (T_s + 273.15) k} \frac{\rho_g}{\rho - \rho_g} \right)^{0.7} \left(\frac{(T_s + 273.15) c_p \sigma \rho}{h_{fg}^2 \rho_g^2 l} \right)^{0.33} \text{Pr}^{-0.45} \quad (6.14)$$

$$h = 8983,821 \text{ W/m}^2\text{K.}$$

U tabeli 6.9 je dat uporedni prikaz poređenja rezultata modela sa empirijskim izrazima za različite vrednosti toplotnog fluksa. Rezultati modela su dati i za različite hrapavosti zagrejačke površine. Napominjem da u empirijskim izrazima ne postoje članovi koji se odnose na hrapavost površine, neki uzimaju u obzir karakteristike zagrejačke površine i dvofazne mešavine, a neke samo vrednosti toplotnog fluksa, jednačina 6.8.



Slika 6.25 Poređenje eksperimentalnih rezultata sa različitim empirijskim izrazima za određivanje koeficijenta prelaza toplote za toplotni fluks 10 W/cm^2 i $n=1 \text{ cm}^{-2}$

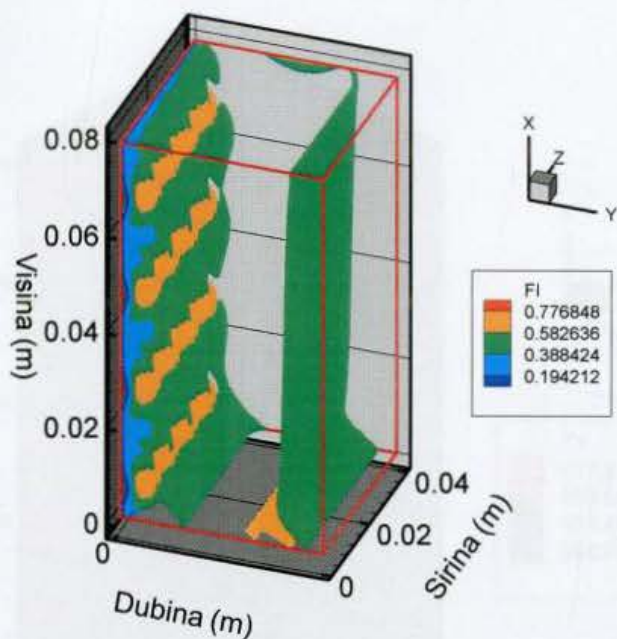
Tabela 6.9 Poređenje modela i empirijskih izraza za koeficijent prelaza toplote za ključanje vode, zagrejački zid od bakra i pri pritisku $p=1$ bar

$h(\text{W}/\text{m}^2\text{K})$	10 W/cm^2	40 W/cm^2	70 W/cm^2	85 W/cm^2	80 W/cm^2	90 W/cm^2	100 W/cm^2	110 W/cm^2	130 W/cm^2
Model									
n=1	5524,9	12422,4	18918,9	22020,7					
n=11	7407,4	12945,0			21621,0	23746,7			
n=25	8620,7	13513,5	20000,0			24064,2			
n=39		31746,0	27343,7					33742,3	
n=50			67307,7				45045,0		43918,9
Mostinski i Starczewski	5296,2	13976,7	20679,1	23689,5	22705,2	24656,6	26543,8	28375,1	31895,1
Foster-Zuber	8999,5	10333,8	10684,3	10793,4	12268,4	12757,8	13398,6	12430,5	13805,6
Shourki i Judd	9486,8	25035,9	37041,6	42434,0	40670,9	44166,3	47546,8	50827,2	57132,3
Rohsenow	6627,5	16777,5	24409,8	27800,9	26694,3	28886,2	30999,0	33043,1	36956,5
Pioro	3174,9	8000,47	11618,3	13223,8	23002,1	50269,7	233333	65406,5	176935
"Nova" Kutateladze	8213,1	20676,6	30015,3	34158,6	32806,9	35484,0	38063,4	40557,8	45330,8
"Stara" Kutateladze	5206,9	13741,3	20330,8	23290,6	22322,9	24241,3	26096,8	27897,3	31357,9
Labuntsov	1712,9	4336,4	6309,0	7185,5	6899,5	7466,0	8012,1	8540,4	9551,9
Kruzilin	8983,8	23709,4	35077,6	40184,1	38514,5	41824,5	45025,8	48132,2	54103,0

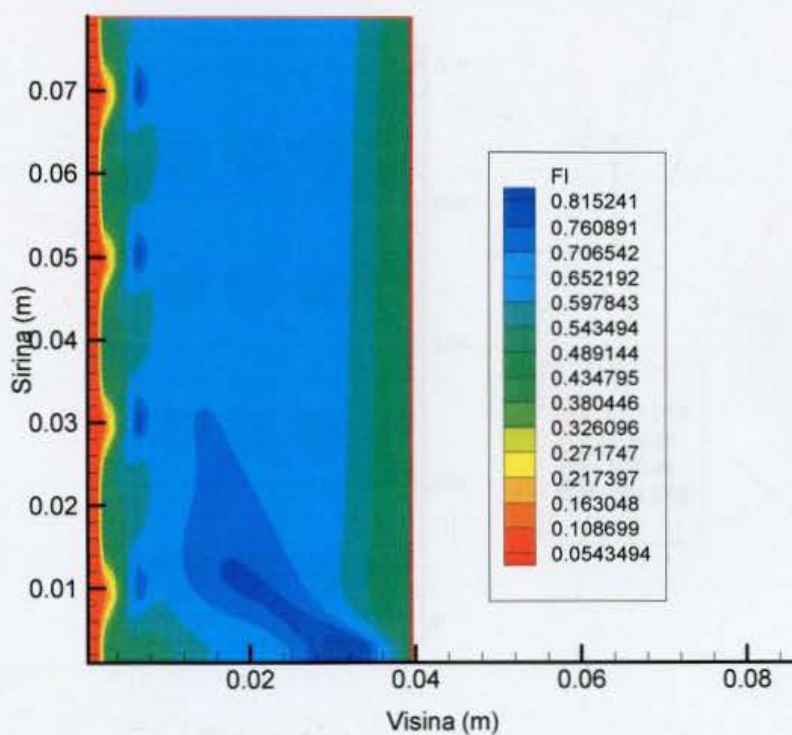
6.2. Strujanje u vertikalnoj cevi kvadratnog poprečnog preseka

U ovom delu je data numerička simulacija za slučaj vertikalnog stujanja u cevi kvadratnog poprečnog preseka. Zagrejački zid je predstavljen samo jednim slojem ćelija. Ostali zidovi su adijabatski izolovani i za njih nije sprovedena simulacija, niti je određivano temperaturno polje. Na ulazu u cev se zadaje strujanje preko profila brzine strujanja tečne faze. Pretpostavljeno je da se pre početka procesa zagrevanja u cevi kvadratnog poprečnog preseka nalazi 50% tečne faze i 50% parne faze. Zagrejački zid je podeljen na četiri zone, svaka zona je površine 2 cm^2 , što odgovara gustini nukleacije od $n=0,5 \text{ cm}^{-2}$.

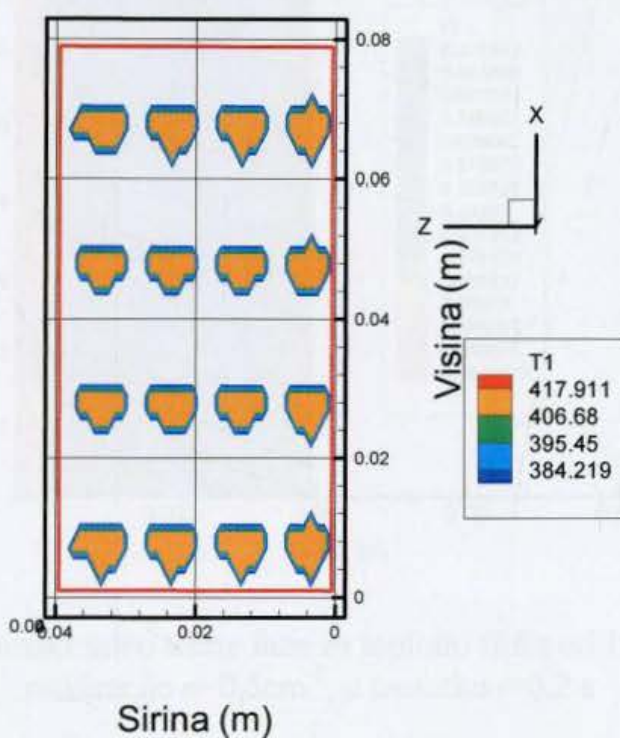
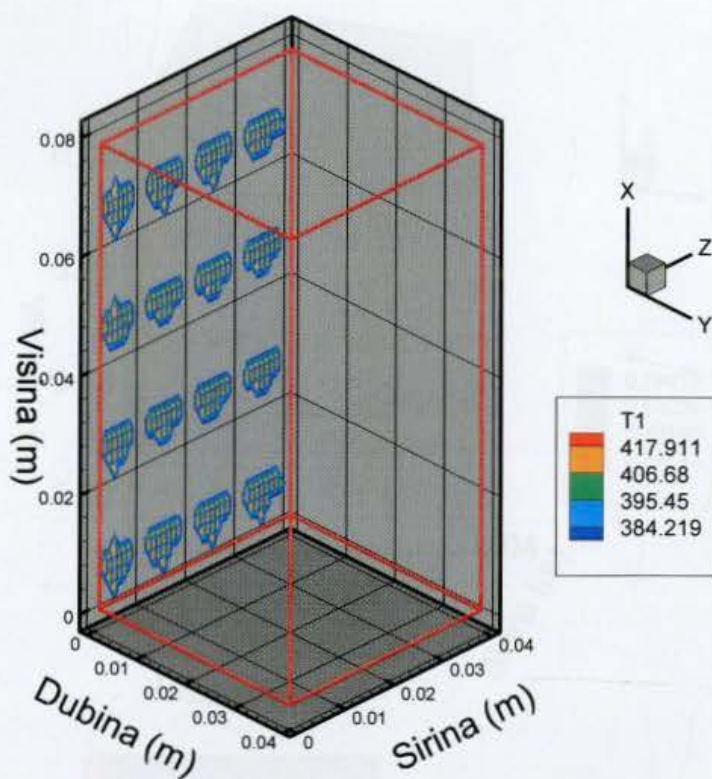
Može se primetiti talasasti profil koji razdvaja tečnu i parnu fazu. Javlja se kao posledica intenzivnog procesa isparavanja, delovanja sile zemljine gravitacije i kao posledica uvođenja tečne faze na dnu isparivačke cevi. Temperaturno polje u zagrejačkom zidu je slično kao i za slučaj bazenskog ključanja, javljaju se temperaturni skokovi na mestima gde se generišu mehurovi i gde zapreminski udeo parne faze prelazi 0,9. Temperaturni skok je i u ovom slučaju oko 50 K, slika 6.28. Temperatura dvofazne mešavine ostaje nepromenjena i približno jednaka temperaturi saturacije.



Slika 6.26 Zapreminski udeo parne faze pri vertikalnom strujanju na gore za toplotni fluks od 100 W/cm^2 , gustinu nukleacije $n=0,5\text{cm}^{-2}$, u trenutku $t=0,01\text{s}$

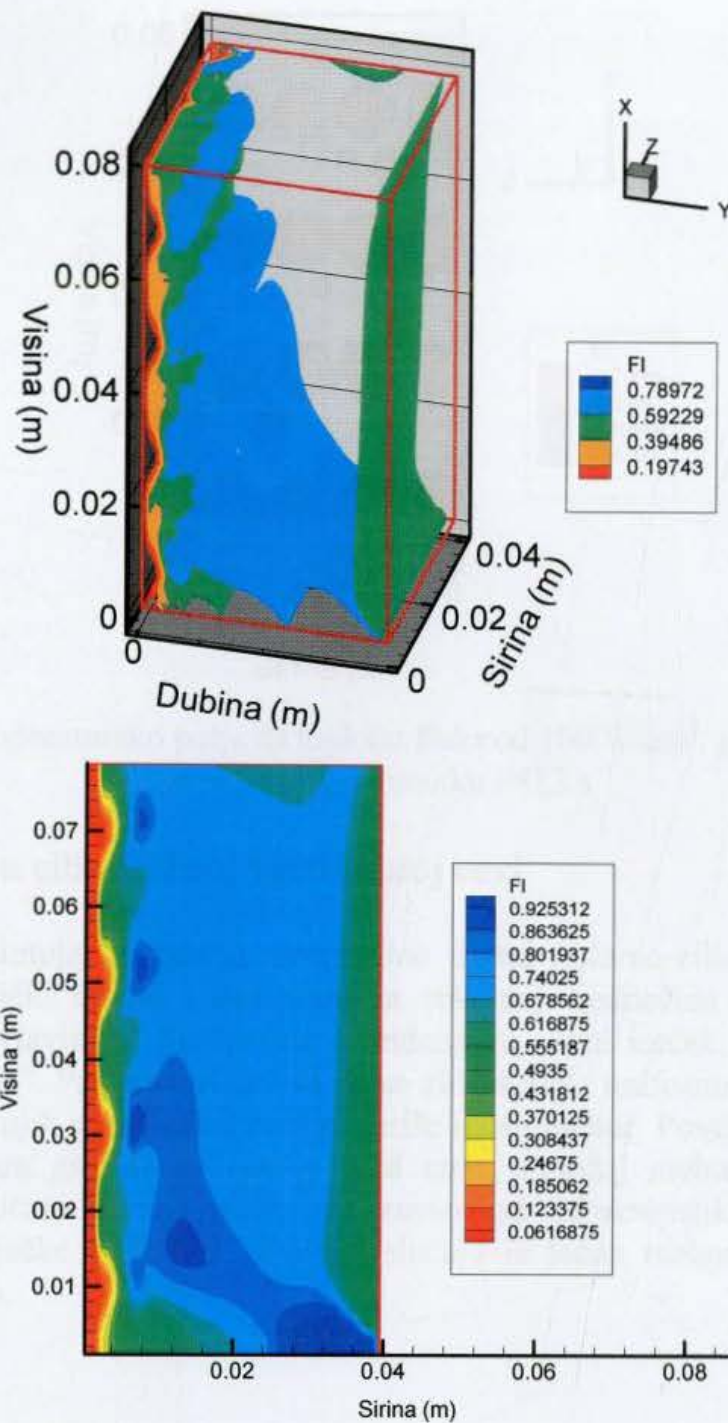


Slika 6.27 Zapreminski udeo parne faze pri vertikalnom strujanju na gore za toplotni fluks od 100 W/cm^2 , gustinu nukleacije $n=0,5\text{cm}^{-2}$, u trenutku $t=0,01\text{s}$, 2D prikaz



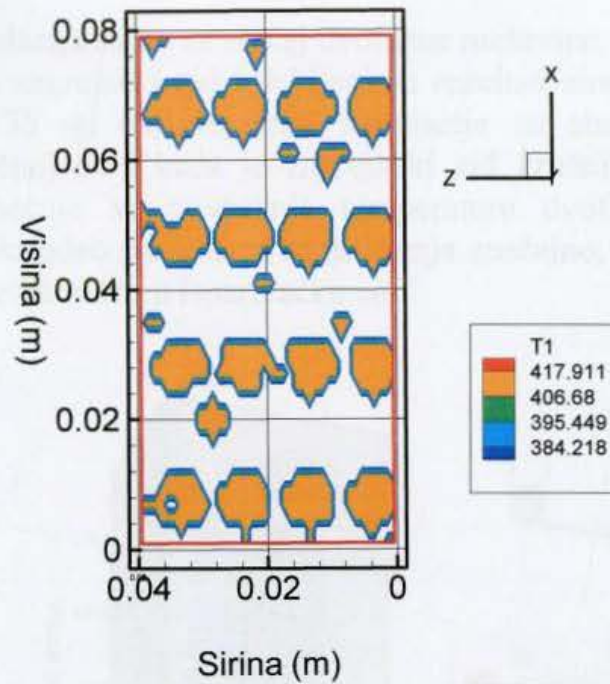
Slika 6.28 Temperaturna raspodela unutar zagrejačkog zida pri vertikalnom strujanju na gore za toplotni fluks od 100 W/cm^2 , gustinu nukleacije $n=0,5\text{cm}^{-2}$, u trenutku $t=0,01\text{s}$

Zatim je sprovedeno strujanje u cevi kvadratnog poprečnog preseka, gde se jedna strana cevi zagreva, a zid koji se zagreva je predstavljen pomoću sloja od 10 ćelija. Rezultati simulacije su dati na slikama 6.29 i 6.30.



Slika 6.29 Zapreminski udeo tečne faze za toplotni fluks od 100 W/cm^2 , gustinu nukleacije $n=0,5 \text{ cm}^{-2}$, u trenutku $t=0,2 \text{ s}$

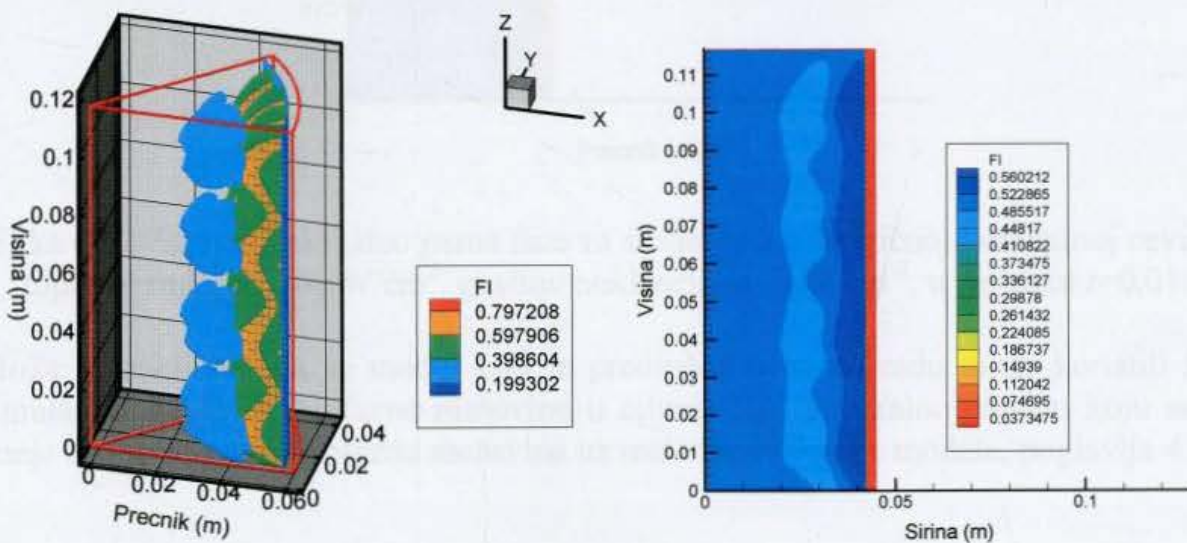
Pretpostavljeni su isti uslovi kao i u prethodnom slučaju. Rezultati simulacije su isti kao i u slučaju vertikalnog strujanja na gore kada se zagrejački zid predstavlja jednim slojem ćelija. Jedina je razlika u temperaturskom polju u zidu. Temperaturski skok je isti kao i u prethodnim slučajevima, oko 40 K , samo se primećuje preciznije temperatursko polje unutar zagrejačkog zida. Temperatura dvofazne mešavine je nepromenjena i približno jednaka temperaturi saturacije. Na samom ulazu u kanal se ne javlja povećanje temperature, jer na ulazu postoji dotok tečne faze, čija je temperatura jednaka temperaturi saturacije i na taj način se vrši hlađenje zagrejačkog zida na ulazu.



Slika 6.30 Temperaturno polje za toplotni fluks od 100 W/cm^2 , gustinu nukleacije $n=0,5 \text{ cm}^{-2}$, u trenutku $t=0,2 \text{ s}$

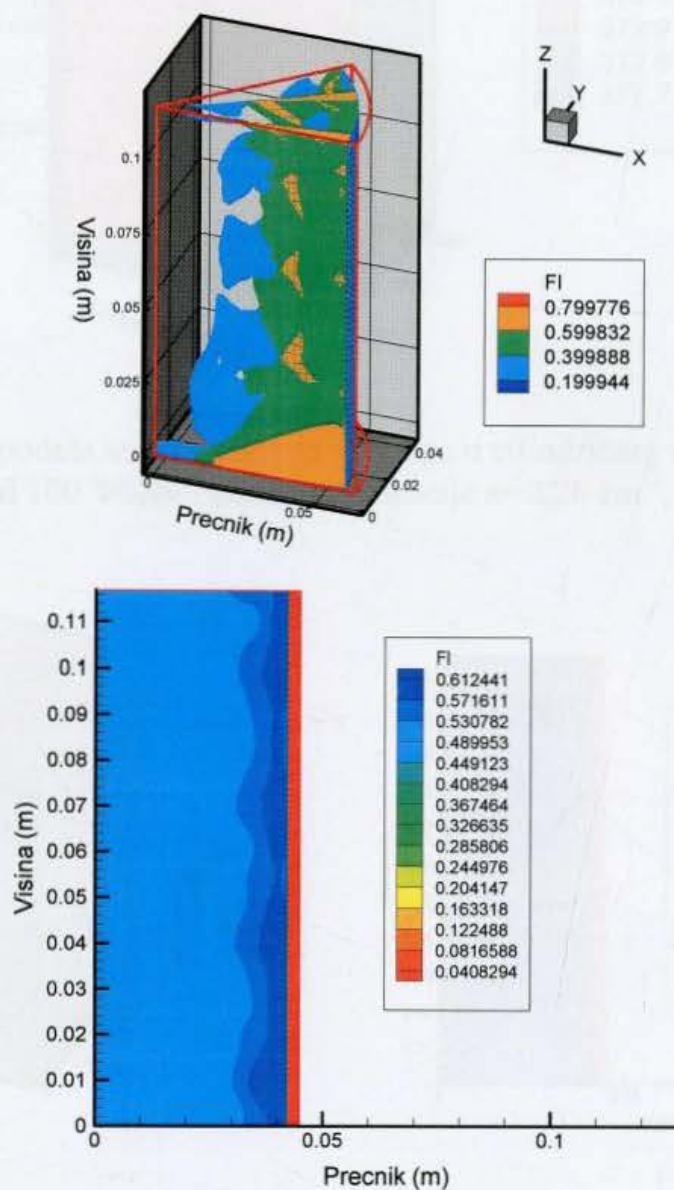
6.3. Strujanje u cilindričnoj vertikalnoj cevi

Za ovaj slučaj simulacije bilo je neophodno uvesti polarno-cilindrični koordinatni sistem. Matematički model i algoritam za rješavanje jednačina održanja u dati u poglavlju 4 i poglavlju 5. Simulacija je rađena za cevni isečak, pri čemu se ugao menja od 0° do 45° . Pretpostavljeno je da se zid zagreva uniformno i zid je podjeljen na 4×4 zone od kojih se u svakoj zoni generiše jedan mehur. Površina zone je $3,5325 \text{ cm}^2$, što odgovara gustini nukleacije $0,28 \text{ cm}^{-2}$. Položaj mehura unutar zone se određuje stohastički, a broj mehurova zavisi od karakteristika materijala i od hrapavosti zagrejačke površine. U ovom slučaju je jedan mehur u jednoj zoni na zagrejačkom zidu.



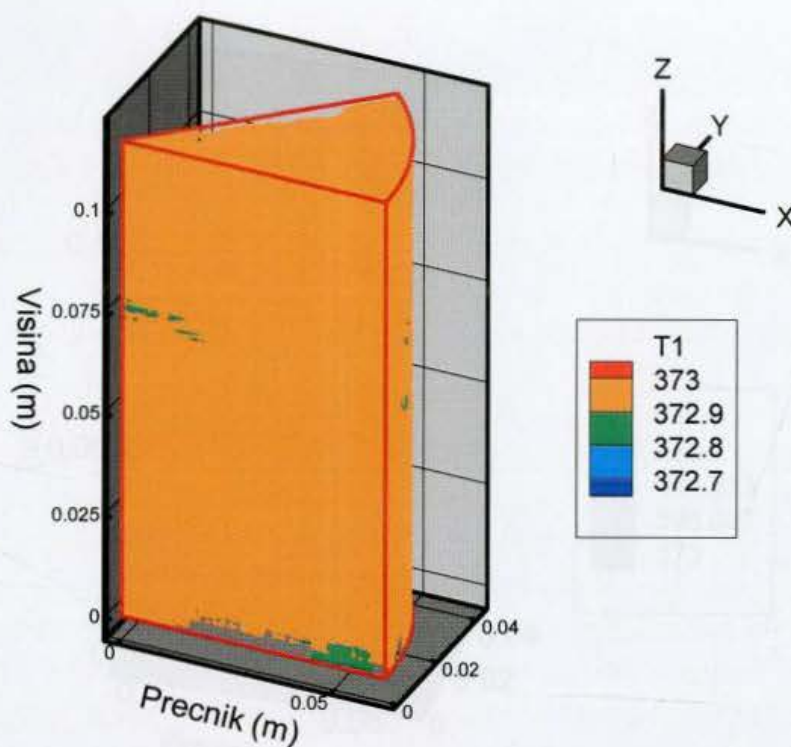
Slika 6.31 Zapreminski udeo parne faze za strujanje u cilindričnoj vertikalnoj cevi za toplotni fluks od 100 W/cm^2 , gustinu nukleacije $n=0,28 \text{ cm}^{-2}$, u trenutku $t=0,01 \text{ s}$

Prvo je urađena simulacija samo za slučaj dvofazne mešavine, slika 6.31, a u nastavku je u model uvršten i zagrejački zid i dobijeni su rezultati simulacije i u tom slučaju. Na slikama 6.32-6.35 su dati rezultati simulacije za slučaj strujanja dvofazne mešavine u cilindričnoj cevi kada je zagrejački zid kružni luk modeliran jednim slojem ćelija. Primećuje se povećanje temperature dvofazne mešavine tokom vremena. Zapreminski udeo parne faze se ne menja značajno, što je posledica stalnog ubacivanja tečne faze na ulazu u isparivačku cev.

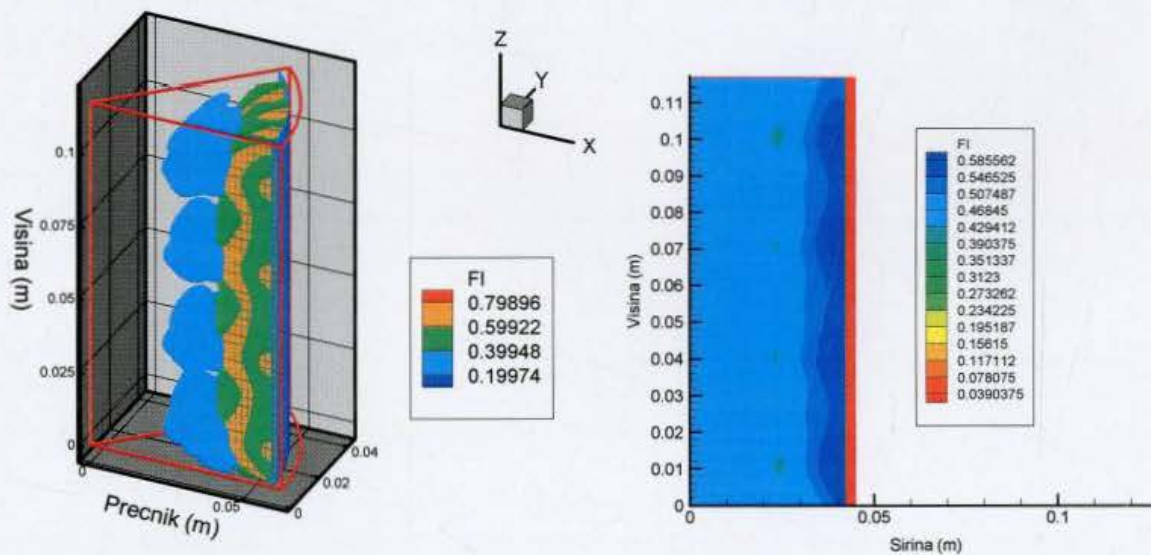


Slika 6.32 Zapreminski udeo parne faze za strujanje u cilindričnoj vertikalnoj cevi za toplotni fluks od 100 W/cm^2 , gustinu nukleacije $n=0,28 \text{ cm}^{-2}$, u trenutku $t=0,01 \text{ s}$

Može se zaključiti da se model koji je predložen u ovom radu može koristiti i za simulaciju strujanja dvofazne mešavine u cilindričnoj vertikalnoj cevi u koju se sa donje strane ubacuje dvofazna mešavina uz male modifikacije modela, poglavlja 4 i 5.

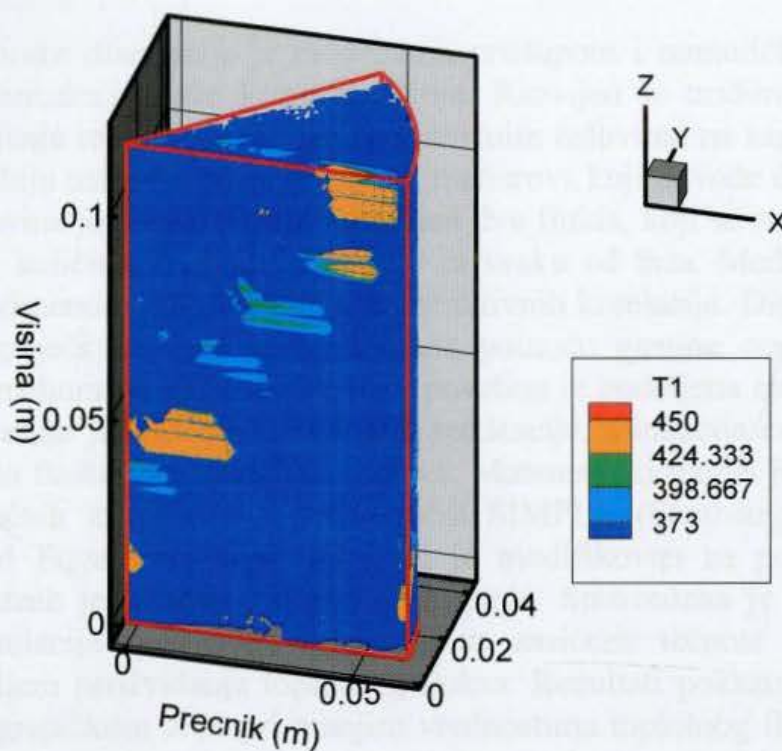


Slika 6.33 Raspodela temperature za strujanje u cilindričnoj vertikalnoj cevi za toplotni fluks od 100 W/cm^2 , gustinu nukleacije $n=0,28 \text{ cm}^{-2}$, u trenutku $t=0,01\text{s}$



Slika 6.34 Zapreminski udeo parne faze za strujanje u cilindričnoj vertikalnoj cevi za toplotni fluks od 100 W/cm^2 , gustinu nukleacije $n=0,28 \text{ cm}^{-2}$, u trenutku $t=0,1\text{s}$

7. Zaključak



Slika 6.35 Raspodela temperature za strujanje u cilindričnoj vertikalnoj cevi za toplotni fluks od 100 W/cm^2 , gustinu nukleacije $n=0,28 \text{ cm}^{-2}$, u trenutku $t=0,1 \text{ s}$

7. Zaključak

U okviru doktorske disertacije je modelskim pristupom i numeričkim simulacijama istraživana mehanizam pojave krize ključanja. Razvijen je trodimenzionalni model dvofaznog strujanja tečne i parne faze sa graničnim uslovima na zagrejačkoj površini kojima se određuju uslovi generacije parnih mehurova koji dovode do krize ključanja. Dvofazna mešavina je predstavljena modelom dva fluida, koji se sastoji od jednačina održanja mase, količine kretanja i energije za svaku od faza. Međufazno dejstvo je uzeto u obzir primenom odgovarajućih konstitutivnih korelacija. Dinamika generacije mehura na zagrejačkom zidu je modelirana pomoću gustine centara nukleacije i vremena rasta mehura na zidu. Zagrejačka površina je podeljena na zone, čiji je broj po jedinici površine jednak gustini centara nukleacije, a lokacija centra nukleacije u zoni je određena funkcijom slučajnih brojeva. Matematički model je numerički rešen metodom konačnih zapremina i korišćenjem SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) algoritma koji je modifikovan za potrebe spregnutog rešavanja bilansnih jednačina dvofaznog strujanja. Sprovedena je trodimenzionalna numerička simulacija bazenskog ključanja za zasićenu tečnost pri atmosferskim uslovima sa ciljem predviđanja toplotnog fluksa. Rezultati pokazuju veću okvašenu površinu na zagrejačkom zidu pri manjim vrednostima toplotnog fluksa i površinsko zasušenje za kritične vrednosti toplotnog fluksa. Pokazano je da smanjenje gustine centara nukleacije vodi ka smanjenju vrednosti kritičnog toplotnog fluksa. Dobijeni rezultati kritičnog toplotnog fluksa se dobro slažu sa raspoloživim eksperimentalnim rezultatima. Ovaj pristup je originalan kako zbog primene dvofaznog dvofaznog modela za predviđanje krize ključanja, tako i zbog definisanja novih graničnih uslova na zagrejačkoj površini.

Pokazano je da hrapavost površine značajano utiče na vrednosti kritičnog toplotnog fluksa. Dobijeni numerički rezultati pokazuju da se sa povećanjem hrapavosti zagrevane površine povećava kritični toplotni fluks, jer se sa povećanjem hrapavosti povećava gustina kljajališta mehurova. Parametarski je analiziran uticaj hrapavosti zida zagrejačke cevi, ugla kvašenja tečnosti na zagrejačkoj površini i vrednosti toplotnog fluksa na pojavu krize ključanja. Na osnovu ove analize je moguće određivanje kritičnih vrednosti toplotnog fluksa za različite uslove ključanja, kao i predviđanje pojave mehanizma pregrevanja isparivačkih cevi.

Na osnovu predloženog modela i izvršene numeričke simulacije bilo je moguće izračunati koeficijent prelaza toplote sa zagrejačkog zida na dvofaznu mešavinu. Rezultati ovog proračuna su upoređeni sa empirijskim izrazima iz literature koji su korišćeni za izračunavanje koeficijenta prelaza toplote za različite fluide i različite materijale i karakteristike zagrejačke površine.

Rezultati numeričkih simulacija su upoređeni sa raspoloživim eksperimentalnim rezultatima. Dati su dijagrami na kojima su upoređeni rezultati dobijeni primenom modela i eksperimenta na kojima je predstavljena zavisnost broja kljajališta mehurova (zavisni od hrapavosti površine) i vrednosti kritičnog toplotnog fluksa, kriva ključanja (zavisnost toplotnog fluksa i razlika temperature zida i temperature saturacije) i zavisnost koeficijenta prelaza toplote i razlike temperature zida i temperature saturacije. Eksperimenti su rađeni pod različitim uslovima za različite hrapavosti zagrejačkih površina, ali se može zaključiti da su rezultati poređenja zadovoljavajući.

Na osnovu rezultata ovog istraživanja može se zaključiti da se ovde predstavljeni numerički postupak može koristiti za predviđanje procesa koji se odvijaju u isparivačkim cevima za različite parametre procesa. Takođe se može upotrebiti za dobijanje optimalnih vrednosti geometrijskih karakteristika isparivačkih cevi, različite materijale i kvalitete obrade zagrevačke površine od kojih se izrađuju cevi, kao i strujno-termičke procese koji su promenljivi za različite uslove procesa ključanja. Ispitivanje uslova pri kojima dolazi do pregrevanja isparivačke cevi, do njenog oštećenja, topljenja ili pucanja je od izuzetnog značaja za uslove sigurnosti i pouzdanosti svakog generatora pare u procesu proizvodnje.

Sa stanovišta inženjerske prakse razvijeni numerički postupak omogućava pouzdano predviđanje kritičnog toplotnog fluksa, što je veoma značajno za analize sigurnosti različitih vrsta generatora pare, kao i za razvoj novih generatora pare u cilju postizanja veće vrednosti kritičnog toplotnog fluksa, odnosno veće termičke pouzdanosti. Dalja istraživanja korišćenjem numeričkog postupka razvijenog u ovoj disertaciji mogu biti usmerena ka predviđanju uslova nastanka krize ključanja i vrednosti kritičnog toplotnog fluksa u strujnim kanalima različitih oblika i dimenzija poprečnog preseka i pri strujanjima različitih fluida, odnosno za uslove koji su od značaja za pouzdan rad i termičku sigurnost generatora pare.

7. J. L. Ples, W. Rohsenow, S. S. Dossim, Nucleate pool-boiling heat transfer: I. review of parametric effects of boiling surface, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 47, (2004), pp. 3037-3044
8. J. L. Ples, W. Rohsenow, S. S. Dossim, Nucleate pool-boiling heat transfer: II. comparison of prediction methods, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 47, (2004), pp. 3045-3057
9. J. L. Ples, Experimental evaluation of equations for the Rohsenow pool boiling correlation, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 41, (1998), pp. 3003-3013
10. Y. So, M. Sugi, S. Maruyama, Theoretical study of high heat flux pool boiling heat transfer, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 4, (2011), pp. 2357-2377
11. M. Sugi, Studies of boiling characteristics, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 47, (2004), pp. 1105-1118
12. T.-G. Theofanis, J. P. Tu, J. T. Dinh, E. N. Dink, The boiling crisis phenomenon Part I: radiation and microlayer boiling transfer, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 26, (2002), pp. 773-782
13. T.-G. Theofanis, E. N. Dink, J. P. Tu, A. T. Dinh, The boiling crisis phenomenon Part II: liquid dynamics and burnout, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 25, (2002), pp. 793-810
14. L. I. Guggen, J. A. Kutzelnigg, Critical heat flux as a function of heater size for a liquid boiling in a large container, *J. Eng. Phys.*, Vol. 33(5), (1977), pp. 1255-1267
15. I. Varga, L. I. Varga, M. C. G. Paveggi, M. A. Vidal, J. Ferras, Critical maximum heat flux, *Computational Sci. Comput. Technol.*, Vol. 122, (1), (1999), pp. 57-71
16. M. Saito, T. Minami, K. Mochizuki, H. Akimaru, Study on pool of subcooled jetting by various configurations in subcooled boiling flow along narrow rectangular channels with short heated length, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 46, (2003), pp. 1171-1181

Literatura

1. S. Nukiyama, Maximum and Minimum Values of Heat Transmitted from Metal to Boiling Water Under Atmospheric Pressure, *Journal of the Japanese Society of Mechanical Engineers*, Vol. 37, (1934), pp. 367-374, (in Japanese), *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 9, (1966), pp. 1419-1433. (in English)
2. K. Ma, C. Pan, The effect of heated wall thickness and materials on nucleate boiling at high heat flux, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, Vol. 26, Issue 8, (1999), pp. 1103-1114
3. G. P. Celata, M. Cumo, Y. Katto, A. Mariani, Prediction of the critical heat flux in water subcooled flow boiling using a new mechanistic approach, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 42, Issue 8, (1999), pp. 1457-1466
4. G. P. Celata, K. Mishima, G. Zummo, Critical heat flux prediction for saturated flow boiling of water in vertical tubes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 44, (2001), pp. 4323-4331
5. A. Inoue, S. Lee, Influence of two-phase flow characteristics on critical heat flux in low pressure, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 19, (1999), pp. 172-181
6. J. C. Sturgis, I. Mudawar, Critical heat flux in a long, rectangular channel subjected to one-side heating-II. Analysis of critical heat flux data, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 42, (1999), pp. 1849-186
7. I. L. Piro, W. Rohsenow, S. S. Doerffer, Nucleate pool-boiling heat transfer. I: review of parametric effects of boiling surface, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 47, (2004), pp. 5033-5044
8. I. L. Piro, W. Rohsenow, S. S. Doerffer, Nucleate pool-boiling heat transfer. II: assessment of prediction methods, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 47, (2004), pp. 5045-5057
9. I. L. Piro, Experimental evaluation of constants for the Rohsenow pool boiling correlation, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 42, (1999), pp. 2003-20013
10. Y. He, M. Shoji, S. Maruyama, Numerical study of high heat flux pool boiling heat transfer, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 4, (2001), pp. 2357-2373
11. M. Shoji, Studies of boiling chaos: a review, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 47, (2004), pp. 1105-1128
12. T. G. Theofanous, J. P. Tu, A. T. Dinh, T. N. Dinh, The boiling crisis phenomenon Part I : nucleation and nucleate boiling transfer, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 26, (2002), pp. 775-792
13. T. G. Theofanous, T. N. Dinh, J. P. Tu, A. T. Dinh, The boiling crisis phenomenon Part II : dryout dynamics and burnout, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 26, (2002), pp. 793-810
14. I. I. Gogonin, I.A. Kutateladze, Critical heat flux as a function of heater size for a liquid boiling in a large enclosure, *J. Eng. Phys.*, Vol. 33 (5), (1977), pp. 1286-1289
15. I. Vaquila, L. I. Vergara, M. C. G. Passeggi, R. A. Vidal, J. Ferron, Chemical reactions at surfaces: titanium oxidation, *Surf. Coat. Technol*, Vol. 122, (1), (1999), pp. 67-71
16. M. Kureta, T. Hibiki, K. Mishima, H. Akimoto, Study on point of net vapor generation by neutron radiography in subcooled boiling flow along narrow rectangular channels with short heated length, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 46, (2003), pp. 1171-1181

17. M. Kureta, H. Akimoto, Critical heat flux correlation for subcooled boiling flow in narrow channels, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 45, (2002), pp. 4107-4115
18. Z. Stosic, V. Stevanovic, Three-dimensional numerical simulation of burnout on horizontal surface in pool boiling, *Proceedings of FEDSM'03, 4th ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference (Advances in CFD)*, Honolulu, Hawaii, USA, July 6-11, 2003
19. T. Hibiki, M. Ishii, Active nucleation site density in boiling systems, *International Journal of Heat and Mass Transfer* Vol. 46, (2003), pp. 2587-2601
20. L.A. Payan-Rodriguez, A. Gallegos-Muñoz, G.L. Porras-Loaiza, M. Picon-Nuñez, Critical heat flux prediction for water boiling in vertical tubes of a steam generator, *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 44, (2005), pp. 179-188
21. J. Mitrovic, How to create an efficient surface for nucleate boiling, *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 45, (2006), pp. 1-15
22. B.R. Vijayarangan, S. Jayanti, A.R. Balakrishnan, Studies on critical heat flux in flow boiling at near critical pressures, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 49, Issues 1-2, (2006), pp. 259-268
23. J. Le Corre, S. Yao, C. H. Amon, A mechanistic model of critical heat flux under subcooled flow boiling conditions for application to one- and three-dimensional computer code, *Nuclear Engineering and Design*, 2009.
24. N. Ivanov Kolev, *Herzogenaurach, Germany*, Letter to the Editor, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 239, (2009), pp. 187-192
25. N. Afgan, *Prenos toplote ključanjem i toplotni fluks pregrevanja smeša etilalkohol-benzol*, Doktorska disertacija, Institut za nuklearne nauke "Boris Kidrič", decembar 1965, Univerzitet u Beogradu, Beograd
26. S. Lazić, *Pregrevanje tečnih kapi*, Magistarski rad, Institut za nuklearne nauke "Boris Kidrič", maj 1966, Univerzitet u Beogradu, Beograd
27. D. Spasojević, *Minimalno toplotno opterećenje isparivačkog kanala na granici stabilnosti parametara*, Magistarski rad, Mašinski fakultet, Univerzitet u Beogradu, avgust 1970, Beograd
28. V. Valent, *Dinamika rasta mehura i analiza prenosa toplote i mase pri ključanju smeša etilalkohol-voda*, Magistarski rad, Tehnološko-metaluški fakultet, septembar 1971, Univerzitet u Beogradu, Beograd
29. M. Stefanović, *Analiza fluktuacije temperature u dvofaznom toku pri pothlađenom ključanju*, Doktorska disertacija, Mašinski fakultet, Univerzitet u Beogradu, 1975, Beograd
30. V. Jović, *Prilog proučavanju nestacionarnog strujanja dvofazne smeše voda-vazduh u paralelnim kanalima*, Doktorska disertacija, Mašinski fakultet, Univerzitet u Beogradu, 1992, Beograd
31. P.B. Whalley, *Two-Phase Flow and Heat Transfer*, Oxford University Press, 1996.
32. M. Pezo, V. D. Stevanovic, Z. Stevanovic, A two-dimensional model of the kettle reboiler shell side thermal-hydraulics, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49, (2006), pp.1214-1224
33. S. V. Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere Publishing Corporation, 1980.
34. V. D. Stevanović, *Thermal-hydraulics of steam generators – modelling and numerical simulation*, University of Belgrade, Faculty of Mechanical Engineering, Belgrade, 2006

35. M. Pezo, V. Stevanovic, Mathematical Modelling and Numerical Simulation of Burnout in Pool Boiling, *Dubrovnik 4th Conference on Sustainable Development of Energy, Water and Environment Systems*, Dubrovnik, Croatia, June 2007
36. M. Pezo, V. Stevanovic, Numerical prediction of critical heat flux in pool boiling with the two-fluid model, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 54, (2011), pp. 3296–3303
37. W. H. McAdams, *Heat Transmission*, 2d ed., McGraw Company, Inc., New York, 1942

Školovanje:

1980-1988	Osnovna škola "Ustanka Republika" u Beogradu
1988-1992	IX Beogradska gimnazija "Mihailo Petrović Alas" u Beogradu
1992-1997	Školske na Matematičkom fakultetu u Beogradu odelok Aplikativna fizika
5.12.1997	Odlucenjem diplomirani na Matematičkom fakultetu u Beogradu
1999-2004	Pododijelnik za studije na Matematičkom fakultetu u Beogradu, odelok Tehnoinformatika
2.8.2004	Odlucenjem magistrantski rad na Matematičkom fakultetu u Beogradu na osnovi "Numerička simulacija i analiza dvofluidnog dvofaznog strujanja u hidroturbinskim aparatima"

Kretanje u poslu:

1988-1998	Radnik na proizvodnji metalnih proizvoda Inženjerski, Beograd
1998-1999	Specijalista Ministarstva za nauku i tehnološki razvoj u Beogradu
	Laboratoriji za termotehniku i kooperativni institut za učenje nauke VINCA
1999-2004	Iskustvenik pripremački u Laboratoriji za termotehniku i kooperativni institut za učenje nauke VINCA
2004-2011	Laborivač naučni u Laboratoriji za termotehniku i kooperativni institut za učenje nauke VINCA

Biografija:

Ime i prezime: Milada Pezo
Datum rođenja: 24.10.1973.
Mesto rođenja: Sarajevo, Jugoslavija
Porodično stanje: jedno dete

Školovanje:

1980.-1988. Osnovna škola "Užička Republika" u Beogradu
1988.-1992. IX Beogradska gimnazija "Mihailo Petrović-Alas" u Beogradu
1992.-1997. Studije na Mašinskom fakultetu u Beogradu, odsek Automatsko upravljanje
5.12.1997. Odbranjen diplomski na Mašinskom fakultetu u Beogradu
1999.-2004. Poslediplomske studije na Mašinskom fakultetu u Beogradu, odsek Termoenergetika
8.6.2004. Odbranjen magistarski rad na Mašinskom fakultetu u Beogradu sa temom "Numerička simulacija i analiza dvodimenzionog dvofaznog strujanja u horizontalnom isparivaču"

Kretanje u poslu:

1998.-1998. Fabrika za proizvodnju metalnih proizvoda Intersilver, Beograd
1998.-1999. Stipendista Ministarstva za nauku i tehnološki razvoj u Laboratoriji za termotehniku i energetiku Instituta za nuklearne nauke VINČA
1999.-2004. Istraživač pripravnik u Laboratoriji za termotehniku i energetiku Instituta za nuklearne nauke VINČA
2004.-2011. Istraživač saradnik u Laboratoriji za termotehniku i energetiku Instituta za nuklearne nauke VINČA





Numerical prediction of critical heat flux in pool boiling with the two-fluid model

Milada Pezo^a, Vladimir Stevanovic^{b,*}

^aLaboratory of Thermal Engineering and Energy, "VINCA" Institute of Nuclear Sciences, P.O. Box 522, 11001 Belgrade, Serbia

^bFaculty of Mechanical Engineering, University of Belgrade, Kraljice Marije 16, 11120 Belgrade 35, Serbia

ARTICLE INFO

Article history:

Received 14 March 2011

Accepted 23 March 2011

Available online 23 April 2011

Keywords:

Pool boiling

Critical heat flux

Modeling

ABSTRACT

Three-dimensional numerical simulations of the atmospheric saturated pool boiling are performed with the aim of predicting the critical heat flux. The two-phase mixture in pool boiling is described with the transient two-fluid model. The transient heat conduction in the horizontal heated wall is also solved. Dynamics of vapor generation on the heated wall is modeled through the density of nucleation sites and the bubble residence time on the wall. The heater's surface is divided into zones, which number per unit area equals the density of nucleation sites, while the location of nucleation site within each zone is determined by a random function. The results show a replenishment of the heater's surface with water and surface wetting for lower heat fluxes, while heater's surface dry-out is predicted at critical heat flux values. Also, it is shown that the decrease of nucleation site density leads to the reduction of critical heat flux values. Obtained results of critical heat flux are in good agreement with available measured data. The presented approach is original regarding both the application of the two-fluid two-phase model for the prediction of boiling crisis in pool boiling and the defined boundary conditions at the heated wall surface.

© 2011 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

The critical heat flux (CHF) occurs in boiling when generated vapor covers a certain area of the heated surface, which leads to the abrupt rise of the heated surface temperature. This phenomenon is called the boiling crisis since the vapor layer prevents the contact of liquid with the heated surface and the formation of bubbles. Also, the temperature rise can lead to a heated wall destruction, which is characterized as the burnout. The phenomenon is also known under the names departure from nucleate boiling (DNB) and dry-out. The boiling crisis occurs both in a pool boiling and a heated channel with a coolant flow and convective boiling. This paper is related to the CHF in pool boiling, i.e. to the boiling of a stagnant bulk of liquid that is in contact with a heated surface at a temperature higher than the saturation temperature of the liquid. Prediction of the CHF is very important for safety and efficiency of thermal equipment, such as steam generators or heat exchangers due to a potential damage of a heated surface or a severe deterioration of the heat transfer at heat exchanger's surfaces.

Due to its complexity and the importance for thermal safety, the boiling crisis has been attracting researchers for a long time. The boiling crisis was experimentally observed by Nukiyama [1]. A classical model of boiling crisis in pool boiling is based on the works of Kutateladze [2,3] and Zuber [4]. The model assumes that

the CHF is determined by the Taylor instability of the vapor layer formed above the heated surface and the Kelvin–Helmholtz instability of the vapor stems through which the generated vapor escapes from the heated surface into the bulk of two-phase mixture [5]. Based on this hydrodynamic model the correlation for the critical heat flux was developed:

$$q_{cr} = C\rho_2 h_{12} \left[\frac{\sigma g (\rho_1 - \rho_2)}{\rho_2^2} \right]^{1/4} \quad (1)$$

where a value of the constant C was determined as 0.131 by Kutateladze [2] for the boiling on horizontal cylinders, and as $\pi/24 \approx 0.1308$ by Zuber [4] and 0.149 by Lienhard [5] for the flat plate geometry of the heated surface. Theofanous and co-workers [6,7] revised this model. Their experimental investigation showed that the CHF value is influenced not only by the hydrodynamic conditions in the vicinity of the heated surface, but also by the heater's surface micro-conditions, which they characterized as fresh, medium aged and heavily aged surfaces. For each age type of heater's surface they determined the nucleation site density prior to CHF. Depending on the heater's surface micro conditions, measured CHF values were in the range of $\pm 40\%$ of the values calculated by Eq. (1). The other conclusion in [6,7] is that there is no structured pattern of the boiling two-phase mixture at the occurrence of boiling crisis, hence, there is no validation for the existence of the vapor stems above the vapor blanket at a surface exposed to high heat flux. Bang et al. [8] also reported visual observations of the two-phase mixture pattern at the instance of the boiling crisis. Again,

* Corresponding author. Tel.: +381 11 3370561; fax: +381 11 3370 364.

E-mail addresses: milada@vinca.rs (M. Pezo), vstevanovic@mas.bg.ac.rs (V. Stevanovic).

Nomenclature

a	thermal diffusivity (m^2/s)
b	width of the nucleation zone (m)
c_p	specific heat ($\text{J}/\text{kg K}$)
C_D	interfacial drag coefficient
D	diameter (m)
D_b	bubble departure diameter (m)
F	force per unit volume (N/m^3)
g	gravitational acceleration (m/s^2)
h	enthalpy (J/kg)
h_{12}	latent heat of evaporation (J/kg)
k	thermal conductivity (W/mK)
L_c	water capillary length (m)
n	density of nucleation sites (m^{-2})
p	pressure (Pa)
q	heat flux (W/m^2)
q_h	volumetric heat rate (W/m^3)
q_b	volumetric heat source for bubble generation on the heater's surface (W/m^3)
t	time (s)
T	temperature (K)
u	velocity (m/s)
x	coordinate (m)

Greek

α	void fraction
Γ	phase transition rate ($\text{kg}/\text{m}^3\text{s}$)
θ	wetting contact angle (degree)
ρ	density (kg/m^3)
σ	surface tension (N/m)
τ	phase change relaxation time (s)

Indexes

c	condensation
e	evaporation
k	phase index ($k = 1, 2$)
p	particle
sat	saturation
w	wall parameter
1	water
2	steam
21	interfacial
'	saturated liquid
"	saturated vapor

these results did not show the existence of the vapor stems and the Kelvin–Helmholtz instability as the reason for the CHF. Instead, fast camera photographs showed that CHF occurs when a liquid film on a heated surface is evaporated beneath a vapor blanket, where the vapor blanket is formed by the coalescence of bubbles in intensive boiling. The existence of vapor stems was also not observed in the investigation presented by Chung and No [9]. Instead, the existence of a local nucleate boiling under the large vapor film and at the edge of it was observed. Consequently, in [9] the CHF is determined by the boiling activity and dry spots originating from nucleate boiling phenomena. A number of models have been developed for the CHF prediction, and a few are mentioned here. Dhir and Liaw [10] predicted CHF under the assumption of the existence of the liquid layers surrounding stationary vapor stems, Kolev [11] and Zhao et al. [12] presented models of nucleate boiling and CHF based on the individual bubble behavior, while He et al. [13] developed a model based on a two-phase pattern formed by the liquid layer on the heated surface and the vapor stems, while CHF occurs due to the depletion of the liquid layer. Hence, presented models of CHF are based on assumed local patterns of two-phase mixture on the heated surface. But all these assumptions are subject to discussion since there is no firm agreement that structured pattern exists at a heated surface at the instance of CHF [6,7]. The approach for the boiling crisis prediction was developed in [14] without the pre-assumptions about the two-phase mixture structure on the heater's surface. The two-fluid model of two-phase mixture in pool boiling was applied, but without the calculation of the heated wall transient conduction and temperature increase at the CHF occurrence. Instead, the CHF was indicated indirectly by the steam void close to 1 in the two-phase mixture adjacent to the heater's surface, for a time period that equals or exceeds experimentally observed period between the incipient of temperature rise and the instant of burnout.

In the present work the boiling crisis in pool boiling is investigated by the application of the two-fluid model for the prediction of water-steam two-phase mixture conditions on the heated horizontal wall. Hence, no assumptions are introduced about the two-phase mixture pattern on the heater's surface in pool boiling and under CHF conditions. Instead, the generated steam upward flow from the heated wall surface and the water circulation in the pool

are predicted by solving the mass, momentum and energy balance equations for each (vapor and liquid) phase. The interface transfer processes between the liquid and vapor phase, i.e. the interface friction and the evaporation rate are calculated by appropriate closure laws. The two-fluid model is coupled with the model of transient three-dimensional heat conduction in the heated wall. The boundary conditions between the heated wall and the boiling two-phase mixture above it are modeled with the bubble nucleation site density, the bubble residence time on the heated wall and with a certain level of randomness to the location of bubble nucleation sites. Numerical simulations have been performed with the developed model for high heat flux conditions, which lead to the boiling crisis. The boiling crisis and corresponding CHF are detected by a rapid increase of the calculated wall surface temperature. This condition occurs when the heater's surface is covered with a vapor blanket that hinders the replenishment of the surface by the pool water. The calculated CHF values are compared with available experimental data and good agreement is obtained for a range of nucleation site density values. The applied numerical and modeling method has shown robustness by providing stable calculations for wide ranges of applied modeling parameters of pool boiling, such as the density of nucleation sites and the bubble residence time.

2. Problem statement

Pool boiling is simulated in a square vessel, initially filled with saturated stagnant water up to 0.02 m, Fig. 1. The vessel is open to the atmosphere. The water level corresponds to the collapsed two-phase mixture level of the physical experiments presented in [6,7]. The bottom copper wall of 2 mm thickness is heated by a uniform volumetric heating source. At the beginning of the simulation, the temperature of the wall is equal to the saturated temperature of water.

At the initial state, the collapsed and swell levels coincide, while later on, during the vapor generation, the swell level dynamically moves, and its position is predicted with the two-fluid model presented in Section 4. It was found that the inclusion of the swell level, as the upper boundary for the liquid flow domain, is necessary

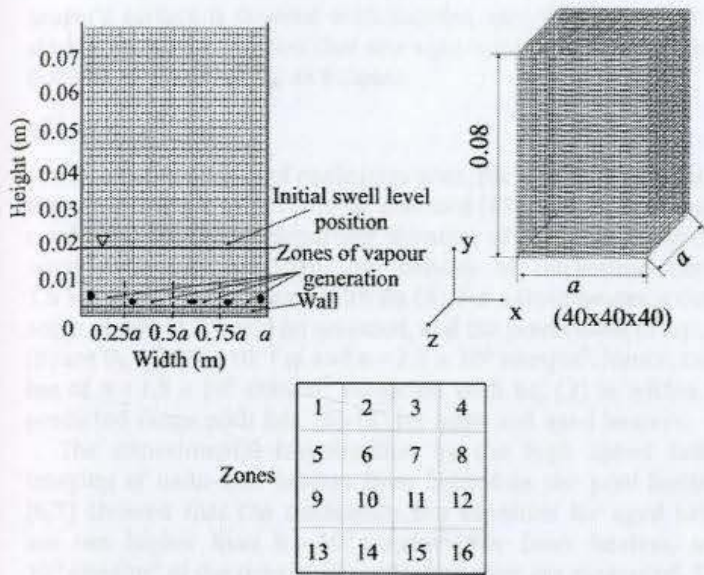


Fig. 1. Numerical grid used in the simulation of pool boiling.

in order to reliably predict the water recirculation in the pool boiling. The volume above the swell level, up to the vessel exit is filled with vapor. There is no water feeding during the boiling, which leads to the constant water depletion due to the evaporation. For the evaporation of the total water mass within the vessel under very high heat flux of 1500 kW/m^2 , a period of approximately 27 s is needed. Since numerically predicted pool boiling steady-state conditions or the CHF are reached only a few seconds after the initial state, the depletion of water mass has no influence on here presented computational results.

Dynamics of pool boiling is modeled according to the following algorithm. The surface of the bottom wall is divided into 16 equal zones as shown in Fig. 1 (4×4 square zones are used). The width of zone is varied according to the density of nucleation sites. Each zone represents one nucleation site, and each zone comprises ten or more control volumes. The grid refinement tests have shown that with ten or more control volumes within a nucleation zone there is no change in the calculated critical heat flux or two-phase flow structure in the pool boiling. A location of bubble generation is randomly chosen among the control volumes comprised within the zone, where only one bubble is generated within each zone. The density of nucleation sites and corresponding width of the zone for random bubble generation are input parameters for here presented simulations. The relation between the density of nucleation sites n and the zone width b can be derived from the simple geometric condition that one square meter is covered with n nucleation sites, i.e.

$$b = \frac{1}{\sqrt{n}} \quad (2)$$

The period of vapor generation at a randomly chosen location (nucleation site) is equal to the bubble residence time on the heater's surface. It is also assumed that the heat transfer from the heater's surface towards the fluid takes place at the nucleation sites and it is totally consumed for the vapor generation. The heat transfer from the heater's surface towards the liquid or vapor phase in control volumes without vapor generation is neglected, i.e. the sensible heat transferred to the liquid or vapor phase is neglected.

The vessel volume and the heater's wall are discretized with the three-dimensional mesh in Cartesian co-ordinates, Fig. 1. Dimensions of the control volume are chosen in order to catch the dynamics of the vapor generation at the heater's surface (modeled by the nucleation zones and the random choice of the nucleation

site within the zone). As presented, the micro conditions at the heater's surface, which determine the vapor generation, are prescribed with the width of the zone, the randomly chosen nucleation site within the zone and the bubble residence time on the heater's surface.

The velocity boundary conditions at the pool lateral walls are prescribed as the so-called numeric adiabatic conditions for the velocity components (i.e. there is no change of the velocity components in the direction perpendicular to the wall), while the velocity is zero on the heater's surface. Also, the adiabatic conditions are prescribed for the enthalpy and temperature on the boundaries of the calculation domain.

3. Modeling of vapor generation dynamics

The density of nucleation sites has significant influence on the boiling dynamics and conditions under which the boiling crisis is reached. The nucleation site density is determined with the heater's surface roughness, the wetting contact angle, thermo-physical characteristics of the boiling fluid and the wall heat flux. All these boiling conditions can vary the density of nucleation sites in a wide range. Some empirical correlations for the prediction of nucleation sites density are addressed below and assessed with the experimental results from [6,7].

If the relation between the heat flux and the wall superheating in pool boiling is known, the nucleation site density can be estimated by the following correlation [15]:

$$n = \left(\frac{q}{B_H \Delta T_{sat}^{4/3}} \right)^{8/3} \quad (3)$$

where B_H is the parameter based on the fluid thermo-physical properties:

$$B_H = 0.5k_1 \left(\frac{\sigma}{\mu_1 a_1} \right)^{1/4} \text{Pr}_1^{-1/12} \left(\frac{\rho_1 c_{p1}}{\rho_2 h_{12}} \right)^{1/3} \quad (4)$$

The wall superheating in Eq. (3), ΔT_{sat} , can be calculated from a nucleate boiling correlation. Here, the Thom et al. correlation [16] is applied due to its reliability for the water boiling conditions and its simplicity. The following relation is expressed from the Thom correlation:

$$\Delta T_{sat} = \left(\frac{q}{1971.2 \exp(2p/8687 \cdot 10^3)} \right)^{1/2} \quad (5)$$

According to Eqs. (3)–(5) and for the heat flux value of 1500 kW/m^2 and atmospheric conditions, the nucleation site density is 1.5×10^6 sites/ m^2 .

The other applied approach for the estimation of the nucleation density is based on a theoretical model of bubble growth on the heater's surface [18]. The following correlation for the bubble diameter at the moment of separation from the wall was derived in [18]:

$$D_b = 0.0208\theta L_c \quad (6)$$

where the contact angle θ is measured in degrees and the capillarity length is given by

$$L_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_1 - \rho_2)}} \quad (7)$$

Eq. (6) was assessed in [19] and its good prediction ability is confirmed by comparing with experimental results. The bubble departure diameter dependence on the heat flux is not shown by Eq. (6). The weak relation between the heat flux and the diameter of bubble at detachment is also confirmed in [15]. For conditions close to the departure from nucleate boiling, it can be assumed that the whole

heater's surface is covered with bubbles, which is described with simple geometric relation that one square meter is covered with n bubbles of diameter D_b , as follows:

$$nD_b^2 = 1, \tag{8}$$

where n is the density of nucleation sites. For a heavily aged surface the contact angle of 5° could be assumed [17], and for atmospheric conditions the bubble departure diameter of 2.6×10^{-4} m is calculated with Eq. (6). Then, the density of nucleation sites of 1.5×10^7 m⁻² is calculated with Eq. (8). For a fresh heater, a contact angle of 40° , [17] could be assumed, and the predictions of Eqs. (6)–(8) are $D_b = 2.08 \times 10^{-3}$ m and $n = 2.3 \times 10^5$ sites/m². Hence, the value of $n = 1.5 \times 10^6$ sites/m² predicted with Eq. (3) is within here predicted range with Eqs. (6)–(8) for fresh and aged heaters.

The experimental investigation by the high speed infrared imaging of nano-film heaters from behind in the pool boiling in [6,7] showed that the nucleation site densities for aged heaters are not higher than 6×10^5 sites/m². For fresh heaters, up to 10^5 sites/m² of the density of nucleation sites are measured. These values are lower than values calculated with Eqs. (3)–(5) and Eqs. (6)–(8). Also, experimental observations showed the increase of the density of nucleation sites with the heat flux increase. It should be also noted that greater differences of density of nucleation sites are indicated under nearly the same values of wetting contact angles [6,7]. This contrasts with the previous belief that contact angle is the key, or even sole parameter that determines nucleation site density [11,21,22].

In this paper the density of nucleation sites is the input parameter that depends on the state of the heater surface roughness and the condition of its aging. Since the nucleation site density is modeled with the zones shown in Fig. 1, whose width is calculated with Eq. (2), and it is assumed that the complete heater surface is covered with bubbles at the instant of CHF (represented with Eq. (8)), the width of the zone is equal to the bubble departure diameter, i.e. $b = D_b$.

The second parameter that determines the pool boiling dynamics is the bubble residence time on the heater's surface. This is the time of bubble growth up to the bubble departure diameter. It can be predicted from the relation between bubble diameter and bubble growth time [20]:

$$D_b = 2 \left(\gamma Ja + \sqrt{\gamma^2 Ja^2 + 2\beta Ja} \right) \sqrt{a\tau}, \tag{9}$$

where Ja is the Jacob number:

$$Ja = \frac{c_{p,1} \Delta T_{sat} \rho_1}{h_{12} \rho_2}. \tag{10}$$

In [20] it is reported that for contact angles between 40° and 90° the parameter γ varies from 0.1 up to 0.49, respectively. The empirical parameter β is equal to 6. The correlation (9) is applicable to the general case when the heat is transferred to the growing bubble both from the heater's surface into the root of a bubble and from the superheated liquid layer around the bubble.

By substituting Eq. (6) into Eq. (9), the bubble residence time on the heater's surface is derived:

$$\tau = \frac{(0.0208\theta)^2 L_c^2}{4a_1 \left(\gamma Ja + \sqrt{\gamma^2 Ja^2 + 2\beta Ja} \right)^2}, \tag{11}$$

as the function of the wetting contact angle θ and the Jacob number. The wall superheating in Eq. (10) for the Jacob number is predicted with Eq. (5) derived from the Thom correlation. In this way the bubble residence time in Eq. (11) is directly dependent on the heat flux, through the Jacob number, and the contact angle. The relation between the bubble residence time on the heater's surface and the

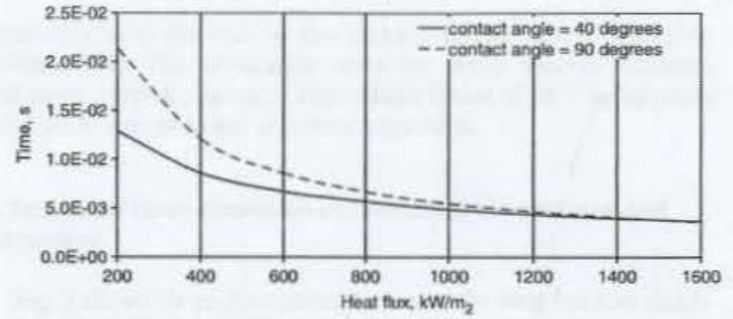


Fig. 2. Relation between the bubble residence time on the heater's surface and the heat flux.

wall heat flux is shown in Fig. 2 for two wetting contact angles. A weak dependence of the bubble residence time on the wetting contact angle is shown for higher heat fluxes. In this paper the bubble residence time is determined according to Eq. (11) (the values presented in Fig. 2).

To summarize, in the numerical investigation presented in this paper, the boundary conditions for the bubble generation are determined with the density of nucleation sites, as a spatial parameter, which is introduced through the width of the zones presented in Fig. 1, and with the bubble residence time on the heater's wall, as a temporal parameter.

4. Governing equations

Three-dimensional liquid and vapor two-phase flow in pool boiling is modeled by the two fluid model [23]. Mass, momentum and energy conservation equations are written for each phase, while interface transfer processes are modeled by "closure laws". This approach implies non-equilibrium thermal and flow conditions.

Conservation equations take the following form in the indicial notation:

Mass balance:

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k)}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_k \rho_k u_{k,i})}{\partial x_i} = (-1)^k (\Gamma_e - \Gamma_c). \tag{12}$$

Momentum balance:

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k u_{k,i})}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_k \rho_k u_{k,i} u_{k,j})}{\partial x_j} = -\alpha_k \frac{\partial p}{\partial x_i} + \alpha_k \rho_k g_i + (-1)^k (\Gamma_e - \Gamma_c) u_{k,i} + (-1)^{k+1} F_{21,i}. \tag{13}$$

Energy balance:

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k h_k)}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_k \rho_k u_{k,i} h_k)}{\partial x_i} = (-1)^k (\Gamma_e - \Gamma_c) h^* + (2 - k) \dot{q}_b, \tag{14}$$

Parameters u , p , h and T are time averaged instantaneous velocity, pressure, enthalpy and temperature, respectively. The index k is 1 for water and 2 for steam. The source terms for mass, momentum and thermal energy conservation are written on the r.h.s. of Eqs. (12)–(14). The intensity of phase transition, which is the mass of evaporation or condensation per unit volume and time, are denoted with Γ_e and Γ_c , respectively. The force of vapor and liquid interfacial drag per unit volume in i Cartesian direction is denoted with $F_{21,i}$. The term q_b represents a volumetric heat rate from the

heater's surface to the liquid per unit volume in the randomly chosen control volume within each zone of vapor generation if the vapor void fraction is lower than 1.

The volume fraction balance is added to the above system of equations as follows:

$$\alpha_1 + \alpha_2 = 1, \quad (15)$$

Energy equation for the heated wall is written as:

$$\rho c \frac{\partial T_w}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(k_w \frac{\partial T_w}{\partial x_i} \right) + \dot{q}_h - \dot{q}_b, \quad (16)$$

where \dot{q}_h is the volumetric heat source in the wall (for instance electric heating), while \dot{q}_b is the volumetric heat sink in the control volumes on the wall surface due to the bubble rise (at the same time this value represents the heat source in the fluid control volumes on the wall when the bubble rise occurs).

Calculation of the interfacial drag force (\vec{F}_{21}) is a crucial step for the proper prediction of the relative velocities between the vapor and liquid phase, and consequently the void fraction. The interfacial drag force per unit volume of computational cell is calculated as [23]:

$$F_{21,i} = \frac{3}{4} \alpha_2 \rho_l \frac{C_D}{D_p} \sqrt{\sum_{j=1}^3 (u_{2j} u_{1j})^2} (u_{2,i} - u_{1,i}), \quad (17)$$

where C_D is the interfacial drag coefficient, and D_p is the diameter of the dispersed particle. The correlation for the interfacial drag coefficient C_D is proposed in the following form:

$$C_D = 1.487 D_p \left(\frac{g \Delta \rho}{\sigma} \right)^{1/2} (1 - \alpha_2)^3 (1 - 0.75 \alpha_2)^2, \quad (18)$$

where the dependence on the mixture void fraction α_2 has the same function form as the CATHARE code correlation [24] for the interface friction in the transitional two-phase flow patterns. Other interfacial forces, such as the lift force and the virtual mass force are neglected.

The intensity of evaporation rate in two-phase mixture is calculated with the empirical model that takes into account the phase change relaxation time τ . The intensity of evaporation rate is greater than zero when the liquid enthalpy is greater than the liquid saturation enthalpy, i.e. $h_1 > h'$, and it is predicted as:

$$\Gamma_e = \frac{\alpha_1 \rho_1}{\tau_e} \frac{h_1 - h'}{h_{12}}, \quad (19)$$

5. Numerical method

The set of balance Eqs. (12)–(14), (16) is solved by using the control volume based finite difference method. The semi implicit method for pressure-linked equations (SIMPLE) numerical method [25] is used for solving the pressure-correction equation derived from the momentum and mass balance equations for the two-phase flow conditions [26]. Three-dimensional flow field is discretized in Cartesian co-ordinates. Numerical grid is made from $40 \times 50 \times 40$ control volumes. Numerical grid consists of two parts: the heated wall ($40 \times 10 \times 40$ control volumes) and the two phase mixture ($40 \times 40 \times 40$ control volumes). Heated bottom wall is divided into four by four zones, where the locations of vapor generation in the control volumes at the heater's surface are determined with different values of the random function for each zone.

A discretization of partial differential equations is carried out by their integration over control volumes of basic and staggered grids. Fully implicit time integration and the power law numerical scheme are applied. The set of algebraic equations is solved

iteratively with the line-by-line three-diagonal-matrix algorithm (TDMA) [25]. The calculation error for every balance equation and every control volume is kept within limits of 10^{-5} by iterative solution of sets of linear algebraic equations.

6. Results of three-dimensional numerical simulations and discussion

Fig. 3 shows three-dimensional view at the void fraction distribution in pool boiling for two different values of heat fluxes under atmospheric conditions. The larger void lumps and the higher swell level position are formed in case of the higher heat flux. In case of the lower heat flux the swell level is almost plane, while in case of the higher heat flux a typical bursting of large vapor lumps is observed at the swell level. Also, the formation of vapor layers on certain parts of the heater's surface is observed for 1000 kW/m^2 .

Fig. 4 shows vapor blankets formation on the heater's surface with the increase of the heat flux. In case of lower heat flux the vapor spots are formed at the nucleation sites, which locations are randomly chosen within hundred (10×10) cells at the heater surface, while wider vapor blankets are formed with the heat flux increase. These vapor blankets at the higher heat flux are formed due to the intensive vapor generation at the randomly chosen nucle-

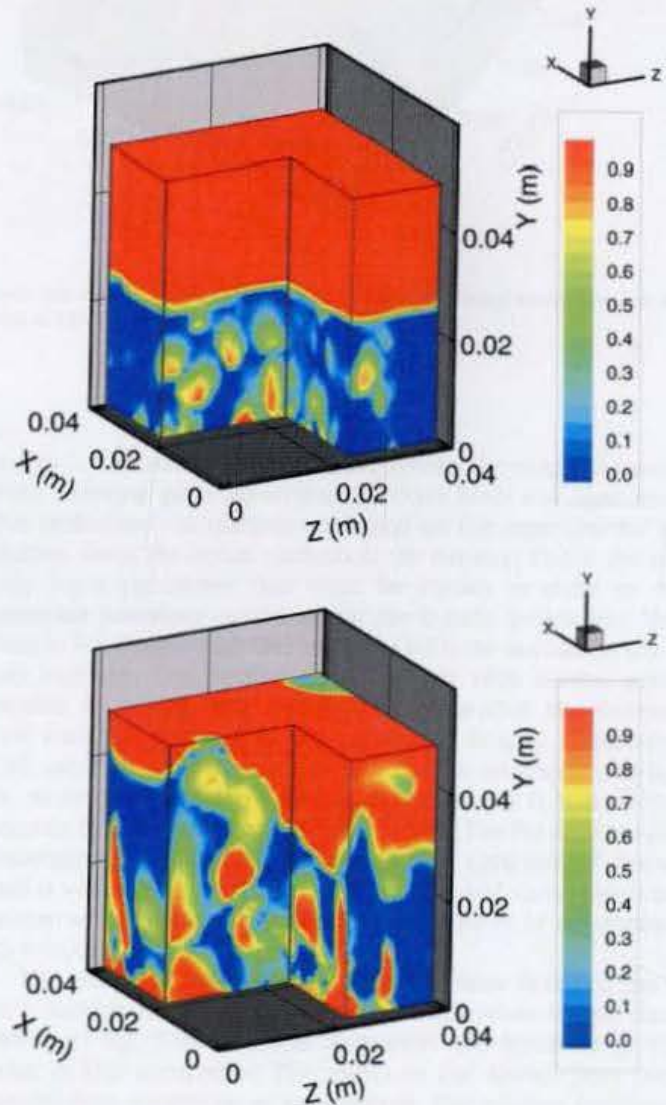


Fig. 3. Cuts through the boiling pool (heat flux 200 kW/m^2 – top, 1000 kW/m^2 – bottom, number of nucleation site density is 10^4 sites/m^2 , bubble residence time is 13 ms in case of 200 kW/m^2 and 5 ms in case of 1000 kW/m^2).

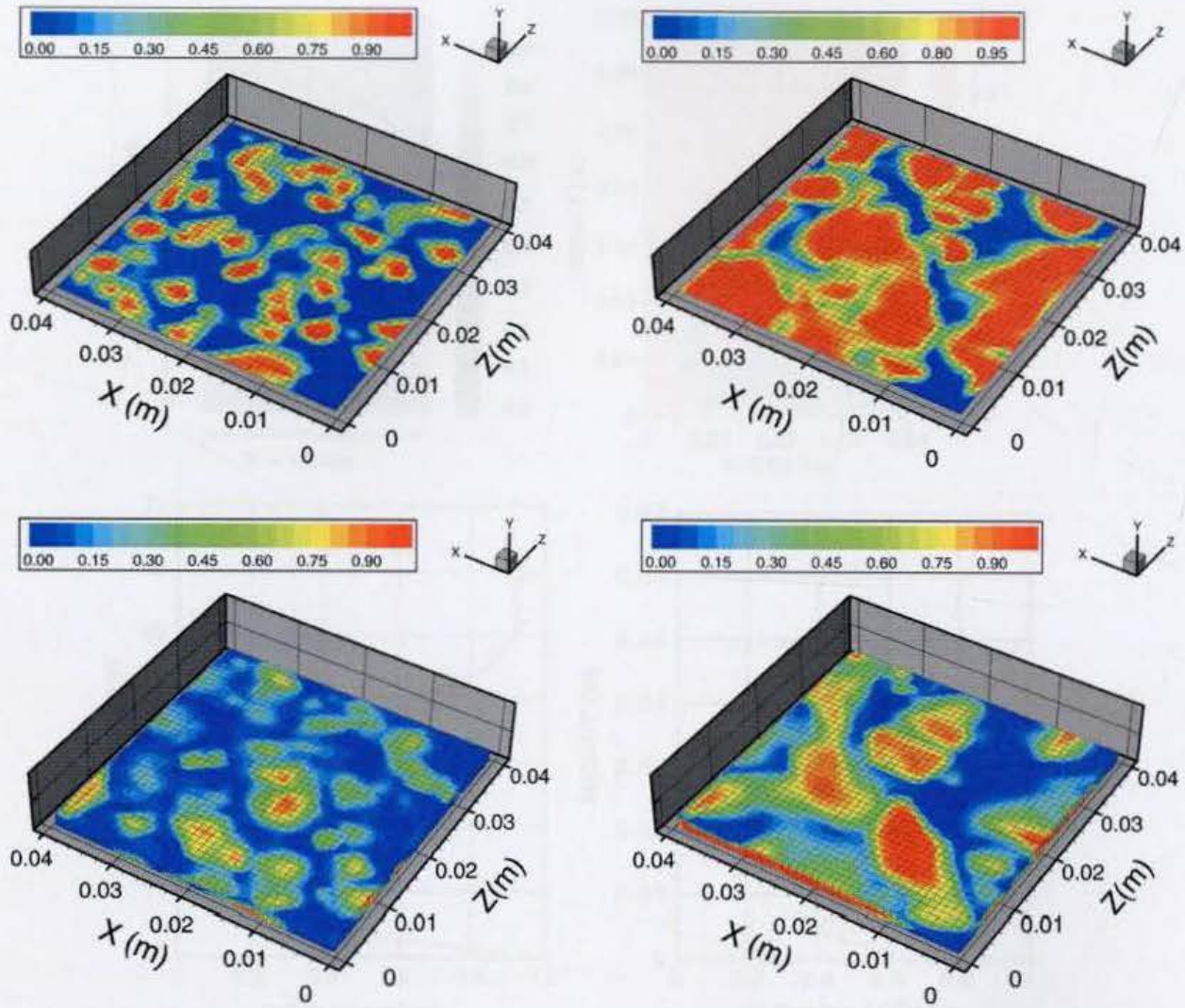


Fig. 4. Void fraction at the heater's surface (top) and 0.01 m above the surface (bottom), under 200 kW/m^2 – left and 1000 kW/m^2 – right (number of nucleation sites in both cases is 10^4 sites/m^2 , bubble residence time is 13 ms in case of 200 kW/m^2 and 5 ms in case of 1000 kW/m^2).

ation sites, as well as due to the merging of several vapor lumps into a larger one. The formatted vapor blanket hinders the replenishment of the heater's surface with the liquid, which leads to the burnout condition.

Experimentally observed [7] and calculated two-phase mixture structures and void fractions in pool boiling prior to burnout are shown in Fig. 5. The pictures at the top of figure show the formation of vapor blanket at the heater's surface, with vapor plumes rising from the bottom. Both experimental image and numerical prediction show highly distorted swell level. The diagrams at the bottom of Fig. 5 show that the averaged void value at the heater's surface is approximately 0.9, then it drops to the value of nearly 0.4 within the pool boiling mixture and rises above the height of 0.03 m. The results in Fig. 5 demonstrate that the applied numerical methodology is able to predict the two-phase mixture structure in pool boiling.

Fig. 6 shows the measured and calculated CHF values versus the nucleation site density. In the experimental investigation presented in [6,7] the burnout is identified through the heater overheating with its subsequent mechanical failure. In the calculation the CHF is identified by the abrupt wall surface temperature rise. It is shown that here applied numerical methodology is able to predict the experimental observation that the increase of nucleation site density leads to the increased resistance to burnout. The bubble residence times used in the calculations are chosen according

to Fig. 2. Calculated CHF values are within the range of measured ones, showing good agreement for both fresh and aged heaters. The performed calculations are based on the experimental information about the actual nucleation site density. This is the necessary input parameter that must be known in order to define adequate boundary conditions for the bubble generation. The results in Fig. 6 show that CHF increases with the nucleation site density increase. This finding is in contrast with several previous models of boiling crisis [11,21], which predict the increase of CHF with the decrease of nucleation site density. Obviously the CHF value strongly depends on the surface roughness and aging, i.e. on the nucleation site density, the parameter that is taken into account by the present modeling approach. The Kutateladze–Zuber correlation (Eq. (1)) gives the CHF value of 1200 kW/m^2 , the value that is within the range presented in Fig. 6 and corresponds to the heater with the bubble nucleation site density of approximately 45 sites/cm^2 .

The heat flux dependence on the difference between the heater's surface mean temperature and saturation temperature is shown in Fig. 7 for different nucleation site densities up to the point of CHF occurrence. The points on the dashed lines present steady-state conditions of pool boiling. The relation between the CHF values and the temperature difference is presented with the full line. As presented with a dashed line for a certain adopted constant nucleation site density, the temperature difference increases

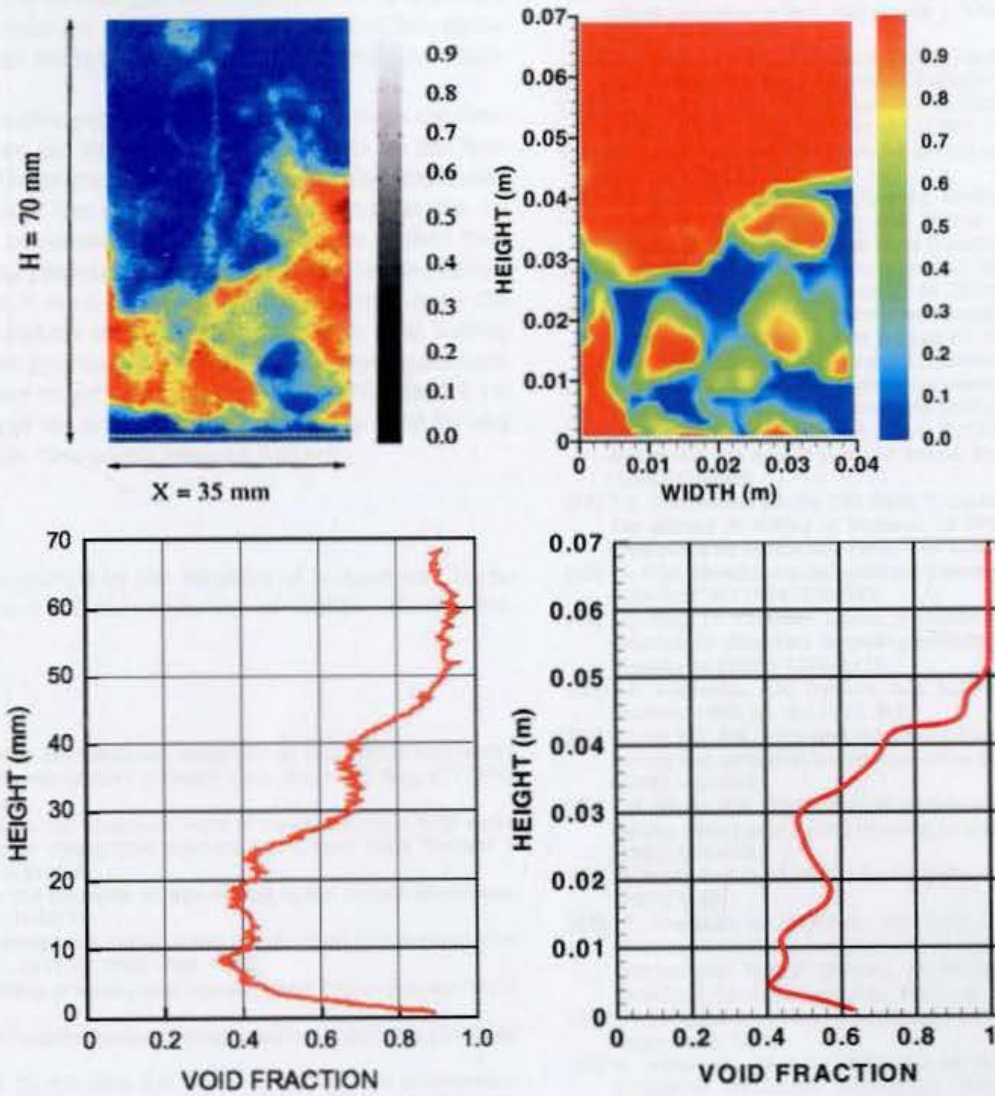


Fig. 5. Radiographic image of void fraction [7] (top left) and calculated values (top right) and corresponding area averaged void fractions as a function of height above the heater (measured – bottom left, calculated – bottom right). Calculation is performed with 20×10^4 nucleation sites/ m^2 , 5×10^{-3} s of bubble residence time and heat flux of $1000 \text{ kW}/m^2$.

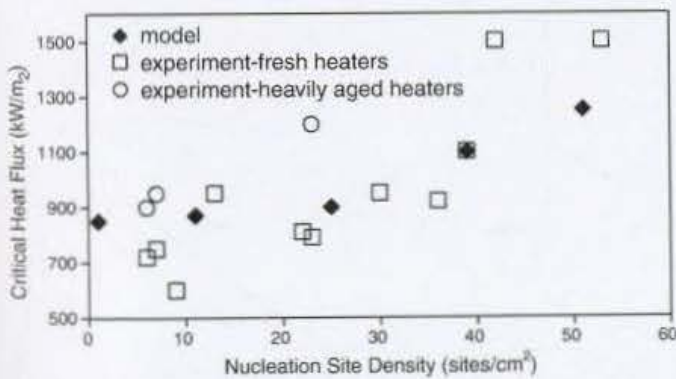


Fig. 6. Comparison of measured [7] and calculated CHF values for different nucleation site densities.

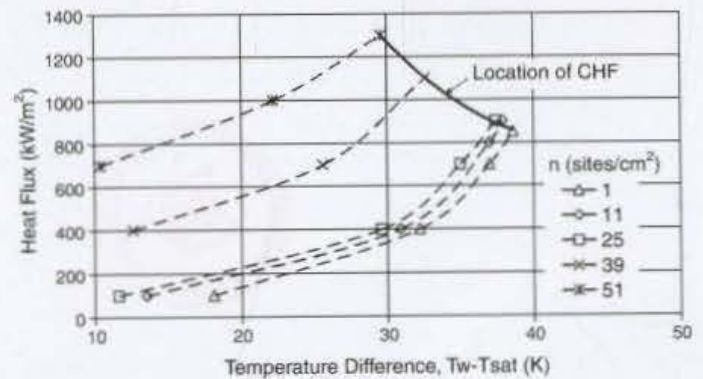


Fig. 7. Critical heat flux versus excess wall temperature.

with the critical heat flux increase. The point on the full line presents the boiling crisis, i.e. the transient condition when the heater's surface temperature abruptly rises.

7. Conclusion

The three-dimensional numerical investigation of the boiling crisis in pool boiling of saturated water under atmospheric pres-

sure is presented. Two-phase mixture flow in pool boiling is simulated with the developed two-fluid model and it is coupled with the solving of the transient heat conduction in the heated wall. Obtained numerical results are compared with the available experimental observations. It is shown that the vapor blanket forms on the horizontal heater's top surface in cases of high heat flux values, which leads to the heated wall surface temperature rise and boiling crisis conditions. The comparison of numerical and experimental results of two-phase mixture void fraction in pool boiling and crit-

ical heat flux values shows that the developed modeling approach and numerical procedure are able to simulate complex two-phase flow conditions of pool boiling and to predict the condition of boiling crisis.

Dynamics of the bubble generation is modeled through the density of nucleation sites and the bubble residence time on the heater's surface, while the nucleation sites are randomly distributed on the heater's surface. The numerical results show that the increase of density of nucleation sites provides higher critical heat flux values. Regarding previous models of boiling crisis published in the literature, which were based on the assumption about the two-phase mixture pattern at the heater surface in pool boiling at CHF conditions, the approach presented in this paper calculates the two-phase mixture structure based on the two-fluid model, i.e. based on the solving of the flow equations, without a need for any assumptions about the two-phase mixture pattern.

Acknowledgement

This work was supported by the Ministry of Science and Technological Development of the Republic of Serbia (Grant No. 174014).

References

- [1] S. Nukiyama, Maximum and minimum values of heat transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure, *J. Jpn. Soc. Mech. Eng.* 37 (1934) 367–374, in Japanese;
- [2] S. Nukiyama, Maximum and minimum values of heat transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure, *Int. J. Heat Mass Transfer* 9 (1966) 1419–1433, in English.
- [3] S.S. Kutateladze, On the transition to film boiling under natural convection, *Kotloturbostrenie* 3 (1948) 10.
- [4] S.S. Kutateladze, Hydrodynamic model of heat transfer crisis in free-convection boiling, *J. Tech. Phys.* 20 (11) (1950) 1389–1392.
- [5] N. Zuber, On the stability of boiling heat transfer, *ASME J. Heat Transfer* 80 (2) (1958) 711–720.
- [6] J.H. Lienhard, *A Heat Transfer Textbook*, Phlogiston Press, Cambridge, 2002, pp. 466–474.
- [7] T.G. Theofanous, J.P. Tu, A.T. Dinh, T.N. Dinh, The boiling crisis phenomenon Part I: nucleation and nucleate boiling transfer, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 26 (2002) 775–792.
- [8] T.G. Theofanous, T.N. Dinh, J.P. Tu, A.T. Dinh, The boiling crisis phenomenon Part II: dryout dynamics and burnout, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 26 (2002) 793–810.
- [9] I.C. Bang, S.H. Chang, W.P. Baek, Visualization of a principle mechanism of critical heat flux in pool boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer* 48 (2005) 5371–5385.
- [10] H.J. Chung, H.C. No, A nucleate boiling limitation model for the prediction of pool boiling CHF, *Int. J. Heat Mass Transfer* 50 (2007) 2944–2951.
- [11] V.K. Dhir, S.P. Liaw, Framework for a unified model for nucleate and transition boiling, *ASME J. Heat Transfer* 111 (1989) 739–746.
- [12] N.I. Kolev, How accurately can we predict nucleate boiling?, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 10 (1995) 370–378.
- [13] Y.H. Zhao, T. Masuoka, T. Tsuruta, Unified theoretical prediction of fully developed nucleate boiling and critical heat flux based on a dynamic microlayer model, *Int. J. Heat Mass Transfer* 45 (2002) 3189–3197.
- [14] Y. He, M. Shoji, S. Maruyama, Numerical Study of heat flux pool boiling heat transfer, *Int. J. Heat Mass Transfer* 44 (2001) 2357–2373.
- [15] Z. Stosic, V. Stevanovic, Three-dimensional numerical simulation of burnout on horizontal surface in pool boiling, in: *Proceedings of the ASME/JSME 4th Joint Fluids Summer Engineering Conference (FEDSM2003)*, Honolulu, 2003.
- [16] H. Sakashita, T. Kumada, Method for predicting curves of saturated nucleate boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer* 44 (2001) 673–682.
- [17] J.R.S. Thom, W.M. Walker, T.A. Fallon, G.F.S. Reising, Boiling in subcooled water during flow up heated tubes or annuli, *Proc. Inst. Mech. Eng.* 180 (Part 3C) (1966) 226–246.
- [18] T.G. Theofanous, J.P. Tu, T.N. Dinh, T. Salmassi, A.T. Dinh, K. Gasljevic, G.J. Li, The physics of boiling at burnout, in: *Proceedings of the 4th International Conference on Multiphase Flow*, New Orleans, 2001.
- [19] W. Fritz, Berechnung des maximalen Volumen von Dampfblasen, *Physikalische Zeitschrift* 36 (1935) 379–384.
- [20] L.Z. Zeng, J.F. Klausner, R. Mei, A unified model for the prediction of bubble detachment diameters in boiling systems - I. Pool boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer* 36 (1993) 2261–2270.
- [21] V.P. Isachenko, V.A. Osipova, A.S. Sukomel, *Heat Transfer*, Mir Publisher, Moscow, 1980, pp. 311–312, 317.
- [22] S.J. Ha, H.C. No, A dry-spot model of critical heat flux applicable to both pool boiling and subcooled forced convection boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer* 43 (2000) 241–250.
- [23] C.H. Wang, V.K. Dhir, Effect of surface wettability on active nucleation site density during pool boiling of water on a vertical surface, *J. Heat Transfer* 115 (1993) 659–669.
- [24] M. Ishii, Two-fluid model for two-phase flow, *Multiphase Sci. Technol.* 5 (1990) 1–63.
- [25] J.C. Rousseau, G. Houdayer, Advanced safety code CATHARE summary of verification studies on separate effects experiments, in: *Proceedings of the 2nd International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulic - NURETH 2*, Santa Barbara, USA, 1983, pp. 343–351.
- [26] S.V. Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere Publishing Corporation, 1980.
- [27] V. Stevanovic, *Thermal-Hydraulics of Steam Generators - Modelling and Numerical Simulation*, Monograph, Faculty of Mechanical Engineering, Belgrade, 2006.



Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани-а МИЛАДА Л. ПЕЗО

број индекса теза одбрањена 2.12.2011.

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

НУМЕРИЧКА СИМУЛАЦИЈА КРИЗЕ КЉУЧАЊА У ИСПАРИВАЧКИМ ЦЕВИМА

- резултат сопственог истраживачког рада,
- да предложена дисертација у целини ни у деловима није била предложена за добијање било које дипломе према студијским програмима других високошколских установа,
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио/ла ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

Потпис докторанда

У Београду, 20.11.2013

Милада Пезо

Прилог 3.

Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

НУМЕРИЧКА СИМУЛАЦИЈА КРИЗЕ КЉУЧАЊА У ИСПАРИВАЧКИМ ЦЕВИМА

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство
2. Ауторство - некомерцијално
3. Ауторство – некомерцијално – без прераде
4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима
5. Ауторство – без прераде
6. Ауторство – делити под истим условима

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци, кратак опис лиценци дат је на полеђини листа).

Потпис докторанда

У Београду, 20.11.2013.

Милана Тресо