

Милада Л. Пезо^{1*}, Владимир Д. Сићвановић²

¹ Лабораторија за термотехнику и енергетику,
Институт за нуклеарне науке „Винча“, Универзитет у Београду, Београд, Србија

² Машински факултет у Београду, Универзитет у Београду, Београд, Србија

Нумеричка симулација кризе кључања за случај базенског кључања применом модела два флуида

Оригинални научни рад

У овом раду је представљена нумеричка симулација базенског кључања да би се одредиле критичне вредности тлоилојног флукса. За симулацију је коришћен нестационарни модел два флуида. Загрејачки зид је моделиран преко кондукције. Динамика раста мехура на загрејачкој површини се моделира преко параметара микро нивоа: туситине центара нуклеације и времена задржавања мехура на загрејачкој површини. Загрејачка површина је подељена на зоне, где број зона зависи од туситине центара нуклеације, док је локација центара нуклеације одређена функцијом случајних бројева. Критичан тлоилојни флукс се јавља када пара прекрије одређену загрејачку површину што доводи до наглог раста температуре зида. Парни слој спречава контакт воде и загрејачке површине и формирање мехурова. Долази до засушења загрејачке површине и до појаве кризе кључања. Резултати симулације показују да се са смањењем хлађивости површине смањују и вредности критичног тлоилојног флукса. Показано је добро слагање између резултата симулације и расположивих експерименталних резултата. Овај приступ је оригиналан због коришћења модела два флуида за моделирање двофазне мешавине за предвиђање кризе кључања и због задавања граничних услова на загрејачкој површини зида.

Кључне речи: базенско кључање, критичан тлоилојни флукс, моделирање

Увод

Критичан топлотни флукс се јавља када парна фаза прекрије одређени део загрејачке површине, што доводи до наглог раста температуре загрејачке површине. Ова појава се назива криза кључања, јер парна фаза спречава контакт између течности и загрејачког зида и спречава формирање мехурова. Температурски скок доводи до деструкције загрејачког зида, што се карактерише као засушење зида. Ова појава је још у литератури позната као напуштање од мехурастог (нуклеинског) кључања. Криза кључања се јавља и у базенском кључању и у испаривачким цевима,

* Одговорни аутор; електронска адреса: milada@vinca.rs

где постоји и струјање флуида. У овом раду је представљено базенско кључање за температуре течности изнад температуре сатурације. Предвиђање критичног топлотног флукса је нарочито значајно за сигурност и ефикасност термичке опреме, као што су парни генератори или измењивачи топлоте због потенцијалног оштећења загрејачке површине или смањења преноса топлоте на површини измењивача топлоте.

Кризу кључања је експериментално први проучавао Nukiyama [1]. Класичан модел кризе кључања за базенско кључање је заснован на радовима Кутателадзе [2, 3] и Зубер [4]. Овде се претпоставља да се критичан топлотни флукс одређује помоћу Taylor-ове нестабилности парног слоја изнад загрејачке површине и Kelvin-Helmholtz-ове нестабилности парног слоја кроз који генерисани мехур напушта загрејачку површину и одлази у двофазну мешавину [5]. Корелација за критичан топлотни флукс на основу хидродинамичког модела је дата са:

$$q_{cr} = C \rho_2 h_{12} \sqrt{\frac{\sigma g (\rho_1 - \rho_2)}{\rho_2^2}} \quad (1)$$

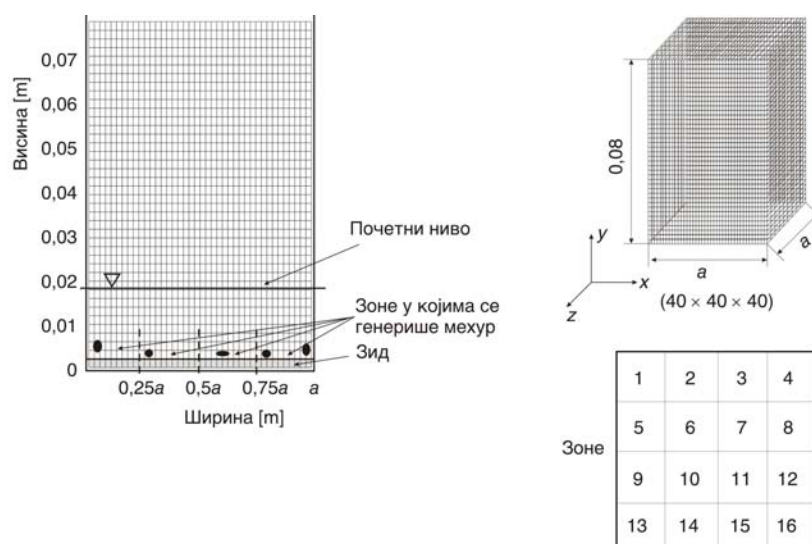
где је C константа, која износи 0,131 по Кутателадзеу [2] за кључање у хоризонталном цилиндру, $\pi/24$ 0,1308 по Зуберу [4] и 0,149 по Lienhard-у [5] за равну геометрију загрејачке површине. Theofanous и др. [6, 7] су унапредили овај модел уз помоћ експеримента. Показали су да вредности критичног топлотног флукса зависе од хидродинамичких услова у околини загрејачког зида, али и од микро услова саме површине зида, а такође и да храпавост површине значајно утиче на вредности критичног топлотног флукса. Одступање од једн. (1) је у опсегу 40%. Не постоји структурни модел кључања двофазне мешавине у тренутку појаве кризе кључања, као ни потврде о постојању протока паре у парном слоју на површини која је изложена великим вредностима топлотног флукса. Bang [8] се такође бавио посматрањем слоја двофазне мешавине у тренутку појаве кризе кључања. Ови резултати показују да Kelvin-Helmholtz-ова нестабилност није узрок појаве критичног топлотног флукса. На основу брзе камере се може закључити да се критичан топлотни флукс јавља када течни филм на загрејачкој површини испари и долази до спајања мехурова и до интензивног кључања. Chung и др. [9] су приметили постојање локалног мехурастог кључања испод великог парног слоја. Развијен је велики број модела за предвиђање вредности критичног топлотног флукса; овде су поменути само неки од њих. Dhir и др. [10] су одредили критичан топлотни флукс под претпоставком да постоји течни слој окружен парном фазом, Колев [11] и Zhao [12] су дали модел кључања заснован на индивидуалном понашању мехура, док је He [13] развио модел где се критичан топлотни флукс јавља због смањења течног слоја. Приступ одређивању кризе кључања без претпоставке о структури двофазне мешавине на загрејачкој површини је дат у [14]. Примењен је модел два флуида на двофазну мешавину, али без података о кондукцији и повећању температуре у загрејачком зиду у тренутку појаве критичног топлотног флукса. Уместо тога, критичан топлотни флукс се јавља када је запремински удео парне фазе близу 1 у двофазној мешавини у околини загрејачког зида у временском периоду који је једнак или већи од оног добијеног експерименталним путем од тренутка појаве температурског скока до засушења.

Нумеричка симулација је рађена за велике вредности топлотног флукса. Криза кључања се детектује на основу температурског скока у загрејачком зиду. Резултати симулације су упоређени са расположивим експерименталним резулта-

тима и добијено је задовољавајуће слагање за велики опсег храпавости површине. Модел је стабилан за различите параметре базенског кључања, као што су густина клијалишта мехура и време задржавања мехура на загрејачкој површини.

Опис модела

Базенско кључање се симулира у посуди четвртастог попречног пресека, која је у почетном тренутку попуњена водом на температури сатурације до нивоа од 0,02 m, сл. 1. Посуда је на атмосферском притиску. Ниво воде одговара нивоу који је представљен у експерименталним резултатима [6, 7]. Доњи зид, дебљине 2 mm се загрева униформно. На почетку симулације, температура зида је једнака температури сатурације воде.



Слика 1. Нумеричка мрежа за случај базенског кључања

У току кључања ниво двофазне мешавине се динамички мења и предвиђање његове позиције је дато у поглављу *Билансне једначине*. Ниво двофазне мешавине се морао узети у обзир да би се могла предвидети рецикулација воде при базенском кључању. Запремина изнад двофазне мешавине је попуњена парном фазом. Нема додавања воде током кључања, што доводи до потпуног испаравања воде. За вредност флукса од 1500 kW/m^2 је потребно око 27 s да потпуно испари течна фаза.

Динамика базенског кључања се моделира по следећем алгоритму. Површина доњег, загрејачког зида је подељена на 16 једнаких зона, сл. 1. Ширина зоне зависи од густине центара нуклеације. Свака зона представља један центар нуклеације и састоји се од десет контролних запремина. Локација клијалишта мехура се одређује помоћу функције случајних бројева и само један мехур се генерише унутар једне зоне. Улазни параметри за ову симулацију су густина центара нуклеације и одговарајућа

ширина зоне. Однос између густине центара нуклеације n и ширине зоне b је дат следећим изразом:

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

Период генерисања мехура на случајно одабраној локацији је једнак периоду задржавања мехура на загрејачкој површини. Такође се претпоставља да се пренос топлоте са загрејачке површине на флуид одвија само на месту нуклеације и у потпуности се користи за генерацију мехура.

Запремина посуде и загрејачки зид су дискретизовани помоћу тродимензионалне мреже у картезијанском координатном систему, сл. 1. Микро услови загрејачке површине су узети у обзир преко димензија ширине зоне, случајно изабране локације мехура и времена задржавања мехура на загрејачкој површини. Претпоставља се да нема промене брзине у правцу нормалном на зид, док је брзина флуида на загрејачкој површини једнака нули. Претпостављени су адијабатски услови.

Динамика генерисања мехура

Густина нуклеације мехура има значајан утицај на динамику кључања и услове под којима долази до кризе кључања. Густина центара нуклеације зависи од правости загрејачке површине, угла квашења, термофизичких карактеристика флуида и загрејачког зида. У литератури се могу пронаћи различити емпиријски изрази за предвиђање густине центара нуклеације [6, 7].

Уколико је познат однос између топлотног флукса и температуре сатурације, густина центара нуклеације се може одредити на следећи начин [15]:

$$n = \sqrt[3]{\frac{q}{B_H \Delta T_{\text{sat}}^4}}^8 \quad (3)$$

где је B_H параметар који зависи од термофизичких карактеристика флуида:

$$B_H = 0,5k_1^4 \sqrt{\frac{\sigma}{\mu_1 a_1}} \frac{1}{\sqrt[12]{\text{Pr}_1}} \sqrt[3]{\frac{\rho_1 c_{p1}}{\rho_1 h_{12}}} \quad (4)$$

Температура сатурације из једн. (3), ΔT_{sat} , се рачуна из корелације за мехурасто кључање, позната као *Thom*-ова корелација [16]:

$$\Delta T_{\text{sat}} = \sqrt{\frac{q}{1971,2 \exp\left(\frac{2p}{8687 \cdot 10^3}\right)}} \quad (5)$$

На основу једн. (3)–(5) за топлотни флукс од 1500 kW/m² и атмосферске услове добија се густина центара нуклеације 1,5 · 10⁶ центара/m².

Други приступ за одређивање густине нуклеације се заснива на теоријском моделу раста мехура на загрејачкој површини [17]. На овај начин се одређује пречник мехура у тренутку сепарације мехура од зида:

$$D_b = 0,0208 \theta L_c \quad (6)$$

где је θ контактни угао, а L_c дужина капиларе:

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

Једначина (6) је преузета из [18], а потврђена је експерименталним резултатима. Претпоставља се да је за услове блиске условима напуштања од мехурастог кључања, цела загрејачка површина прекривена мехуровима, тј. да је један квадратни метар прекривен са n мехурова пречника D_b :

$$nD_b^2 = 1 \quad (8)$$

На основу [19] за контактни угао од 5° , за атмосферске услове се на основу једн. (6) добија да је пречник мехура $2,6 \cdot 10^{-4}$ m, а на основу једн. (8) се добија да је густина центара нуклеације $1,5 \cdot 10^7$ m⁻². За глатке површине и контактни угао од 40° се добија $D_b = 2,08 \cdot 10^{-3}$ m и $n = 2,3 \cdot 10^5$ центара/m². Тако да се вредност од $n = 1,5 \cdot 10^6$ центара/m² добијена једн. (3) потврђује изразима (6)–(8).

Експериментални резултати добијени брзом инфрацрвеном камером [6, 7] показују да је за храпаве површине број центара нуклеације већи од $6 \cdot 10^5$ центара/m², док је за глатке површине до 10^5 центара/m². Ове вредности су ниже од оних добијене изразима (3)–(5) и (6)–(8). Такође, експерименти показују да се густина центара нуклеације смањује са смањењем топлотног флукса. Показано је да контактни угао није једини параметар који одређује густину центара нуклеације, како се раније веровало [11, 20, 21].

У овом раду је густина центара нуклеације улазни параметар, који зависи од стања загрејачке површине. ако се претпостави да је у тренутку појаве критичног топлотног флукса цела загрејачка површина прекривена мехуровима, добија се да је ширина зоне једнака пречнику мехура који напушта површину, тј. $b = D_b$.

Други параметар који одређује динамику базенског кључања је време задржавања мехура на загрејачкој површини. Оно се може предвидети из релације за пречник мехура и време раста мехура [22]:

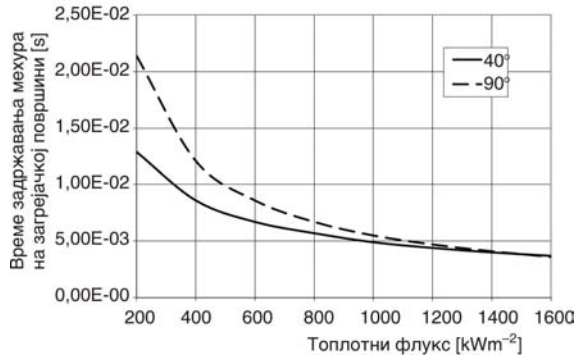
$$D_b = 2 \gamma \text{Ja} \sqrt{\gamma^2 \text{Ja}^2 - 2\beta \text{Ja}} \sqrt{a\tau} \quad (9)$$

где је Ja *Jacob*-ов број:

$$\text{Ja} = \frac{c_{p1} \Delta T_{\text{sat}}}{h_{12}} \frac{\rho_1}{\rho_2} \quad (10)$$

У [22] је показано да за контактне углове $40 - 90^\circ$ параметар γ (0,1; 0,49). Параметар β се добија експериментално и износи 6. На основу једн. (6) и (9) добија се време задржавања мехура на загрејачкој површини:

$$\tau = \frac{(0,0208\theta)^2 L_c^2}{4a_1 \gamma \text{Ja} \sqrt{\gamma^2 \text{Ja}^2 - 2\beta \text{Ja}}} \quad (11)$$



Слика 2. Зависност између времена задржавања мехура на загрејачкој површини и топлотног флукса за контактне углове од 40° и 90°

као функција контактнoг угла и *Jacob*-овог броја. Зависност између времена задржавања мехура на загрејачкој површини и топлотног флукса за два различита контактна угла квашења је дата на сл. 2.

Билансне једначине

Двофазна мешавина у случају базенског кључања је моделирана применом модела два флуида [23]. Једначине одржања масе, количине кретања и енергије су решаване за обе фазе, док се ме-

ђуфазни прелаз моделира уз помоћ конститутивних корелација. Једначине одржања су дате у следећем облику:

– одржање масе

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

– одржање количине кретања

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

– одржање енергије

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

Параметри u , p , h и T су временски усредњене тренутне вредности брзине, притиска, енталпије и температуре, респективно. Индекс k је 1 за воду, а 2 за пару. Изворни чланови су дати са десне стране у једн. (12)–(14). Интензитет испаравања и кондензације су Γ_e и Γ_c . Изворни члан који потиче од међуфазног трења је $F_{21,i}$.

Биланс запреминског удела фазе је дат следећим изразом:

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

Енергетска једначина за зид је:

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

где је q_h запремински топлотни извор (нпр. електрично загревање), а q_b представља топлотни понор у контролној запремини на загрејачком зиду, који се јавља због раста

мехура (у исто време ова вредност представља и топлотни извор у контролној запремини флуида на зиду када се појави раст мехура). Претпоставља се да је топлотни извор једнак нули ако запремински удео парне фазе на загрејачкој површини пређе 0,99.

Изворни члан који потиче од међуфазног трења \bar{F}_{21} се израчунава [23]:

$$F_{21,i} = \frac{3}{4} \alpha_2 \rho_1 \frac{C_D}{D_p} \sqrt{\frac{3}{j} (u_{2,j} - u_{1,j})^2 (u_{2,i} - u_{1,i})} \quad (17)$$

где је C_D коефицијент међуфазног трења, а D_p пречник мехура. Коефицијент међуфазног трења се одређује применом следеће корелације:

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

где је α_2 исто као у случају *CATHARE* корелације [24]. Остале силе, као што су сила узгона и сила виртуелне масе су занемарене.

Интензитет испаравања се узима у обзир преко релаксационог времена τ :

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

Нумерички метод

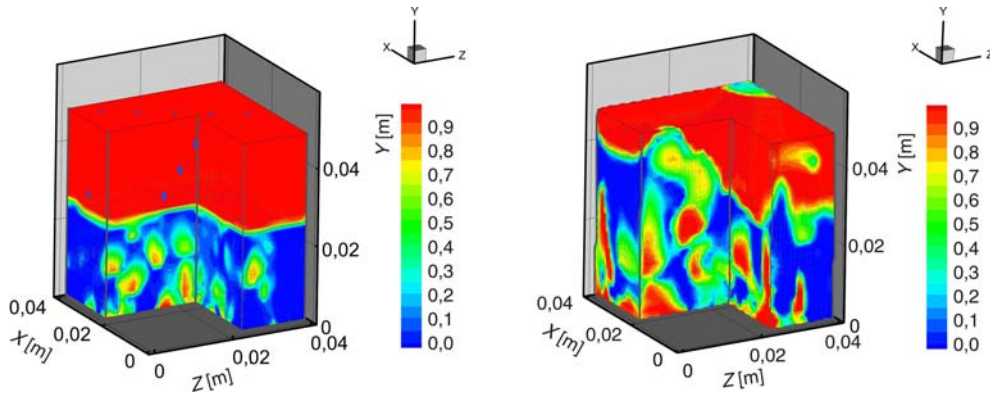
Систем једн. (12–14) и (16) се решава коришћењем методе контролних запремина и применом *SIMPLE* (Semi Implicit Method for Pressure-Linked Equations) нумеричког алгоритма [25]. Он се користи за решавање једначине за корекцију притиска из једначина одржања масе и количине кретања [26], чијим се итеративним решавањем са једначинама количине кретања одређује поље брзина сваке од фаза и јединствено поље притиска.

Нумеричка мрежа се састоји од 40 × 50 × 40 контролних запремина. Мрежа се састоји од два дела: загрејачког зида (40 × 10 × 40 контролних запремина) и двофазне мешавине (40 × 40 × 40 контролних запремина). Доњи загрејачки зид је подељен у 4 × 4 зоне, а положај генерације мехурова унутар зоне је одређен функцијом случајних бројева. Коришћен је *TDMA* (Three-Diagonal-Matrix Algorithm) [25] за решавање система једначина. Грешка прорачуна је у границама до 10⁻⁵ за сваку контролну запремину.

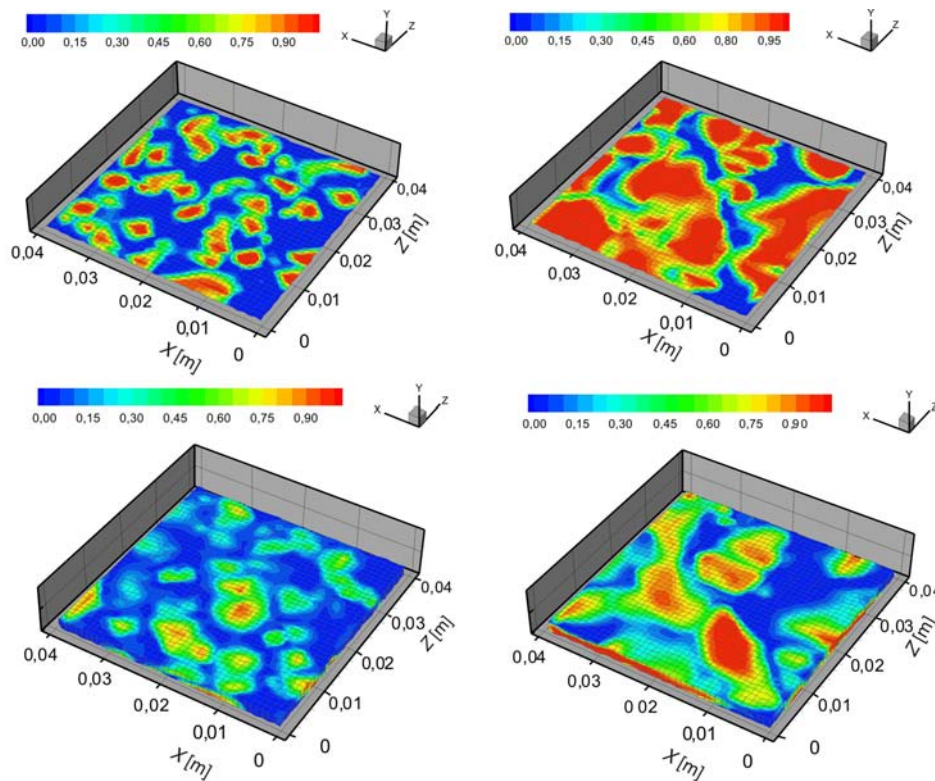
Резултати нумеричке симулације

На сл. 3 су дати резултати запреминског удела парне фазе за две различите вредности топлотног флукса под атмосферским условима. У случају великих вредности топлотног флукса добијају се веће површине прекривене парном фазом и виши је ниво двофазне мешавине, док је за случај нижих вредности топлотног флукса ниво двофазне мешавине скоро изједначен. Формирање парних слојева на одређеним деловима загрејачке површине је посматрано за топлотни флукс од 1000 kW/m².

На сл. 4 је приказано формирање површина прекривеним мехуровима са повећањем вредности топлотног флукса. У случају малих вредности топлотног флукса тачке прекривене парном фазом се јављају на местима где се методом случајних бројева појављују мехурови, док се веће површине прекривене парном фазом форми-



Слика 3. Запремински удео течне фазе за топлотни флуks од 200 kW/m^2 (лево), и 1000 kW/m^2 (десно)



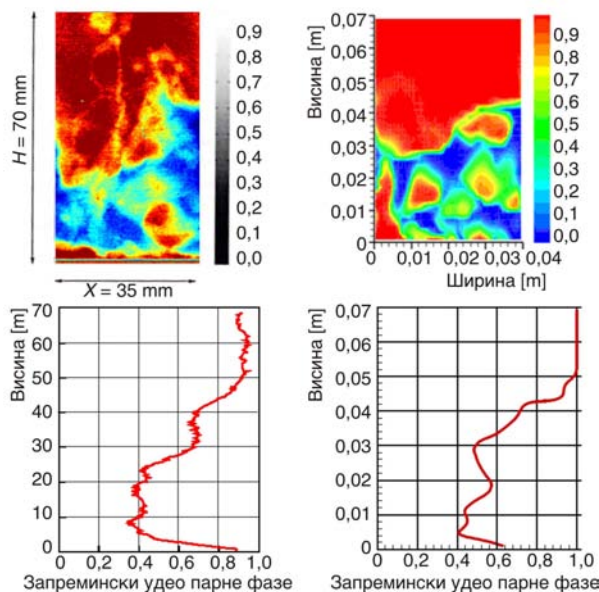
Слика 4. Запремински удео течне фазе за топлотни флуks од 200 kW/m^2 (лево) и 1000 kW/m^2 (десно), на почетку кључања (горе) и за развијено кључање (доле)

рају за веће вредности топлотног флуksа. Те површине за веће вредности топлотног флуksа се формирају због интензивног генерисања мехура и због спајања мањих

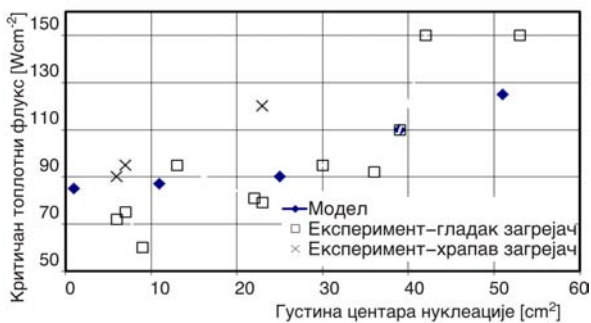
мехурова у један већи. Формирање парних мехурова спречава додир течне фазе и загрејачке површине и то доводи до појаве засушења.

Поређење експерименталних резултата [7] и резултата нумеричке симулације за случај базенског кључања је дато на сл. 5. На слици на врху је приказано формирање парних површина од загрејачког зида на горе. И резултати експеримента и резултати симулације показују значајно поремећен положај нивоа двофазне мешавине. На дијаграму у дољем делу слике 5 је показано да је запремински удео парне фазе на загрејачкој површини приближно 0,9, затим пада на вредност 0,4 унутар двофазне мешавине и расте до висине 0,03 m. На основу сл. 5 се може закључити да се примењеном нумеричком методологијом може поуздано предвидети структура двофазне мешавине у базенском кључању. Детаљнији резултати су дати у [27].

На сл. 6 су дати упоредни резултати измерених и израчунатих вредности критичног топлотног флукса у зависности од густине центара нуклеације. При експериментима [6, 7] се вредност критичног топлотног флукса идентификовала преко прегревања загрејача, тј. његовог механичког оштећења. У нумеричкој симулацији се критичан топлотни флукс јавља услед наглог температурског скока. Показано је да се овде представљени метод може користити за предвиђање критичних појава. Време задржавања мехура је узето на основу података са сл. 2. Израчунате вредности критичног топлотног флукса се поклапају са резултатима експеримента и за глатке и



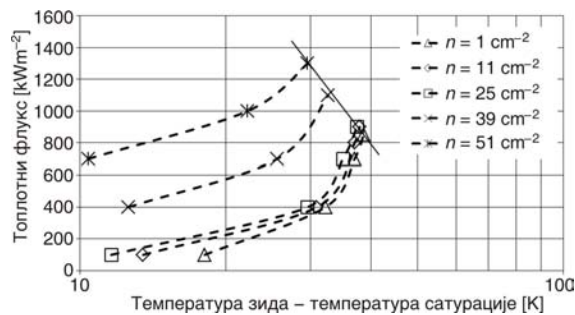
Слика 5. Поређење експерименталних резултата и резултата симулације за топлотни флукс од 1000 kW/m²



Слика 6. Поређење експерименталних резултата и резултата симулације за одређивање критичног топлотног флукса

за храпаве површине. Ове симулације су урађене на основу експерименталних података о стварној густини центара нуклеације. Ово је улазни параметар који је био неопходан да би се адекватно дефинисали гранични услови генерације мехурова. Резултати на сл. 6 показују да се вредности критичног топлотног флукса повећавају са повећањем густине центара нуклеације. То је у супротности са неким ранијим моделима [11, 20]. Очигледно је да вредности критичног топлотног флукса зависе од стања загрејачке површине, тј. од храпавости зида и густине центара нуклеације. На основу Кутателадзе-Зубер корелације (1) добија се вредност критичног топлотног флукса од 1200 kW/m^2 , што одговара густини центара нуклеације од приближно 45 центара/cm^2 .

На сл. 7 је дата тзв. крива кључања, тј. зависност између вредности топлотног флукса и разлике температуре зида и температуре сатурације за различите густине



Слика 7. Крива кључања добијена нумеричком симулацијом

нуклеације. Испрекидана линија показује стационарне услове базенског кључања. Пуном линијом је представљена веза између вредности топлотног флукса и разлике температура. Као што се може видети на сл. 7 температурска разлика се повећава са повећањем критичне вредности топлотног флукса. Тачка на пуној линији представља кризу кључања, тј. тренутак када температура загрејачког зида нагло расте.

Закључак

Троструменациона нумеричка анализа кризе кључања за случај базенског кључања при атмосферским условима је представљена у овом раду. Двофазна мешавина је моделирана применом модела два флуида. Узети су у обзир и параметри микро нивоа, као што су густина центара нуклеације и време задржавања мехурова на загрејачкој површини. Истовремено је решавана и топлотна кондукција у зиду. Добијени нумерички резултати су упоређени са експерименталним резултатима. Парни мехурови који се формирају на загрејачком зиду за велике вредности топлотног флукса доводе до раста температуре загрејачког зида и до појаве кризе кључања. Поређењем експерименталних резултата и резултата нумеричке симулације је установљено да се помоћу овог модела могу поуздано симулирати комплексни услови двофазног тока, као и предвидети услови при којим долази до појаве кризе кључања.

Нумерички резултати показују да се са повећањем густине центара нуклеације повећава и вредност критичног топлотног флукса, што је у супротности са неким претходно развијеним моделима.

Захвалност

Овај рад је настао као резултат рада на пројекту ТР33036 Министарства за просвету, науку и технолошки развој Републике Србије.

Ознаке

a	– термичка проводност, [m^2s^{-1}]
b	– ширина зоне нуклеације, [m]
c_p	– специфична топлота, [$\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$]
C_D	– коефицијент међуфазног трења, [–]
D	– пречник, [m]
D_b	– пречник мехура при одвајању, [m]
F	– сила по јединици запремине, [Nm^{-3}]
g	– гравитационо убрзање, [ms^{-2}]
h	– енталпија, [Jkg^{-1}]
h_{12}	– агентна топлота испаравања, [Jkg^{-1}]
k	– термичка проводност, [$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$]
L_c	– дужина водене капиларе, [m]
n	– густина центара нуклеације, [m^{-2}]
p	– притисак, [Pa]
q	– топлотни флуks, [Wm^{-2}]
q_h	– топлотни флуks који потиче од загрејача, [Wm^{-3}]
q_b	– топлотни извор, који се јавља због раста мехура, [Wm^{-3}]
t	– време, [s]
T	– температура, [K]
u	– брзина, [ms^{-1}]
x	– координата, [m]

Грчки симболи

α	– запремински удео фазе, [–]
Γ	– удео промене фазе, [$\text{kgm}^{-3}\text{s}^{-1}$]
θ	– контактни угао квашења, [deg.]
ρ	– густина, [kgm^{-3}]
σ	– површински напон, [Nm^{-1}]
τ	– релаксационо време промене фазе, [s]

Индекси

e	– испаравање
k	– кондензација
k	– индекс фазе ($k = 1, 2$)
p	– честица
sat	– сатурација
w	– зид
1	– вода
2	– пара
'	– засићена течност
"	– засићена пара

Литература

- [1] Nukiyama, S., Maximum and Minimum Values of Heat Transmitted from Metal to Boiling Water under Atmospheric Pressure, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 9 (1966), 12, 1419-1433 (in English)
- [2] Kutateladze, S. S., On the Transition to Film Boiling under Natural Convection, *Kotloturbostroenie (Russian Boiler and Turbine Construction)*, 3 (1948), 10, 10–12 (in English)
- [3] Kutateladze, S. S., Hydrodynamic Model of Heat Transfer Crisis in Free-Convection Boiling, *J. Tech. Phys.*, 20 (1950), 11, 1389-1392
- [4] Zuber, N., On the Stability of Boiling Heat Transfer, *ASME J. Heat Transfer*, 80 (1958), 2, 711-720
- [5] Lienhard, J. H., A Heat Transfer Textbook, Phlogiston Press, Cambridge, UK, 2002, 466-474
- [6] Theofanous, T. G., et al., The Boiling Crisis Phenomenon Part I : Nucleation and Nucleate Boiling Transfer, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26 (2002), 6-7, 775-792
- [7] Theofanous, T. G., et al., The Boiling Crisis Phenomenon Part II : Dryout Dynamics and Burnout, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26 (2002), 6-7, 793-810
- [8] Bang, I. C., Chang, S. H., Baek, W. P., Visualization of a Principle Mechanism of Critical Heat Flux in Pool Boiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48 (2005), 25-26, 5371-5385
- [9] Chung, H. J., No, H. C., A Nucleate Boiling Limitation Model for the Prediction of Pool Boiling CHF, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50 (2007), 15-16, 2944-2951
- [10] Dhir, V. K., Liaw, S. P., Framework for a Unified Model for Nucleate and Transition Boiling, *ASME J. Heat Transfer*, 3 (1989), 111, 739-746
- [11] Kolev, N. I., How Accurately Can We Predict Nucleate Boiling? *Experimental Thermal and Fluid Science*, 10 (1995), 3, 370-378
- [12] Zhao, Y. H., Masuoka, T., Tsuruta, T., Unified Theoretical Prediction of Fully Developed Nucleate Boiling and Critical Heat Flux Based on a Dynamic Microlayer Model, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45 (2002), 15, 3189-3197
- [13] He, Y., Shoji, M., Maruyama, S., Numerical Study of Heat Flux Pool Boiling Heat Transfer, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44 (2001), 12, 2357-2373

- [14] Stošić, Z., Stevanović, V., Three-Dimensional Numerical Simulation of Burnout on Horizontal Surface in Pool Boiling, *Proceedings, ASME/JSME 4th Joint Fluids Summer Engineering Conference (FEDSM2003)*, Honolulu, Hi., USA, 2003
- [15] Sakashita, H., Kumada, T., Method for Predicting Curves of Saturated Nucleate Boiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44 (2001), 3, 673-682
- [16] Thom, J. R. S., *et al.*, Boiling in Subcooled Water during Flow up Heated Tubes or Annuli, *Proc. Inst. Mech. Eng.*, 180, (1966), Part 3C, 226-246
- [17] Fritz, W., Berechnung des maximal Volumen von Dampfblasen, *Physikalische Zeitschrift*, 36 (1935), 11, 379-384
- [18] Zeng, L. Z., Klausner, J. F., Mei, R., A Unified Model for the Prediction of Bubble Detachment Diameters in Boiling Systems – I. Pool Boiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 36 (1993), 9, 2261-2270
- [19] Theofanous, T. G., *et al.*, The Physics of Boiling at Burnout, *Proceedings, 4th International Conference on Multiphase Flow*, New Orleans, La., USA, 2001
- [20] Ha, S. J., No, H. C., A Dry-Spot Model of Critical Heat Flux Applicable to Both Pool Boiling and Subcooled Forced Convection Boiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43 (2000), 2, 241-250
- [21] Wang, C. H., Dühr, V. K., Effect of Surface Wettability on Active Nucleation Site Density During Pool Boiling of Water on a Vertical Surface, *Journal Heat Transfer*, 115 (1993), 659-669
- [22] Isachenko, V. P., Osipova, V. A., Sukomel, A. S., *Heat Transfer*, Mir Publisher, Moscow, 1980
- [23] Ishii, M., Two-Fluid Model for Two-Phase Flow, *Multiphase Science and Technology*, 5 (1990) (chap. 1), 1-63
- [24] Rousseau, J. C., Houdayer, G., Advanced Safety Code CATHARE Summary of Verification Studies on Separate Effects Experiments, *Proceedings, 2nd International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulic–NURETH 2*, Santa Barbara, Cal., USA, 1983, 343-351
- [25] Patankar, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere Publishing Corporation, New York, USA, 1980
- [26] Stevanović, V., *Thermal-Hydraulics of Steam Generators – Modelling and Numerical Simulation*, Monograph, Faculty of Mechanical Engineering, Belgrade, 2006
- [27] Пезо, М., Нумеричка симулација кризе кључања у испаривачким цевима, Докторска дисертација, Машински факултет, Универзитет у Београду, Београд, 2011

Abstract

Numerical Prediction of Critical Heat Flux in Pool Boiling With the Two-Fluid Model

Milada L. PEZO^{1} and Vladimir D. STEVANOVIĆ²*

¹ **Laboratory for Thermal Engineering and Energy,
Vinča Institute of Nuclear Sciences, University of Belgrade, Belgrade, Serbia**

² **Faculty of Mechanical Engineering, University of Belgrade, Belgrade, Serbia**

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 vapour generation on the heated wall is modelled 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.

Key words: *pool boiling, critical heat flux, modelling*

*Corresponding author, e-mail: milada@vinca.rs

Рад примљен: 19. новембра 2012.
Рад ревидиран: 8. марта 2013.
Рад прихваћен: 21. марта 2013.