

Nestacionarieji šilumos ir masės mainai spinduliuojančiuose dispersiniuose srautuose

5. Knudseno sluoksnio įtakos tyrimas

Gintautas Miliauskas,

Valdas Garmus

*Kauno technologijos universitetas,
Šilumos ir atomo energetikos katedra,
K. Donelaičio g. 20, LT-48145 Kaunas,
el. paštas: valdasgarmus@yahoo.co.uk*

Pateikta laisva nuo lašelio didumo ribojimo nestacionariosios šilumos masės pernašos garuojančiame išpurkštame skystyje kombinuoto analitinio ir skaitinio tyrimo metodika. Skaitinio tyrimo schemoje, kurioje garuojančio lašelio paviršiaus temperatūra apskaičiuojama greičiausio nusileidimo metodu minimizuojant energijos srautų balanso lygtį, atsižvelgta į temperatūros ir garo slėgio šuolius Knudseno sluoksnyje. Skaitiškai ištirtas vandens lašelių šilimas ir garavimas oro sraute. Parodyta parametro, išreiškiamo lašelio paviršiaus temperatūros santykiu su pusiausvirojo garavimo temperatūra lašelius šildant laidumu, svarba išpurkšto skysčio terminės būsenos kitimo įvertinimui.

Raktažodžiai: lašai, nestacionarieji šilumos ir masės mainai, garavimas, skaitinis tyrimas, Knudseno sluoksnis, temperatūros ir slėgio šuoliai

1. ĮVADAS

Tarp gamtoje ir pramonėje aptinkamų dispersinių sistemų terminių technologijų praktiniuose taikymuose svarbūs dujų ir lašelių dvifaziai srautai. Jie tarnauja skystojo kuro deginimo, plazmos, paviršių apsaugos, staigaus dujų aušinimo ir daugelyje kitų šiuolaikinių technologijų įrenginiuose. Šių įrenginių darbo patikimumas ir efektyvumas priklauso nuo skysčio fazinių virsmų trukmės ir intensyvumo optimalaus valdymo. Tik reikiamoje vietoje išgaruojant reikiamam skysčio kiekiui galima efektyviai slopinti nepageidaujamas toksogenus degimo produktuose, užtikrinti patikimą paviršių apsaugą nuo intensyvaus energinio poveikio ar padidinti oro suslėgimo proceso efektyvumą dujų turbinų oro kompresoriuose [1, 2]. Pastaruoju atveju aktualu išvengti vandens lašelių smūgių į dvifazį srautą ribojančius paviršius, kad nesukeltų metalo erozijos.

Minėtose technologijose lašelių garavimo spartą galima reguliuoti keičiant skysčio išpurškimo dispersiškumą. Galima pastebėti, jog fazinių virsmų valdymas pagal skysčio išpurškimo dispersiškumą yra ribotas, jei norima užtikrinti reikiamą skysčio išgaravimą ir vietą įrenginiams dirbant nežymiai kintančiu režimu. Platesnes technologinių procesų reguliavimo galimybes suteikia daugiafaktorinis valdymas, pavyzdžiui, derinant lašų dispersiškumą su tinkamai parinkta išpurškiamo skysčio terminė būsena. Tokiam valdymui užtikrinti reikia visapusiškai pažinti šilumos ir pernašos procesų vyksmo dėsningumus plačiame šilumos ir masės mainų vyksmo sąlygų diapazone. Pernašos procesų sparta dvifaziuose srautuose yra didelė. Tai kelia griežtus reikalavimus per-

našos procesų modeliavimui. Būtina atsižvelgti į šilumos ir masės pernašos procesų lašeliuose ir jų apsuptyje nestacionarumą bei tarpusavio sąveiką, vykstančią dėl selektyvios spinduliuotės, Stefano hidrodinaminio srauto, temperatūros ir slėgio šuolių Knudseno sluoksnyje, garuojančių lašų slydimo dujose, dvifazio srauto turbulenciškumo, kintamų fizinių savybių ir kitų veiksnių įtakos.

Atlikus „lašo“ uždavinio istorijos, apimančios daugiau nei šimtmetį lašų šilumos ir masės mainų mokslo vystymąsi, tyrimą galima teigti, jog griežtas „lašo“ uždavinio formulavimas netgi šiuolaikiniame termohidrodinamikos mokslo pažinimo lygmenyje bei pernašos procesų skaitinio tyrimo plačių galimybių eroje daro jį sunkiai sprendžiamu. Todėl taikoma nuoseklus „lašo“ uždavinio tyrimų vystymo metodologija, kai sprendiniuose daromi apribojimai laipsniškai artinami prie realių sąlygų. „Lašo“ uždavinys apima platų lašų šilumos ir masės mainų spektrą. Jų tyrimus bendrais bruožais apžvelgsime šiame darbe toliau plėtojamos „lašo“ uždavinio analitinio ir skaitinio kombinuoto tyrimo metodologijos aspektu.

Darbe [3] apibendrinti pirmųjų „lašo“ uždavinio tyrimo darbų rezultatai, kai stacionarioji šilumos ir masės pernaša tirta lašeliui garuojant žemos temperatūros dujose. Nustatytas garuojančio lašelio temperatūros mažėjimas, konstatuota lašo slydimo ir Stefano hidrodinaminio srauto įtaka. Prielaidos fazinių virsmų poveikio lašelių konvekcinio šildymo intensyvumui įvertinti panašumo teorijos principais sudarė Spoldingo šilumos pernašos B parametro įvedimas [4]. Juo remiantis sudarytos logaritmės ir laipsninės funkcijos plačiai taikomos

garuojančių lašelių konvekcinio šildymo intensyvumui apskaičiuoti pagal kietos sferos tyrimus. Išsami „lašo“ tyrimų apžvalga konvekcinės šilumos pernašos atveju pateikta [5]. Parodyta „lašo“ vidinio uždavinio svarba modeliuojant lašelių nestacionarųjį garavimą, aptarti šio uždavinio sprendimo ypatumai „greito maišymosi“, „begalinio“ ir „riboto“ šilumos laidžio metodais, išvystyta priverstinės skysčio cirkuliacijos lašuose įvertinimo efektyviuoju šilumos laidžio koeficientu teorija. Galima teigti, jog [5] darbe apibendrinti „lašo“ uždavinio šiuolaikinių tyrimų pasiekimai, kai šilumos spinduliuotės srautą galima paneigti. Tačiau siekis atsižvelgti į spektrinį spinduliuotės sugėrimą pusskaidriame skystyje ir įvertinti pernašos procesų Knudseno sluoksnyje įtaką lašelių fazinių virsmų intensyvumui yra svarbus šiuolaikinių „lašo“ tyrimų aspektas.

Monochromatinės spinduliuotės sraute šylančio ir garuojančio pusskaidrio skysčio sferiškai simetriško lašo terminę būseną aprašančios netiesinės antrojo laipsnio diferencialinės parabolinio tipo energijos lygties traktavimo kaip nestacionariosios šilumos pernašos uždavinio su žinoma šaltinio funkcija ir jo sprendinio pateikimo begaline integralinių lygčių suma metodologija išvystyta [6] darbe. Jame parodyta „lašo“ išorinio ir vidinio uždavinių sietis ir patvirtintas kraštinių sąlygų formulavimo būtinumas pagal dar nežinomą lašelio paviršiaus temperatūrą, aptartos lašelio sprogaus garavimo režimo sąlygos. Spinduliuavimo modeliavimo ypatumai kuro deginimo sistemose aptarti [7]. Prielaidas sudėtinės šilumos pernašos procesų sąveikai tirti pusskaidriuose lašeliuose sudarė sferiniuose tūriuose išvystyti spektrinės spinduliuotės modeliai [8–11]. Darbe [8] patvirtinta simetriško skysčio tūrio formos įtaka spinduliuotės sugėrimui; [9] darbe ištirtas spinduliuotės sugėrimas stambiuose vandens bei kuro lašeliuose nesimetriško šaltinio atveju; [10] darbe, paneigus spinduliuavimo emisiją lašeliuose ir jų šilumą modeliuojant patobulintais anksčiau minėtais laidžio modeliais, patvirtinta spinduliuotės sugėrimo įtaka lašelių garavimui ir temperatūrai. Nestacionariosios pernašos laidumu ir spinduliuoimu procesų sąveika, atsižvelgus į spektrinio kompleksinio lūžio rodiklio priklausomybę nuo šylančio skysčio temperatūros, izoterminės pradinės būsenos vandens lašeliuose ištirta [11]. Pateikta „lašo“ kompleksinio uždavinio samprata, patvirtintas „lašo“ vidinio ir išorinio uždavinių glaudus ryšys, skaitiniais tyrimais nustatyta dvigubos temperatūros inversijos egzistavimo garuojančiuose pusskaidrių skysčių lašeliuose galimybė. Darbe [12] nustatyta žymi lašelių pradinio neizoterminės įtaka jų terminės būsenos kitimui nestacionariojo garavimo metu. [11, 12] darbuose išvystytą pusskaidrio skysčio lašelių nestacionariosios šilumos ir masės pernašos iteracinio tyrimo metodikos taikymą riboja stambaus „lašo“ prielaida. Modeliuojant smulkių lašelių fazinius virsmus iškyla temperatūros ir garo slėgio pokyčio Knudseno sluoksnyje įvertinimo problema.

Pagal Knudseno sluoksniu įtaką šilumos ir masės pernašos procesams, garuojančio skysčio lašelius siūlo-

ma skirstyti į stambius, kai Knudseno kriterijus $Kn < 0,1$, mažus, kai $Kn > 0,3$. Esant tarpinėms Kn vertėms – juos vadinti vidutinio stambumo lašeliais [13]. Kai Knudseno kriterijaus vertė maža, tuomet garo srauto tankį lemia Stefano hidrodinaminis srautas bei dėl skysčio garo gradiento įtakos vykstantys difuziniai procesai [6, 14]. Tuomet šilumos ir masės mainų procesai lašelių apsuptyje aprašomi dujų dinamikos lygtimis ir galima teigti, jog garo dujų mišinio temperatūra prie lašelio yra artima jo paviršiaus temperatūrai, o garo dalinis slėgis atitinka sočiojo garo slėgį pagal paviršiaus temperatūrą. Augant Knudseno kriterijaus vertei, vis ženklesnį poveikį daro procesai prie lašelio, reikia atsižvelgti į garo molekulių atitrūkumą nuo skysčio paviršiaus ir jų grįžimą atgal į skystį [15]. Šie procesai lemia temperatūros ir garo slėgio pokyčius Knudseno sluoksnyje. Pastarųjų įtaką šilumos ir masės pernešimui siūloma įvertinti temperatūros K_T^T ir K_T^n bei koncentracijos K_n^T ir K_n^n koeficientais [13, 16] ir kt. Šie koeficientai apskaičiuojami sprendžiant Bolcmano lygčių sistemą bei ieškant jos sprendinių koreliacijos su termohidromechanikos lygčių sprendiniais už Knudseno sluoksniu. Tai labai sudėtingas uždavinys, kurio bendrojo sprendinio dar nėra. Darbe [17] gauti sprendiniai darant prielaidą, kad molekulės juda vienodu greičiu ir mažos molekulės tarp didelių pasiskirsto izotropiškai. Pažymėtina, jog plačiai taikomi Maksvelo, Lojalkos bei momentų metodai [18, 19]. Išsami šia tematika publikuotų darbų apžvalga pateikta [16]. Svarbūs yra kondensacijos ir garavimo koeficientai, kurie apibrėžiami kaip tikimybė, kad į skysčio paviršių atsitrenkusi garo molekulė bus sugerta. Literatūroje aptinkamos prieštaringos jų vertės. Pavyzdžiui, eksperimentinės kondensacijos koeficiento vertės vandeniui kinta nuo 0,1 iki 1 [20, 21].

Laisvi nuo Knudseno kriterijaus apribojimo lašo fazinių virsmų modeliai dažniausiai remiasi srautų sulyginimo metodu. Tuomet numatomos skysčio, Knudseno sluoksniu ir lašo apsuptyje zonos. Darbe [22] pateikta šilumos ir masės mainų teorijų kraštiniais atvejais apžvalga ir siūloma tarpinius atvejus skaičiuoti interpoliacijos būdu, kraštiniais laikant atvejus, kai $Kn \rightarrow 0$ ir $Kn \rightarrow \infty$. Paneigus molekulių susidūrimus prie lašo paviršiaus laikoma, jog Knudseno sluoksniu storis yra tiesiog proporcingas molekulių laisvojo kelio ilgiui: $R_{Kn} - R = \beta l$ [22]. Proporcingumo koeficiento vertė yra vieneto eilės dydis. Dažnai priimama $\beta = 0,75$ vertė. Remiantis [22] darbe pateiktu modeliu, [23, 24] darbuose išplėta temperatūros ir slėgio šuolių Knudseno sluoksnyje apskaičiavimo metodika, leidžianti išvengti tiesioginio dujų kinetinės teorijos metodų taikymo būtinumo.

Šiuo darbu siekiama išplėsti „lašo“ uždaviniu besiremiančios dvifazijos dujų ir skysčio lašelių srauto kombinuoto analitinio ir skaitinio tyrimo metodikos taikymo ribas, išlaisvinant ją nuo lašo didumo prielaidos, įvertinti Knudseno sluoksniu įtaką lašelių faziniams virsmams bei ištirti išpurškiamo skysčio temperatūros poveikį skysčio garavimo spartai.

2. MATEMATINIS MODELIS

Lašelio tūrio kitimą lemia šylančio skysčio terminis plėtimasis bei fazinių virsmų sparta jo paviršiuje:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} [\rho_l(\tau) V_l(\tau)] = -g_v(\tau). \quad (1)$$

Sferinio lašelio garavimo dinamiką patogiu nusakyti jo spindulio kitimu garo srauto tankio atžvilgiu:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} [\rho_l(\tau) R^3(\tau)] = -3R^2(\tau) m_v(\tau). \quad (2)$$

Garų srauto tankių lašelio paviršiuje sąlygoja skysčio ir jo apsupties prigimtis, dėl garo koncentracijos gradiento įtakos vykstančios difuzinės masės pernašos greitis bei dėl Stefano hidrodinaminio srauto poveikio vykstančios konvekcinės masės pernašos greitis. Hidrodinaminio srauto įtaką įvertinus Stefano logaritmu, garo srauto tankis lašelio paviršiuje aprašomas išraiška [14]:

$$m_v(\tau) = \frac{D_{vg}(\tau)}{T_{vg,R}(\tau)} \frac{M_v}{R(\tau) R_M} p \ln \frac{p - p_{v,\infty}(\tau)}{p - p_{v,R}(\tau)}. \quad (3)$$

Darbe [6] siūloma į (3) garo srauto tankio išraišką įtraukti garo ir dujų molekulinį masių santykio bei skysčio garo slėgio prie lašelio ir dujose skirtumo $\Delta p_v = p_{v,R} - p_{v,\infty}$ pataisas:

$$m_v(\tau) = \frac{D_{vg}(\tau)}{T_{vg,R}(\tau)} \frac{M_v}{R(\tau) R_M} \left\{ \Delta p_v(\tau) + \frac{M_v}{M_g} \left[p \ln \frac{p - p_{v,\infty}(\tau)}{p - p_{v,R}(\tau)} - \Delta p_v(\tau) \right] \right\}, \quad (4)$$

teigiant, jog garo srauto tankio (3) išraiška yra pakankamai tiksli (4) išraiškos aproksimacija. Aiškiai matyti skysčio garo $p_{v,R}$ slėgio bei skysčio garo ir dujų mišinio $T_{vg,R}$ temperatūros prie lašelio paviršiaus svarba fazinių virsmų spartai. Pagal prasmę $p_{v,R}$ slėgis ir $T_{vg,R}$ temperatūra atitinka garo slėgį bei garo ir dujų mišinio temperatūrą Knudseno sluoksnio riboje. Jiems apskaičiuoti reikia žinoti lašelio paviršiaus temperatūrą bei atsižvelgti į temperatūros ir slėgio šuolius Knudseno sluoksnyje:

$$T_{vg,R}(\tau) \equiv T_{Kn}(\tau) = T_R(\tau) + \Delta T_{Kn}(\tau), \quad (5)$$

$$p_{v,R}(\tau) \equiv p_{v,Kn}(\tau) = p_{v,s}(T_R, \tau) + \Delta p_{Kn}(\tau). \quad (6)$$

Lašelio paviršiaus temperatūros kitimą sąlygoja energijos srautų jame dinamika. Galiojant pernašos procesų kvazistacionarumo prielaidai galima teigti, jog tiriamuoju laiko momentu šilumos ir masės pernašos procesų greičiai atitinka jų greičius pusiausvirų šilumos ir masės mainų atveju, kai lašelio paviršiaus temperatūra yra apibrėžta. Tuomet lašelio paviršiaus temperatūros momentinę vertę galima apskaičiuoti pagal energijos srautų jo

paviršiuje balanso lygtį, reikalaujančią prie lašelio paviršiaus pritekančių ir nuo jo nutekantųjų energijos srautų lygybės. Balanso lygtį patogiu išreikšti formalia energijos srautų tankių vektorine lygtimi:

$$\bar{q}_c^+(R, \tau) + \bar{q}_c^-(R, \tau) + \bar{q}_f^+(R, \tau) = 0. \quad (7)$$

Fazinių virsmų energijos srauto tankių nusakanti trečiaji (7) lygties nari galima konkretizuoti pagal garo srauto tankių lašelio paviršiuje:

$$q_f^+(R, \tau) = m_v(\tau) L(\tau). \quad (8)$$

Fazinių virsmų energijos srauto vektoriaus kryptį vienareikšmiškai nurodo Stefano logaritmas (3), (4) išraiškose.

Išorinio energetinio poveikio intensyvumą nusakantį šilumos srauto $q_\Sigma^+(\tau) = q_c^+(\tau) + q_f^+(\tau)$ konvekcinei dedamoji (7) lygtyje dažniausia apskaičiuojama panašumo teorijos metodais. Panaudojus Spoldingo šilumos pernašos B parametro laipsninę funkciją, garuojančiam lašeliui konvekcija teikiamos šilumos srauto tankis aprašomas išraiška [25]:

$$q_c^+(R, \tau) = \left(2 + 0.57 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3} \right) \frac{\lambda_{vg}(\tau) \cdot [T_g - T_R(\tau)]}{2R(\tau)} [1 + B(\tau)]^{-0.7}. \quad (9)$$

(9) išraiškoje panaudotas modifikuotas Reinoldso kriterijus $\text{Re} = |w_g - w_l| \mu_{vg} R / \rho_g$. Spoldingo šilumos pernašos B parametras nestacionariojo skysčio garavimo metu apskaičiuojamas atsižvelgus į lašelio temperatūros lauko gradientą [12]. Konvekcija lašeliui teikiamos šilumos srauto vektoriaus kryptį vienareikšmiškai nurodo dujų ir lašo paviršiaus temperatūrų skirtumas.

Konvekcija į lašelį nukreipiamos ar iš jo plintančios šilumos srauto tankis aprašomas pagal Furje dėsnio modifikuotą išraišką:

$$q_c^-(R, \tau) = -\lambda_l(\tau) \frac{\partial T(r, \tau)}{\partial r} \Big|_{r=R^-} \cdot k_c^-(\tau), \quad (10)$$

kurioje efektyviuoju k_c^- šilumos laidžio parametru įvertinama skysčio cirkuliacijos įtaka šilumos plitimui lašelyje [5]. Laidumu lašelyje plintančios šilumos srauto vektoriaus kryptį nurodo nestacionariojo temperatūros lauko gradientas [11]:

$$\frac{\partial T(r, \tau)}{\partial r} \Big|_{r=R^-} = \frac{2\pi}{R^2(\tau)} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n n \int_0^{\tau} f_n(R, \tau') \exp \left\{ -a(\tau') \left[\frac{n\pi}{R(\tau')} \right]^2 (\tau - \tau') \right\} d\tau'. \quad (11)$$

Begalinės sumos nario f_n funkcija (11) išraiškoje įvertinama spinduliuotės srauto sugerimo lašelyje ypatumai bei jo paviršiaus temperatūros kitimo greičio įtaka.

Kai galioja kraštinės sąlygos:

$$T(r,0) = T_{R0}; \quad R(0) = R_0; \quad T(R,\tau) = T_R(\tau) \quad (12)$$

ir temperatūra bei garo slėgis lašelį supančio Knudseno sluoksnio riboje yra žinomi, tuomet (1–12) lygčių sistema yra apibrėžta. Sferiniam izoterminio paviršiaus lašeliui, teigiant, jog lašelio fazinių virsmų greitis yra mažesnis už garso greitį, dujų ir lašo paviršiaus temperatūrų skirtumo santykio su dujų temperatūra vertė mažesnė už vieneta, garo molekulės Knudseno sluoksnyje nesusiduria ir jų greičių pasiskirstymas tenkina Grado funkciją, temperatūros ir garo slėgio pokyčiai Knudseno sluoksnyje aprašomi lygčių sistema [23, 24]:

$$\left(\frac{R}{R_{Kn}} + \frac{Kn}{Pr_m} \cdot \frac{8k_{vg}}{k_{vg} + 1} \right) \cdot \frac{T_R - T_{Kn}}{T_g} = \frac{8k_{vg}}{k_{vg} + 1} \cdot \frac{Kn}{Pr_m} \cdot \frac{T_R - T_g}{T_g} + m \cdot \frac{R}{R_{Kn}} \cdot \frac{k_{vg} - 1}{k_{vg} + 1} \cdot \frac{M_{vg}}{M_v} \cdot \frac{\sqrt{2\pi R_M T_{Kn}}}{\sqrt{M_{vg} p_{vg}^2}}, \quad (13)$$

$$\left(1 - \frac{\alpha_k R^2}{2R_{Kn}^2} \right) \cdot \frac{\sqrt{2\pi R_M T_g}}{\sqrt{M_v p_{v,\infty}^2}} \cdot m = \alpha_g \cdot \left(1 + \frac{p_{v,R} - p_{v,\infty}}{p_{v,\infty}} - \frac{T_R - T_g}{2T_g} \right) - \alpha_k \cdot \left(1 + \frac{p_{v,Kn} - p_{v,\infty}}{p_{v,\infty}} - \frac{T_{Kn} - T_g}{2T_g} \right). \quad (14)$$

(13), (14) lygtyse panaudotas modifikuotas Prandlio kriterijus

$$Pr_m = \frac{k_{vg}}{k_{vg} - 1} \cdot \frac{\mu_{vg} R_M}{\lambda_{vg} M_{vg}} \quad (15)$$

ir modifikuotas adiabatės eksponentas:

$$\frac{k_{vg} + 1}{k_{vg} - 1} \cdot \frac{\sqrt{R_M p_{vg}^2}}{\sqrt{2\pi M_{vg} T_{Kn}}} = \frac{k_v + 1}{k_v - 1} \cdot \frac{\sqrt{R_M p_{v,Kn}^2}}{\sqrt{2\pi M_v T_{Kn}}} + \frac{k_g + 1}{k_g - 1} \cdot \frac{\sqrt{R_M p_g^2}}{\sqrt{2\pi M_g T_{Kn}}}. \quad (16)$$

Dėl skirtingos molekulių laisvojo kelio ilgio apskaičiavimo metodikos literatūroje aptinkamos Knudseno kri-

terijaus išraiškos lašelio spindulio ir skersmens atžvilgiu [26]. Molekulių laisvojo kelio ilgį apskaičiuojant pagal lašelio apsupties sąlygas

$$l = \frac{\mu_g}{2} \frac{\sqrt{2\pi R_M T_g}}{\sqrt{M_g p^2}}, \quad (17)$$

Knudseno kriterijus (13) lygtyje išreiškiamas molekulių laisvojo kelio ilgio ir lašelio skersmens santykiu [23, 24]. Galima matyti, jog (13), (14) išraiškos gerai derinasi su (1–12) lygčių sistema.

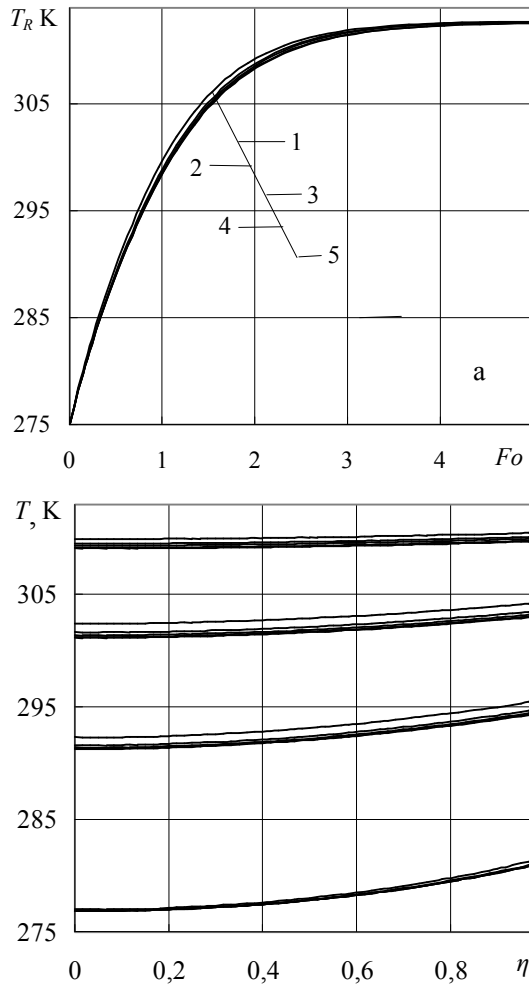
3. SKAITINIŲ TYRIMŲ REZULTATAI IR JŲ ANALIZĖ

Ištirtas 473 K temperatūros sauso oro srauto nešamų lašelių šilimas ir garavimas, kai jie susidaro išpurškiant 275 K temperatūros vandenį. Gravitacinių jėgų įtaka lašelių slydimui dujose paneigta. Tuomet lašeliai šildomi laidumu ir lašelio paviršiaus temperatūra laiko τ_i momentu apskaičiuojama pagal iteracinę schemą:

$$\frac{\lambda_{vg,j} (T_g - T_{R,j})}{R_{j-1}} (1 - B_j)^{-0.7} + \frac{D_j}{T_{Kn,j}} \frac{L_j M_v}{R_\mu R_{j-1}} p \ln \frac{p - p_{v,\infty,j-1}}{p - p_{v,Kn,j}} - \frac{2}{R_{j-1}^2} \lambda_{i,j} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1}{n\pi} \right)^2 \sum_{i=2}^j \frac{1}{a_{i-1}} R_i^3 \frac{dT_R}{dT} \Big|_i \times \left\{ \exp \left[a_i \left(\frac{n\pi}{R_i} \right)^2 (\tau_i - \tau_j) \right] - \exp \left[a_{i-1} \left(\frac{n\pi}{R_{i-1}} \right)^2 (\tau_{i-1} - \tau_j) \right] \right\} = 0. \quad (18)$$

Garuojant vienišam lašeliui į dujų srauto parametrų pokyčius neatsižvelgiama. Lašelio universalus nedimensinis $\eta = r/R$ spindulys suskaidomas į sveiką $J - 1$ skaičių dalių taip, kad $\sum_{j=2}^J (\eta_j - \eta_{j-1}) = 1$. Kontrolinio laiko indekso vertė pradedant $I = 2$ nuosekliai didinama iki numatytos maksimalios I_m vertės. Laiko $\Delta\tau_i$ intervalai parenkami taip, kad lašelio paviršiaus temperatūros kitimo tempą juose būtų galima laikyti pastoviu ir lašelis išgaruotų neviršijant $I_m = 150$. Kad tenkintų šilumos ir masės pernašos procesų kvazistacionarumo prielaidą, laiko žingsnis skaitinėje schemoje papildomai kontroliuojamas relaksacijos laiko atžvilgiu. Šuoliškas lašelio tūrio pokytis kontroliniais laiko momentais apskaičiuojamas skaitiškai sprendžiant (2) lygtį, skysčio garo srauto tankį apskaičiavus pagal (4) išraišką. Tenkinama $\sum_{j=2}^J (r_{i,j} - r_{i,j-1}) = R_i$ sąlyga.

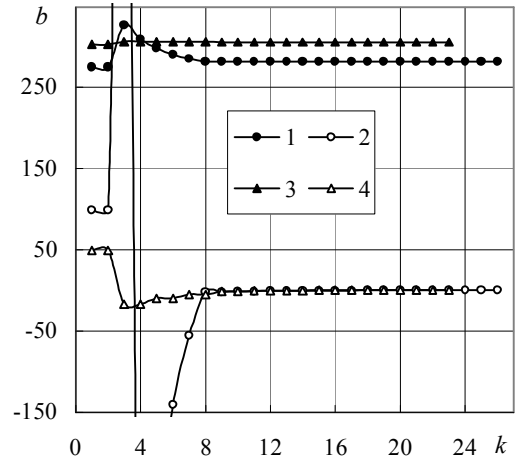
Skaitinėje (18) schemoje esti neapibrėžtumas, kuris susijęs su begaline suma. Iš pirmo žvilgsnio atrodytų, jog įvertinus penkiasdešimt narių begalinėje sumoje (1 pav.), tolesnis jų skaičiaus didinimas neturi juntamesnės įtakos temperatūros laukui lašelyje (1 pav. b), o tuo labiau jo paviršiaus temperatūrai (1 pav. a). Tačiau kruopštesnė lašelių šilimo ir garavimo proceso analizė išryškino didžiulę skysčio paviršiaus temperatūros įtaką energijos srautų balanso sąlygos lašelių paviršiuje tenkinimui (2, 3 pav.), pasireiškiančią ryškiai netiesine įtaka



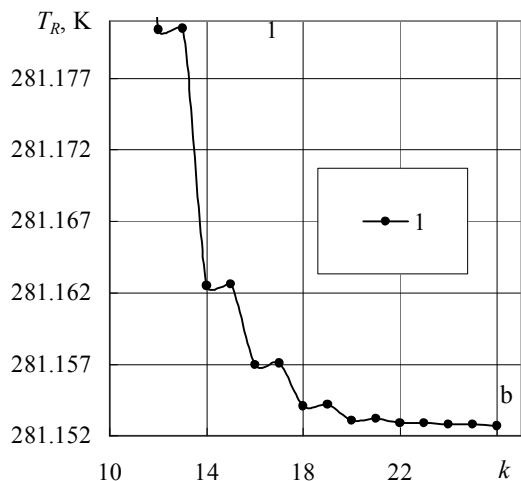
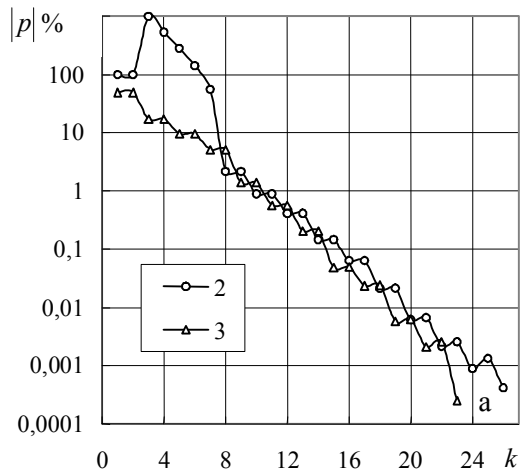
1 pav. Begalinėje sumoje įvertintų narių skaičiaus įtaka garuojančio lašelio paviršiaus temperatūrai (a) ir nestacionariajam temperatūros laukui (b). N : (1, 6, 11, 13, 21) 8, (2, 7, 12, 17, 22) 25, (3, 8, 13, 18, 23) 50, (4, 9, 14, 19, 24) 75, (5, 10, 15, 20, 25) 100; Fo : (6-10) .193, (11-15) .771, (16-20) 1.35, (21-25) 2.31; $R_0=10^{-5}m$

fazinių virsmų intensyvumui. Atsižvelgus į garuojančio vandens lašelio šilimo proceso tyrimo rezultatus, gautais skirtingomis šilumos mainų sąlygomis, nustatyta, jog (18) schemoje reikia įvertinti ne mažiau kaip šimto begalinės sumos narių indėlį.

Lašelio paviršiaus temperatūra pagal (18) schemą apskaičiuojama iteracijomis, taikant greičiausio nusileidimo metodą. Tam praverčia paprogramė RAPAS, kuri autonomiškai kontroliniais laiko momentais atranka garuojančio lašo paviršiaus temperatūrą pagal energijos srautų disbalanso jame dinamiką (2 pav.). Jos patikimą darbą užtikrinančių parametrų optimalios vertės suformuojamos atsižvelgiant į dvifazio srauto pradinių sąlygų ypatumus. Siekiant (7) sąlygos reikalavimą tenkinti vienos tūkstantosios procento pasikliautinumu (3 pav. a), atsižvelgiama į šylančio lašo paviršiaus temperatūros pokytį mažiau nei viena tūkstantąja laipsnio (3 pav. b). Skaitinio eksperimento eigoje kontroliuojamas energijos srautų balanso sąlygos tenkinimas. Visais sumodeliuo-

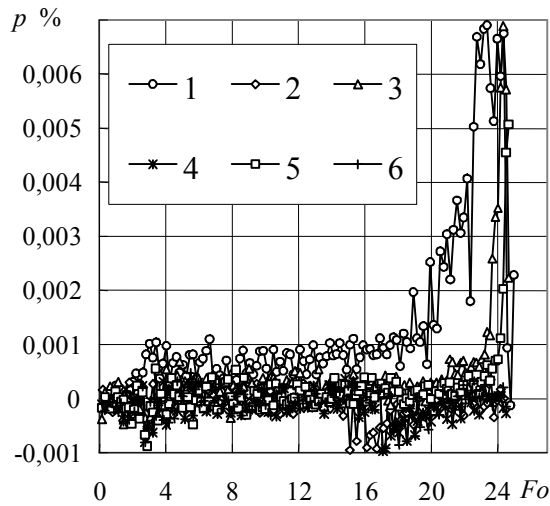


2 pav. Garuojančio lašelio paviršiaus temperatūros atranka pagal energijos srautų disbalansą. Fo : (1, 2) .193, (3, 4) 1.35; $R_0 = 10^{-5}m$; $T_{R,0} = 275 K$; $T_g = 473 K$; parametro b prasmė: (1, 3) $b \equiv T_R, K$; (2, 4) $b \equiv p = \left(1 - \frac{q_f^+ + q_c^-}{q_c^+}\right) \cdot 100\%$



3 pav. Lašo paviršiaus temperatūros (a) ir energijos srautų disbalanso (b) dinamika (7) lygtį sprendžiant pagal iteracinio skaičiavimo (18) schemą. Fo : (1, 2) .193, (3) 1.35; $R_0 = 10^{-5}m$

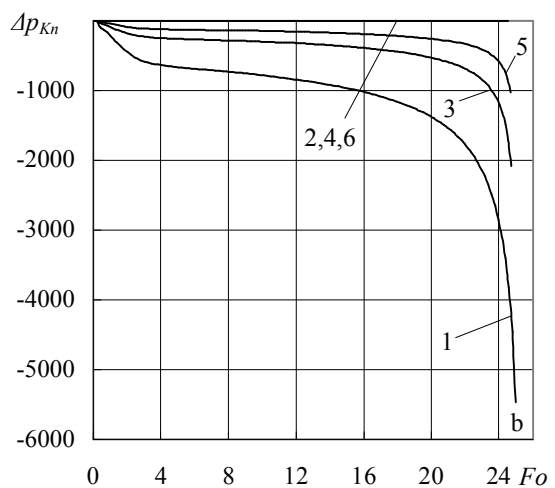
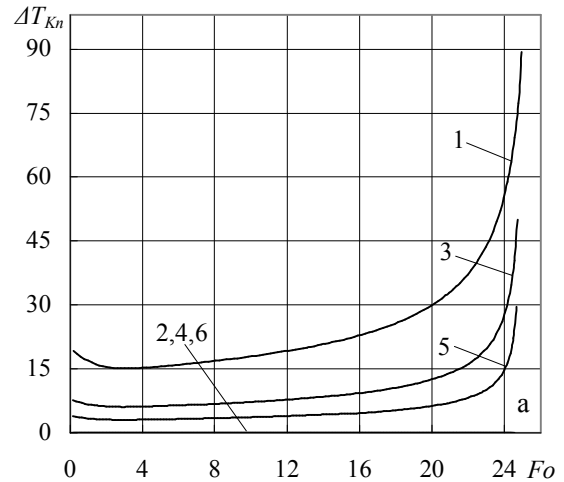
tais atvejais garuojančio vandens lašelio nestacionariojo garavimo metu ir didžiojoje pusiausviro garavimo eigoje buvo užtikrintas $\pm 0,001\%$ pasikliautinumas (4 pav.). Net baigiamojoje lašelio garavimo stadijoje, kuomet temperatūros ir garo slėgio šuoliai Knudseno sluoksnyje labai išauga (5 pav.) sparčiai mažėjant lašelio skersmeniui, užtikrinamas pakankamai aukštas energijos srautų



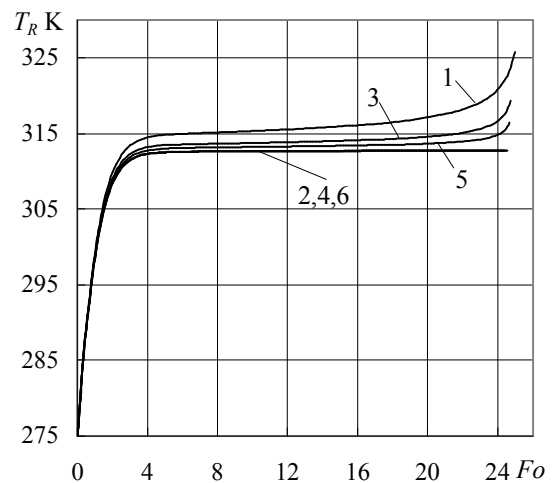
4 pav. Energijos srautų disbalanso dinamika garuojančio vandens lašelio terminės būsenos skaitinio tyrimo eigoje: (1, 3, 5) į Knudseno sluoksnio įtaką atsižvelgta; (2, 4, 6) Knudseno sluoksnio įtaka paneigta; $R_0 \cdot 10^{-6}$ (m): (1, 2) 2, (3, 4) 5, (5, 6) 10

balanso sąlygos tenkinimas $\pm 0,01\%$ pasikliautinumu (4 pav.).

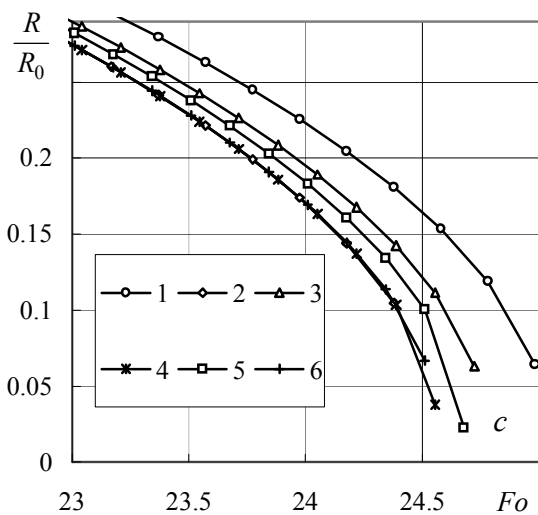
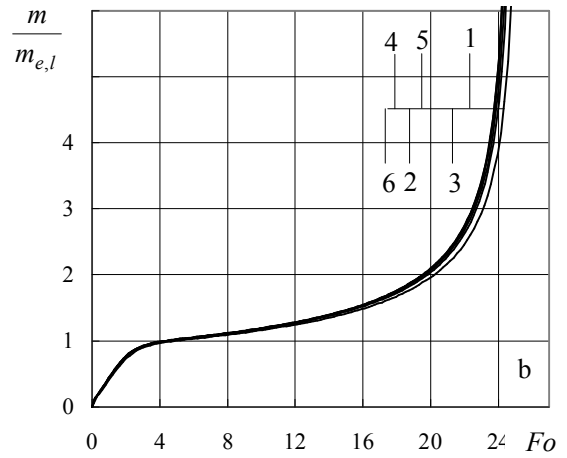
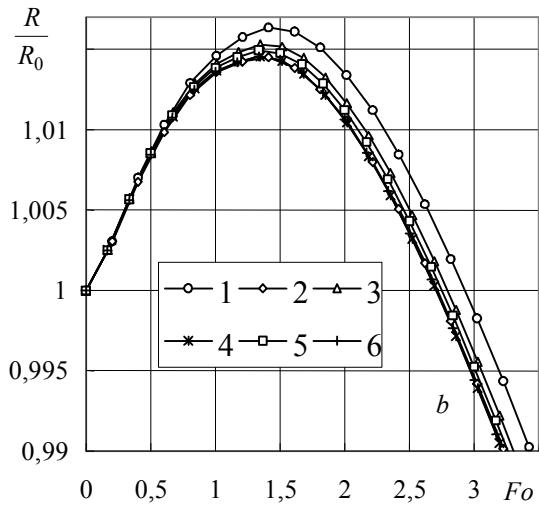
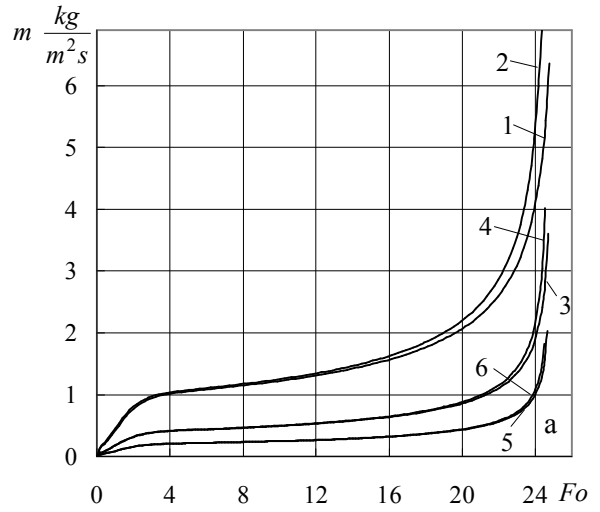
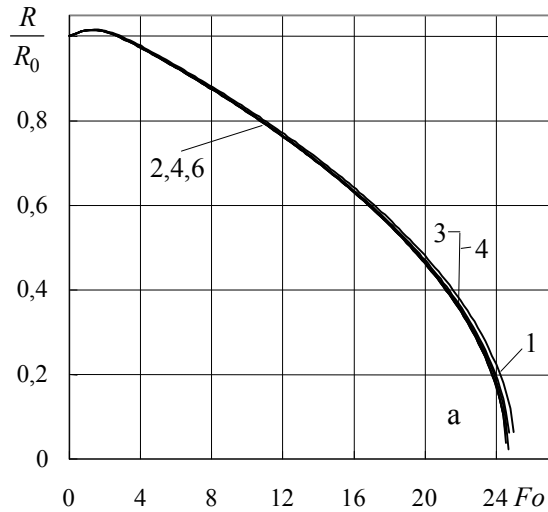
Yra žinoma, jog be slydimo nespinduliuojančio dujų srauto nešamiems lašeliams šilumos teikimo intensyvumas tiesiškai priklauso nuo jų matmens. Galima pastebėti, jog garo srauto tankis sferiškai simetriškų lašelių paviršiuje taip pat tiesiškai priklauso nuo jų matmens. Tai lemia galimybę pusiausvirai garuojančio skysčio lašelių temperatūrai išlikti pastovia, kai temperatūros ir garo slėgio šuoliai Knudseno sluoksnyje yra nereikšmingi. Šią prielaidą patvirtina garuojančių vandens lašelių terminės būsenos kitimą nusakančios jų paviršiaus temperatūros dinamikos (6 pav.) ypatumai. Galima teigti, jog, nepriklausomai nuo lašelių pradinio didumo, vienodos pradinės skysčio temperatūros garuojančių lašelių paviršiaus temperatūros kitimą aprašančios kreivės sutampa Furje kriterijumi apibrėžtame bemačio laiko mastelyje, kai Knudseno sluoksnio įtaka pernašos procesams yra nereikšminga. Tai patvirtina 275 K temperatūros vandens 4, 10 ir 20 mikronų pradinio skersmens garuojančių lašelių terminės būsenos skaitinio tyrimo rezultatai, gauti paneigus Knudseno sluoksnio įtaką (6 pav. 2, 4, 6). Svarbu yra ir tai, jog lašus šildant laidumu stebimas ne tik terminės būsenos parametru, bet ir santykinio lašelių matmens dinamikos kreivės universalumas, kai Knudseno sluoksnio įtakos šilumos ir masės pernašos procesams galima nepaisyti (7 pav.). Tai lemia kokybiškai analogiška garo srauto tankio lašelių paviršiuje dinamika (8 pav.



5 pav. Temperatūros (a) ir garo slėgio (b) šuolių Knudseno sluoksnyje priklausomybė nuo vandens lašelio didumo. Pažymėjimai atitinka 4 pav. sąlygas



6 pav. Knudseno sluoksnio įtaka garuojančių ir šylančių vandens lašelių paviršiaus temperatūros kitimui: (1, 3, 5) į Knudseno sluoksnio įtaką atsižvelgta; (2, 4, 6) Knudseno sluoksnio įtaka paneigta; $R_0 \cdot 10^{-6}$ (m): (1, 2) 2, (3, 4) 5, (5, 6) 10

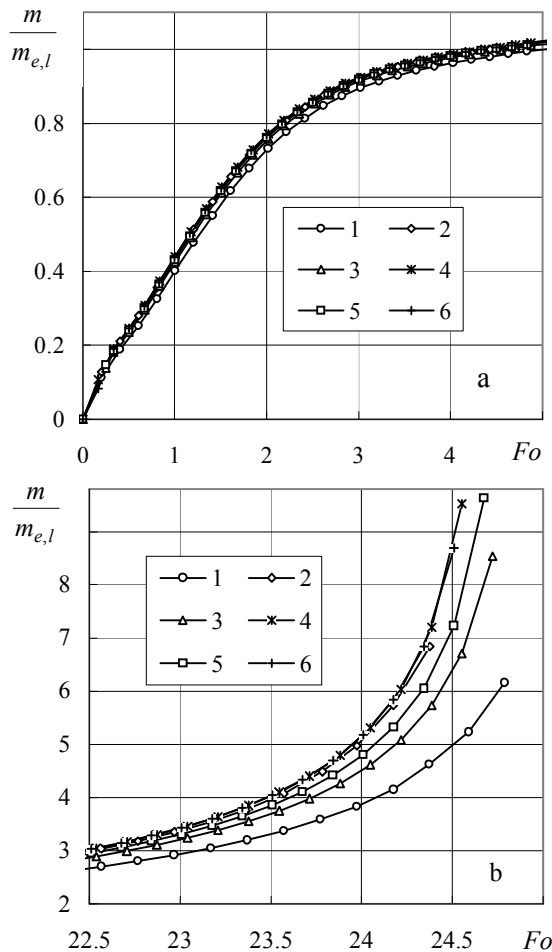


7 pav. Knudseno sluoksnio įtaka vandens lašelių garavimo dinamikai: (a) bendras vaizdas, (b) nestacionariojo garavimo režimas, (c) baigiamoji pusiausviro garavimo stadija. Pažymėjimai atitinka 4 pav. sąlygas

8 pav. Knudseno sluoksnio įtaka vandens lašelių garavimo intensyvumui: garo srauto tankio dinamikai (a) ir santykiniam garo srauto tankiui (b). Pažymėjimai atitinka 4 pav. sąlygas

a), visiškai sutampanti esant santykiniai formai (8 pav. b 2, 4, 6). Knudseno sluoksnio įtakai augant garo srauto tankio kitimo kreivės nukrypsta nuo universaliosios kitimo kreivės tuo labiau, kuo skystis išpurškiamas smulčiau (9 pav.). Garo srauto tankio lašelių paviršiuje dinamiką aprašančių kreivių išsisiuoksniaivimas pagal lašelių didumą ypač ryškus baigiamojėje jų garavimo stadijoje (9 pav. b).

Vandens šilimo ir garavimo procesai turi skirtingą įtaką lašelio tūrio pokyčiui: dėl garavimo lašelio tūris mažėja, o šylančiam skysčiui plečiantis – didėja. Išpurškus šaltą vandenį, nestacionariojo garavimo metu lašelių šilimo tempas mažėja, o garavimo sparta auga. Todėl pradinėje nestacionariojo garavimo stadijoje lašelis dėl stipresnės šilimo įtakos kurį laiką augęs, vėliau dėl garavimo įtakos pradeda mažėti. Taip pradinėje nestacionariojo garavimo dinamikos kreivėje stebimas ekstremumo taškas (7 pav. b), atspindintis energi-



9 pav. Santykinio garo srauto tankio dinamika vandens lašelių nestacionariojo garavimo metu (a) ir baigiamojame pusiausviro garavimo stadijoje (b). Pažymėjimai atitinka 4 pav. sąlygas

nės pusiausvros tarp šilimo ir garavimo procesų momentą.

4. IŠVADOS

1. Lašelių pusiausviro garavimo $T_{R,e,l}$ temperatūra juos šildant laidumu, apskaičiuota paneigus Knudseno sluoksnio įtaką, yra labai svarbi charakteristika disperguoto skysčio terminės būsenos kitimo įvertinimui. Ši temperatūra yra tik dujų srauto parametrų – dujų mišinio temperatūros ir skysčio garo dalinio slėgio jame – funkcija. Garuojant vienišam lašeliui minėti dujų srauto parametrai nepakinta, todėl skysčio $T_{R,e,l}$ temperatūra išlieka pastovia iki lašelis išnyksta – tai idealizuotas atvejis. Jis priimtinas stambių lašelių garavimo modeliuose, kai nestacionariojo garavimo režime ir pagrindinėje pusiausviro garavimo stadijoje lašeliai praranda esminę savo masės dalį ir baigiamosios garavimo stadijos galima nepaisyti.

2. Pagal pradinės skysčio $T_{R,0}$ temperatūros santykio su lašelių pusiausviro garavimo $T_{R,e,l}$ temperatūra juos šildant laidumu vertę, galima prognozuoti išpurkšto skysčio terminės būsenos ir fazinių virsmų ypatumus. Kai $T_{R,0}/T_{R,e,l} < 1$ – išpurškiamas šaltas skystis, nestacionariųjų fazinių virsmų

metu jis šyla ir garavimo sparta auga. Kai $T_{R,0}/T_{R,e,l} > 1$ – išpurškiamas karštas skystis, nestacionariųjų fazinių virsmų metu jis aušta ir garavimo sparta mažėja.

3. Pagal lašelių pusiausviro garavimo $T_{R,e}$ temperatūros sudėtinio šildymo atveju ir pusiausviro garavimo $T_{R,e,l}$ temperatūros juos šildant laidumu skirtumą, galima įvertinti lašelių slydimo greičio ir juose sugeriamo spinduliuotės srauto įtaką skysčio terminiai būsenai ir fazinių virsmų spartai. Pagal lašelio pusiausviro garavimo $T_{R,e,Kn}$ temperatūros nukrypimą nuo $T_{R,e}$ temperatūros sudėtinio šildymo atveju galima įvertinti Knudseno sluoksnio įtaką skysčio terminiai būsenai ir fazinių virsmų spartai.

Pažymėjimai

a – temperatūros laidumo koeficientas m^2/s ; B – Spaldingo šilumos pernešimo parametras; D – difuzijos koeficientas m^2/s ; g – garavimo greitis kg/s ; k – adiabatės rodiklis; l – molekulių laisvojo kelio ilgis m ; L – garavimo šiluma J/kg ; m – garo srauto tankis kg/m^3 ; M – molekulinė masė kg/mol ; n – nario indeksas begalinėje sumoje; Nu – Nuseltso kriterijus; p – slėgis Pa ; Pr – Prandtlio kriterijus; q – šilumos srauto tankis kW/m^2 ; r – lašelio koordinatė m ; R – lašelio spindulys m ; R_μ – universali dujų pastovioji $J/(molK)$; T – temperatūra, K ; $\eta=r/R$ – bematė koordinatė; λ – šilumos laidžio koeficientas $W/(Km)$; μ – molekulinė masė $kg/kmol$; ρ – tankis kg/m^3 ; τ – laikas s .

Indeksai apačioje: c – konvekcija; f – faziniai virsmai; g – dujos; k – laidumas; Kn – Knudseno sluoksnio riboje; l – skystis; R – lašelio paviršius; r – spinduliuotė; s – sočioji būsenai; v – garas; vg – garo ir dujų mišinys; Σ – suminis; ∞ – toli nuo lašo.

Indeksai viršuje: ' – kintamasis; + – vidinė lašelio paviršiaus pusė; - – išorinė lašelio paviršiaus pusė.

Gauta 2006 02 25

Parengta 2006 11 30

Literatūra

1. Van der Burgt M. J. Top hat: a smart way to get over 60% efficiency in simple cycle // Modern Power Systems. 2004, August. P. 19–25.
2. Van Lieere J., Meijer C. G., Laagland G. H. M., Anemaat C. A., Swirlflash: one year on // Modern Power Systems. 2002. April. P. 21–24.
3. Fuchs N. A. Evaporation and droplet growth in gaseous media. London: Pergamon Press, 1959. 92 p.
4. Сполдинг Д. Б. Основы теории горения. Москва: Энергоиздат, 1959. 319 с.
5. Sirignano W.A. Dynamics and transport processes of sprays. Cambridge: Cambridge University Press, 1999. 311 p.
6. Зуев В. Е., Копытин Ю. Д., Кузиковский А. В., Нелинейные эффекты в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1982. 370 с.
7. Viskanta R., Menguc M. P., Radiation heat transfer in combustion systems // Prog. Energy Combust. Sci. 1987. Vol. 13. P. 97–160.

8. Liu L. H., Tan H. P., Yu Q. Z. Internal distribution of radiation absorption in one-dimensional semitransparent medium // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2002. Vol. 45. P. 417–424.
9. Dombrovsky L. A. Thermal radiation from nonisothermal spherical particles of a semitransparent material // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2000. Vol. 43. P. 1661–1672.
10. Lage P. L. C., Rangel R. H. On the role of internal radiation absorption in single droplet vaporization // *AIAA Pap.* 1992. Vol. 92–0106. P. 1–19.
11. Miliauskas G. Regularities of unsteady radiative-conductive heat transfer in evaporating semitransparent liquid droplets // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2001. Vol. 44. P. 785–798.
12. Miliauskas G. Interaction of the transfer processes in semitransparent liquid droplets // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2001. Vol. 44. P. 4119–4138.
13. Elperin T., Krasovtsov B. Radiation, thermal diffusion and kinetic effects in evaporation and combustion of large and moderate size fuel droplets // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1995. Vol. 38. P. 409–418.
14. Шорин С. Н. Теплопередача. Москва: Высшая школа. 1964. 490 с.
15. Knudsen M. *Ann. Phys.* 1915. Vol. 47. P. 697.
16. Щукин Е. Р., Красовитов Б. Г., Яламов Ю. И. Испарение и конденсационный рост крупных и умеренно крупных капель в газообразных средах при произвольных перепадах температуры // *ВИНИТИ 3706-И091*. Москва, 1991. 142 с.
17. Смирнов В. И. Скорость коагуляционного конденсационного роста частиц аэрозолей // *Тр. ЦАО*. 1969. Вып. 92. С. 3–106.
18. Loyalka S. K. Approximate method in the kinetic theory // *Phys. Fluids*. 1971. Vol. 14. P. 2291–2294.
19. Яламов Ю. И., Щукин Е. Р., Алехин Е. И. Скачки температуры и концентрации на поверхности межфазового перехода в многокомпонентных газовых смесях // *Актуальные вопросы физики и механики аэродисперсных систем*. Сборник. МОПИ. Москва, 1989. С. 43–77.
20. Paul V. Compilation of evaporation coefficient // *Amer. Rocket. Soc. I*. 1962. Vol. 32. P. 1321–1328.
21. Неизвестный А. И. Результаты экспериментального определения коэффициента воды. Обнинск: ВНИИГМИ МЦД, 1976. 51 с.
22. Langmuir I. The dissociation of hydrogen into atoms, Part II // *J. Am. Chem. Soc.* 1915. Vol. 37. P. 417.
23. Young J. B. The condensation and evaporation of liquid droplets in a pure vapour at arbitrary Knudsen number // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1991. Vol. 34. P. 1649–1661.
24. Young J. B., The condensation and evaporation of liquid droplets at arbitrary Knudsen number in the presence of an inert gas // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1993. Vol. 36. P. 2941–2956.
25. Renksizbulut M., Nafziger R., Li X. A mass transfer correlation for droplet evaporation in high-temperature flows // *Chemical Engineering Science*. 1991. Vol. 46. P. 2351–2358.
26. Qu X., Davis E. J. Droplet evaporation and condensation in the near-continuum regime // *Journal of Aerosol Science*. 2001. Vol. 32. P. 861–875.

Gintautas Miliauskas, Valdas Garmus

**NONSTEADY HEAT AND MASS TRANSFER IN RADIATING DISPERSED FLOWS
5. NUMERICAL INVESTIGATION OF THE KNUDSEN NUMBER INFLUENCE**

Summary

A free from droplet size limitations, combined analytical-numerical solution methodology for unsteady heat and mass transfer in dispersed evaporating liquid is presented. Temperature and pressure jumps in the Knudsen layer were taken into account in a numerical investigation scheme where evaporating droplet surface temperature was calculated by the fastest descent method minimizing the energy flow balance. Heating and evaporation of water droplets in air flow were numerically investigated. The importance of a parameter expressed by the droplet surface temperature ratio to the temperature of equilibrium evaporation during conductive heating, for evaluation of a dispersed liquid thermal state change was highlighted.

Key words: droplets, unsteady heat and mass transfer, evaporation, numerical analysis, Knudsen layer, temperature and pressure jumps

Гинтаутас Миляускас, Валдас Гармус

**НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ТЕПЛОМАССОБМЕН В ИЗЛУЧАЮЩИХ ДИСПЕРСНЫХ ПОТОКАХ
5. ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СЛОЯ КНУДСЕНА**

Резюме

Представлена, свободна от ограничения величины капли, методика комбинированного аналитического – численного исследования нестационарного тепло- и массопереноса дисперсной жидкости. В схеме численного исследования, основанной на расчете температуры поверхности испаряющейся капли, путем минимизации методом наискорейшего спуска уравнения энергетического баланса учтено влияние скачков температуры и давления паров жидкости в слое Кнудсена. Численно исследован процесс нагрева и испарения капель воды в потоке воздуха. Показана важность параметра, определяемого соотношением начальной температуры распыленной жидкости с температурой равновесного испарения капли при ее нагреве теплопроводностью, для оценки изменения термического состояния распыленной жидкости.

Ключевые слова: капли, нестационарный тепломассообмен, испарение, численное исследование, слой Кнудсена, скачки температуры и давления