

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Cheminės fizikos institutas

Rūta Racz

ELEKTROMAGNETINIO SKYSTO METALO KAPILIARINIO VARIKLIO TYRIMAS

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Gyvybės ir cheminė fizika

Studentas

Rūta Racz

Darbo vadovas

doc. dr. Liudas Tumonis

Recenzentas

dr. Vygintas Jankauskas

Instituto direktorius

dr. Darius Abramavičius

Vilnius 2023

Turinys

Padėka.....	4
Įvadas.....	5
1. Skysto metalo elgsena kapiliariniame kanale.....	7
1.1. Skysto metalo varinėjimo technologijos.....	7
1.2. Skystieji metalai.....	8
1.2.1. Pagrindiniai elementai.....	9
1.2.2. Skystųjų metalų lydiniai.....	9
1.2.3. Skystų metalų ir jų lydinių elektrinės varžos priklausomybė nuo temperatūros.....	11
1.2.4. Youngo-Laplaso lygtis.....	12
1.3. Kapiliarumo reiškiniai.....	13
1.3.1. Drėkinimas.....	15
1.3.2. Skystų metalų ir jų lydinių paviršiaus įtempio priklausomybė nuo temperatūros.....	17
1.3.3. Paviršiaus šiurkštumo ir adhezijos įtaka drėkinimui.....	19
1.3.4. Medžiagos vidinė cirkuliacija lašelyje.....	21
1.4. Klampių skysčių tekėjimas cilindrinio kanalu.....	23
1.4.1. Klamos temperatūrinė priklausomybė.....	24
1.5. Tiesinis variklis.....	25
1.5.1. Tiesinis bėginis variklis.....	25
1.5.2. Tiesinio bėginio variklio efektyvumas.....	28
2. Skysto metalo lašelio dinamikos kapiliare modelis.....	32
2.1. Klampaus skysčio, veikiamo Lorencio jėga, judėjimo kapiliare lygtis.....	32
2.2. Lašelio ir bėgių geometrija ir varža.....	36
2.3. Cilindrinė šilumos izoliacija.....	37
2.4. Lašelio veikiamo Lorencio jėgos judėjimo greitis.....	41
2.5. Geležies bėgių šiurkštumo matavimas.....	41
2.6. Adhezijos jėgų tyrimas.....	42
2.7. Medžiagų palyginamoji analizė.....	43
2.8. Skysto metalo paviršiaus įtempimo matavimai.....	49
2.9. Kapiliarinio tiesinio variklio tyrimas.....	50
Rezultatai ir išvados.....	60
Literatūros sąrašas.....	61
Santrauka.....	67
Summary.....	68

I Priedas	69
II Priedas.....	70

Padėka

Dėkoju dr. Mindaugui Viliūnui už konsultacijas tyrimo eigoje ir sukurtus nuolatinės stiprios srovės šaltinį ir elektriškai valdomus perjungiklius, naudotus darbe vykdytuose bandymuose.

Ivadas

Mikrofluidika apima skysčių, kurie yra geometriškai apriboti itin mažų matmenų (dažnai iki 100 nm - 100 μ m dydžio lašelių [1]) kanaluose elgsenos tyrimus, valdymo ir manipuliacijos mechanizmus, kai dominuoja ne tūrinės, o paviršinės jėgos. Kaip daugiadisciplinė sritis mikrofluidika atsirado tik devinto dešimtmečio pabaigoje, nuo tada ji plačiai taikoma fizikoje, chemijoje, inžinerijoje, nanotechnologijose ir biotechnologijose [1], dėl savo miniatiūrinio dydžio tokios sistemos įgalina padidinti užduočių atlikimo efektyvumą, eksperimento mobilumą ir mažina reikiamo reagento tūrį [2]. Mikrofluidikos taikymą galime rasti tokiuose procesų automatizacijos mechanizmuose kaip, nanolitografiniai spausdintuvai, DNR lustai, „lab-on-a-chip“ (laboratorijos luste) technologijos, skysčių mikrovarymo ir mikroterminės technologijos.

Mikrofluidinių sistemų tikslas yra tikslus pernašos valdymas, skysčio transportavimas, maišymas ar atskyrimas, kas dažnai yra pasiekama skysčio valdymui naudojant pasyvų skysčio valdymą - kapiliarines jėgas. Tačiau, kai kuriose srityse reikalingos išorinės varančiosios jėgos, tam pasitelkiami integruoti ir išoriniai valdymo mechanizmai tiek su judančiomis, tiek nejudančiomis dalimis. Išoriniam skysčių valdymui gali būti naudojami motorizuoti švirkštiniai siurbliai arba peristaltiniai siurbliai, tačiau valdymo mechanizmai, tokie kaip elektroosmosinis siurblys, mikroturbinos, diafragminiai siurbliai, gali būti jau integruoti į mikrofluidinę sistemą [3]. Taip pat sistemoje gali būti naudojami mikrovožtuvai siurbiamų skysčių srauto krypties arba judėjimo būdo keitimui.

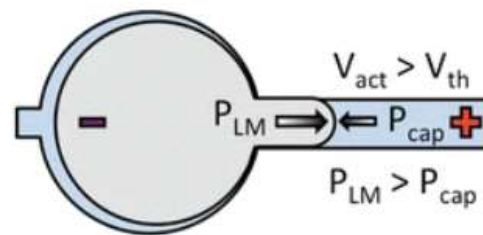
Vis dėlto, kaip ir bet kokio mechanizmo taikyme, mikrofluidikoje reikalingas mechaninis stabilumas ir kuo mažesnės sistemos dimensijos, tad atsižvelgiant į tai, pranašumą turi integruotos skysčių valdymo sistemos, kurios įprastai turi mažesnę geometriją, neturi judančių dalių, kurios yra atsparesnės išorinių veiksnių poveikiui ir pažeidimams [3]. Tokios mikrofluidinės sistemos pavyzdys galėtų būti skysčių varymas elektrinio drėkinimo būdu [4], kai paviršiaus drėkinimo savybės yra keičiamos naudojant elektrinį lauką. Tačiau tokiame mechanizme galime naudoti tik skysčius, kurie yra laidūs elektros srovei, chemiškai neskyla ir neatsiorsorbuoja ant elektrodų paviršiaus, bei yra atsparūs dideliems temperatūrų gradientams. Tokiomis savybėmis pasižymi skysti metalai, kurie labiausiai tinka darbui ekstremaliomis sąlygomis – esant aukštom temperatūrom ar slėgiui, būtent jie bus naudojami šiame darbe. Žinoma, ne ką mažiau svarbi mikrofluidikos dalis yra mikrofluidų stebėjimas, matavimas ir registravimas, kur skysti metalai, dėl savo savybės praleisti elektros srovę bei indukuoti elektromagnetinius laukus, turi pranašumą prieš kitus galimus skysčius.

Šio darbo tikslas yra išsiaiškinti mechanizmus, darančius teigiamą ir neigiamą poveikį skysto metalo kapiliarinio variklio darbui. Sukurti matematinį ir fizinį tokio variklio modelius bei juos palyginti.

1. Skysto metalo elgsena kapiliariniame kanale

1.1. Skysto metalo varinėjimo technologijos

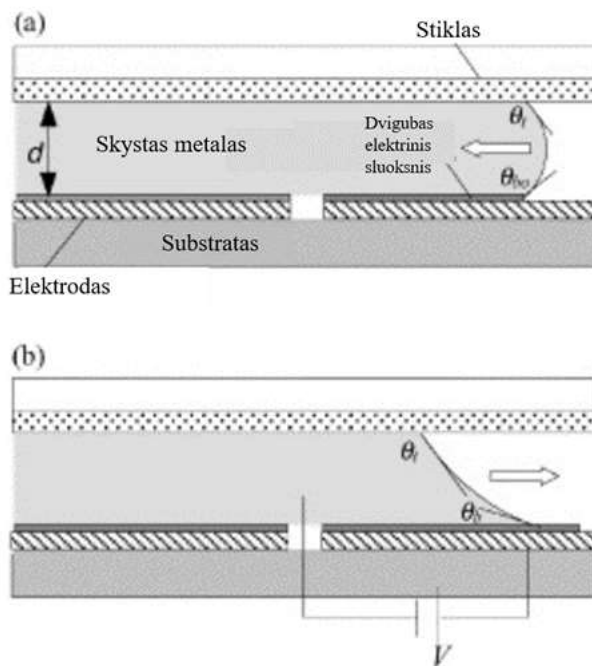
Skystas metalas kapiliare gali būti judinamas pasitelkiant įvairias technologijas. Kaip pavyzdžiui 2015 metais pademonstruotas vadinamasis skysto metalo kaištis [5], kuriame rezervuaras su galinstanu yra sujungtas su siauru kanalu (1 pav.). Įrenginys pripildytas NaOH tirpalu, kad skystas metalas nesioksiduotų. Kitame kanalo gale sudarius įtampą, skystas metalas yra priverčiamas judėti kanalu elektrinio potencialo didėjimo kryptimi, tuo tarpu NaOH tirpalas yra išstumiamas iš kapiliaro palei kanalo sienelės į skysto metalo rezervuarą.



1 pav. Teigiama nuolatinė įtampa skysto metalo paviršiuje sukuria elektrinio lauko gradientą ant skysto metalo paviršiaus, todėl susidaro atitinkamas paviršiaus įtempimo gradientas. Skystas metalas ima slėgti kanalo įėjimą, o jam priešinasi kanalo kapiliarinis slėgis. Viršijus kritinį įtampos slenkstį skystojo metalo slėgis viršija kapiliarinį slėgį, todėl skystas metalas patenka į kanalą [5]

Šis skysto metalo valdymas naudojant įtampą taip pat taikomas ir metalo srovės nukreipimui norima kryptimi [5].

Taip pat, skystą metalą galima judinti elektrodrėkinimo pagalba, tai yra, keičiant paviršiaus drėkinimo savybes [7]. Paviršiaus, prie kurio liečiasi skystas metalas drėkinimo savybės yra keičiamos sudarant skirtingą įtampą tarp atskirų paviršiaus zonų.



2 pav. a) skysto metalo lašelis tarp elektrodų ir stiklo; b) skysčio judėjimas pasikeitus elektrodo drėkinamumui dėl sudarytos elektrinės įtampos [7]

Kaip matoma 2 pav. tarp skysto metalo segmento ir dešinio elektrodo sudarius įtampa, pakinta paviršiaus drėkinimas, o kairiajame elektrode elektrinės įtampos nėra, todėl ten drėkinamumo pokyčių nėra. Atitinkamai, skysto metalo lašelis slenka į dešinę.

Šiame darbe siekiame teoriškai išnagrinėti skystų metalų, patalpintų mažuose kapiliaruose, judinimo galimybes naudojant Lorencio jėgą, nustatyti skysto metalo judėjimo priklausomybes nuo kapiliaro dydžio, naudojamos elektros srovės stiprio, apibrėžti maksimalius parametrus, tokius kaip srovė ar temperatūra, kuriuos galime naudoti eksperimento metu, bei atsižvelgus į gautus teorinius rezultatus sukurti tiesinį kapiliarinį skysto metalo varinėjimo variklį.

1.2. Skystieji metalai

Skystais metalais laikome metalus arba metalų lydinius, kurių lydymosi temperatūra yra kambario temperatūra arba artima jai. Jau seniai įrodyta, kad skysti metalai apjungia daugybę savybių, kurių paprastai nerasime vienoje medžiagoje. Žemos lydymosi temperatūros metaluose galima rasti savybes, tokias kaip, didelis elektrinis ir šiluminis laidumas, kurios įprastos kietuose metaluose arba jų lydiniuose, tačiau tuo pačiu skystas metalas pasižymi ir skysčio savybėmis, kas leidžia juos lengvai deformuoti, išstempti, pritaikyti įvairios geometrijos konstrukcijoms be papildomo

indėlio sudėtingoms detalių formoms išgauti. To pasekoje, jie gali būti plačiai naudojami įvairiuose moksliniuose ir kasdiniuose aparatuose, kaip termostatuose, barometruose, termometruose, jungikliuose, šilumos perdavimo sistemose, šildymo bei aušinimo sistemose ir sudėtingos konstrukcijos moderniose sistemose, kaip antenos, elektrodai, sensoriai, veidrodžiai, nešiojamoji elektronika arba minkštoji robotika [6].

1.2.1. Pagrindiniai elementai

Vienintelis stabilus periodinės elementų lentelės metalas, kus yra skystas kambario temperatūroje yra gyvsidabris (Hg), kuris lydosi aukštesnėje nei $-38,83$ °C temperatūroje [7]. Gyvsidabris nendrėkina stiklo, o tai reiškia, kad prie jo neprilimpa, ši savybė, kartu su dideliu temperatūriniu tūrinio plėtimosi koeficientu jį šildant, buvo lengvai pritaikyta termometruose. Taip pat jis buvo plačiai naudojamas barometruose ir manometruose dėl didelio tankio ir žemo garų slėgio. Tačiau ilgai gyvsidabrio buvo atsisakyta kasdiniuose prietaisuose dėl jo didelio toksiškumo. Kita gyvsidabrio savybė, ribojanti jo panaudojimą yra didelis paviršiaus įtempis, siekiantis $486,5$ mN/m oro-gyvsidabrio paviršių sandūroje [6].

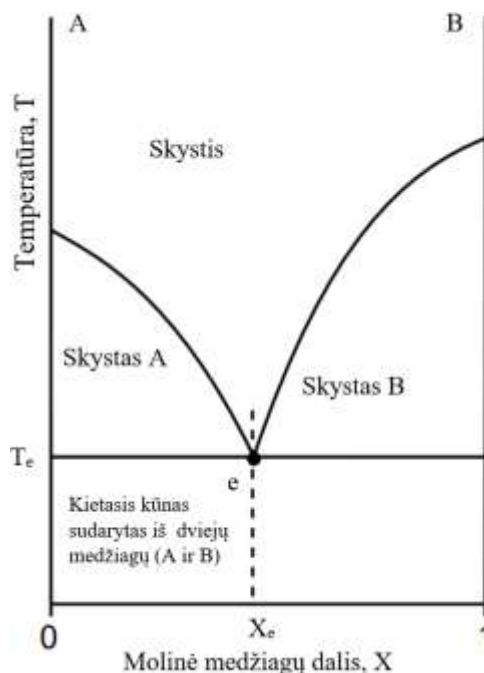
Kiti žinomi chemiškai inertiški elementai lydosi šiek tiek aukščiau kambario temperatūros. Pavyzdžiui, cezis (Cs), kurio lydymosi temperatūra yra $28,4$ °C [8]. Cezis naudojamas branduolinių reaktorių šiluminiuose elektros generatoriuose (termoelektriniuose ir magnetohidrodinaminiuose) radioaktyvaus skilimo metu, tačiau cezio gamyba yra gana ribota dėl didelių išgavimo sąnaudų, kaip ir rubidžio (Rb), kurio lydymosi temperatūra $38,9$ °C [9].

Dar vienas sausame ore ir vandenyje chemiškai inertiškas, mažai toksiškas elementas, kurio lydymosi temperatūra $29,78$ °C yra galis. [10] Galis pasižymi stiklo ar panašių į stiklą medžiagų drėkinimu, kas apriboja šio metalo panaudojimo galimybes. Taip pat, drėgname ore galis oksiduojasi, paviršiuje formuojasi apsauginė matinė plėvelė, kuri tampa cheminiu, elektriniu ir fiziniu barjeru, neleidžiančiu galiui liestis su kitais įrenginio elementais.

1.2.2. Skystųjų metalų lydiniai

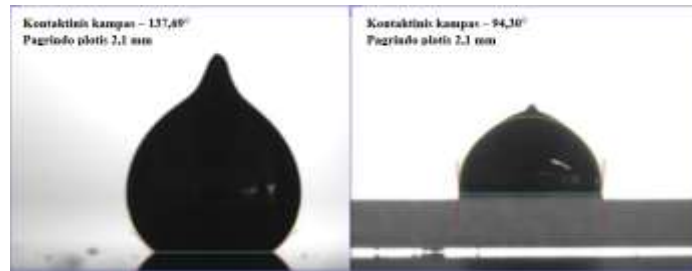
Be gryųjų elementų, kambario temperatūroje skysto pavidalo gali būti ir jų (metalų) lydiniai. Lydiniai yra skysti tik tuo atveju jei sudaro eutektiką, tai yra, kai skirtingų elementų lydinys turi vieną lydymosi temperatūrą, kuri yra žemesnė už bet kurio lydinį sudarančio metalo lydymosi temperatūrą.

Vadinamoji eutektinė temperatūra yra žemiausia galima lydymosi temperatūra, atsižvelgiant į visas komponentų rūšis ir jų maišymo santykius [11]. Eutektikos sudėtį ir temperatūrą galima apskaičiuoti pagal kiekvieno komponento entalpiją ir fazinio virsmo entropiją. Dviejų medžiagų eutektiką patogiau vaizduoti fazių diagrama (3 pav.) Fazių diagramos susikirtimo taškas vadinamas eutektiniu tašku (e) ir atitinka unikalią dviejų medžiagų (A ir B) proporciją (X_e), kurioje mišinio lydymosi temperatūra yra žemiausia (T_e) [12].



3 pav. Dvinarės sistemos kietojo kūno ir skysčio temperatūrinė fazių diagrama [12]

Vienas tokių pavyzdžių galėtų būti galinstanas – 68.5 % galio, 21.5 % indžio ir 10.0 % alavo lydinys, kurio lydymosi temperatūra yra $-19\text{ }^{\circ}\text{C}$ [13]. Kadangi šio lydinio lydymosi temperatūra artima gyvsidabrio, o taip pat galinstanas turi didesnę atspindžio koeficientą ir mažesnę tankį nei gyvsidabris, jis tampa dažnu gyvsidabrio pakaitalu. Visgi galinstanas išlaiko galio savybę drėkinti stiklus ir kvarcus, todėl naudojant galinstaną termometruose, vidinė rezervuaro sienelė turi būti padengta galio oksidu [14]. Galinstano lašelio reakcija su paviršiumi su apsaugine plėvele ir be jos pavaizduota 4 pav..



4 pav. Kairėje - galinstano lašas ant paviršiaus su galio oksido danga, dešinėje - galinstano lašas ant pliko stiklo paviršiaus [13]

Galinstanas naudojamas kaip deformuojamasis laidininkas lanksčiojoje robotikoje ir tampriojoje elektronikoje. Juo galima pakeisti laidus, jungtis ir elektrodus, taip pat laidųjį elementą induktyvumo ritėse [12].

Lydiniai turintys gyvsidabrio vadinami amalgamomis ir gali būti formuojami su įvairiais elementais. Lengviausiai amalgamos susidaro su taliumu, gana lengvai su auksu, sidabru ar alavu. Kiekviena amalgama turi savo pritaikymo sritis, taip pat ji gali būti skysta arba kieta priklausomai nuo gyvsidabrio kiekio lydinyje, tačiau daugumai gyvsidabrio lydinių, pvz.: su auksu, cinku, kaliumu ir kitais, yra būdinga daug aukštesnė lydymosi temperatūra. Vienintelė žinoma amalgama, kuri lydosi net žemesnėje nei gyvsidabrio lydymosi temperatūra yra talio-gyvsidabrio lydinys, kurio lydymosi temperatūra yra $-60\text{ }^{\circ}\text{C}$ [15], tačiau dėl talio ši amalgama yra ypatingai toksiška žmogui, bei oksiduojasi ore [16].

Dar vienas žinomas kambario temperatūroje skystas lydinys yra sudarytas iš šarminių metalų: natrio ir kalio. Jo lydymosi temperatūra: $-19\text{ }^{\circ}\text{C}$. Tačiau šis lydinys gali užsidegti reaguojant su oru, kas apsunkina jo panaudojimą ir reikalauja papildomų atsargumo priemonių.

1.2.3. Skystų metalų ir jų lydinių elektrinės varžos priklausomybė nuo temperatūros

Laidininkų varža priklauso nuo temperatūros. Ją aprašo tiesinė lygtis:

$$\rho_e = \rho_0(1 + \alpha_0(T - T_0)), \quad (1)$$

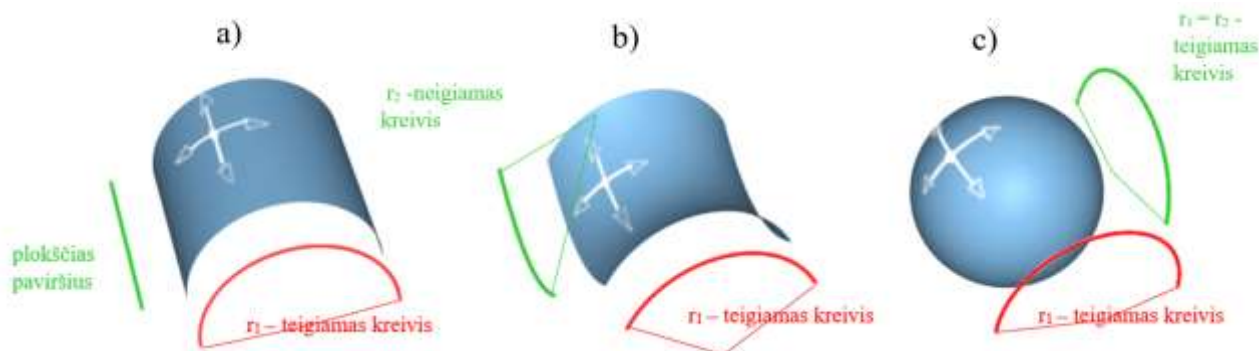
kur ρ_0 – specifinė medžiagos savitoji varža esant standartinei temperatūrai T_0 , α_0 – temperatūrinis varžos koeficientas turintis dimensiją - K^{-1} konkrečiai temperatūrai T_0 , T – medžiagos temperatūra praėjus tam tikram laikui. Gryniems metalams temperatūrinis varžos koeficientas yra teigiamas, o tai reiškia, kad varža didėja didėjant temperatūrai. Kai kurių metalų lydinių varžos temperatūrinis koeficientas yra labai artimas nuliui, o tai reiškia, kad varža beveik nesikeičia kintant temperatūrai [17].

Visgi temperatūrinis varžos koeficientas nėra absoliuti konstanta, ji gali skirtis tam pačiam metalui esant skirtingose agregatinėse būsenose. Pavyzdžiui: šarminiams metalams α yra didesnis skystame metalo būvyje, kai kitiems metalams atvirkščiai - α reikšmė skystam metalui yra mažesnė nei kietoje būsenoje esančio metalo, o tai reiškia, kad varžos didėjimas didėjant temperatūrai metalui išsilydžius sulėtėja [18].

1.2.4. Youngo-Laplaso lygtis

Bet koks paviršius gali būti aprašomas vidutiniu paviršiaus kreiviu H , kuris susideda iš dviejų, vienas kitam statmenų, kreivio spindulių r_1 ir r_2 . Sferos atveju abu kreivio spinduliai yra lygūs $r_1 = r_2$ (5 pav., c). Yra įrodyta, kad duotame paviršiaus taške, bet kuria paviršiaus plokštumos kryptimi orientuotų, vienas kitam statmenų kreivių sumos pusė yra pastovus dydis [19, 20]:

$$H = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (2)$$



5 pav. Vidutinį paviršiaus kreivį sudarančių statmenų spindulių pavyzdžiai [21]

Jei normalinio paviršiaus skerspjuvio kreivio centras yra žemiau paviršiaus, laikoma, kad kreivio spindulys yra teigiamas. Jei šis centras yra virš paviršiaus, kreivio spindulys laikomas neigiamu (5 pav., b). Iš to galima išvesti, kad vidutinis paviršiaus kreivis gali būti lygus nuliui, kai normaliniai kreivumo spinduliai r_1 ir r_2 yra lygūs absoliučiąja verte, tačiau yra priešingų ženklų. Turint, kad $r_1 = r_2 = r$, iš (2) formulės gaunama, kad $H = 1/r$.

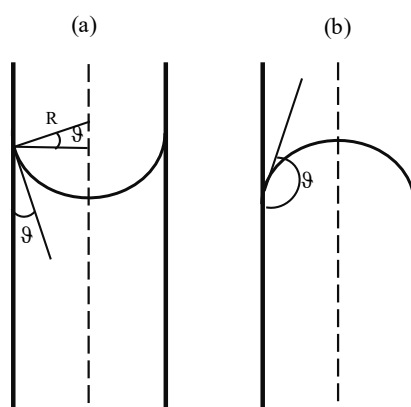
1.3. Kapiliarumo reiškiniai

Kapiliarumo reiškiniai pastebimai pasireiškia skysčiui esant siaurame kanale, plonuose vamzdeliuose, aktyose medžiagose [22], tokiose kaip popierius ar tinkas, o taip pat ir kai kuriose neporėtose medžiagose, tokiose kaip smėlis, arba net ląstelėse. Kapiliarumo reiškinuose vyrauja paviršiaus įtempimo reiškinys.

Skysčio kapiliare elgsena priklauso nuo skysčio ir sienelių tarp-molekulinės sąveikos pobūdžio. Jei sąlyčio vietoje tarp-molekulinė trauka tarp skysčio ir sienelės yra stipresnė nei paties skysčio molekulių trauka, skystis drėkina sienelę. Jei skysčio molekulių tarp-molekulinė traukos jėga yra didesnė nei tarp skysčio ir sienelių molekulių - skystis sienelės paviršiaus nedrėkina.

Kapiliarinio skverbimosi į porėtą terpę dinaminis mechanizmas panašus į skysčio tekėjimą vamzdžiais, nes abiemis procesams priešinasi klampumo jėgos. Mechanizmo aiškinimui paprastai taikomas pavyzdys su plonu vamzdeliu, kurio apatinis galas yra įmerkiamas į skystį pavyzdžiui, vandenį. Tuomet yra stebimas skysčio kilimas kapiliaru iki tam tikro lygio bei susidarantis įgaubtas meniskas. Skysčio kilimą ploname vamzdelyje, vertikaliai įmerktame į skystį, sukelia tarp-molekulinės traukos jėgos tarp skysčio molekulių ir stiklo sienelių bei tarp pačių skysčio molekulių. Skystis kapiliare kyla tol kol jo viduje susidaro pakankamai skysčio masės ir gravitacinės jėgos susilygina su tarp-molekulinėmis jėgomis, tuomet nusistovi pusiausvyra [23].

Dėl paviršiaus įtempimo šalia indo sienelių yra stebimas skysčio paviršiaus išlinkimas, t.y. skysčio paviršiaus liestinė sudaro kampą su sienele, lygų drėkinimo kampui (θ), kuris nėra lygus 90° . Siaurame vamzdelyje, kitaip vadinamu kapiliaru, arba siaurame tarpelyje tarp dviejų sienelių, visas laisvasis paviršius yra išsikreivinęs [24].



6 pav. Skystis kapiliare, sienelių drėkinimo (a) ir nedrėkinimo (b) atveju

Šie išlenkti skysčio paviršiai vadinami meniskais. Jei skystis drėkina kapiliaro sienelės, meniskas yra įgaubtos formos, o jei nedrėkina – išgaubtos (6 pav.). Čia R – menisko kreivio spindulys, ϑ – kontaktinis kampas.

Kontaktinį skysčio stulpelio aukštį, t.y., aukštį, iki kurio pakyla skystis skaičiuojant pagal lietimosi kraštą (jį pažymėsime h), galima rasti išsprendus kapiliarumo uždavinį naudojantis Youngo-Laplaso lygtimi [25]. Laikant, kad skystis visiškai drėkina kapiliaro sienelę, žinome, kad sąlyčio vietoje skysčio išlinkimo linija yra lygiagreči sienelei, o skysčio paviršius yra įgaubtas. Mažo spindulio kapiliaro atveju skysčio paviršius yra pusrutulio formos. 1.2.4 skyriuje aprašytą dydį H , galime įstatyti į slėgio formulę, gaunamą dėl paviršiaus įtempimo jėgos:

$$\Delta p = \frac{F}{S} = \frac{2\pi R\gamma}{\pi R^2} = \frac{2\gamma}{R} \quad (3)$$

γ – savasis paviršiaus įtempis. Gauname Laplaso formulę

$$\Delta p = 2H\gamma. \quad (4)$$

Įrodyta, kad ši formulė galioja bet kokios formos paviršiui, jei H reiškia vidutinį paviršiaus kreivumą taške, kuriame slėgis yra apibrėžtas [26]. Taigi apskritai gaunama Youngo-Laplaso lygtis:

$$\Delta p = \gamma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (5)$$

Lygtis apibūdina kapiliarinio slėgio skirtumą, atsiradusį dėl paviršiaus įtempimo reiškinio, tarp dviejų rimties būvyje esančių skirtingų terpių (oras-skystis, arba skystis-skystis). Esant pusiausvyrai (3) formulėje Δp taip pat turi būti lygus hidrostatinio slėgio kritimui kapiliare.: $\Delta p = \rho g \Delta h$, kur ρ - skysčio tankis, g - laisvojo kritimo pagreitis. Taigi lygtis perrašoma:

$$\rho g \Delta h = \frac{2\gamma}{R} \quad (6)$$

Arba

$$a^2 = \frac{2\gamma}{\rho g} = R \Delta h. \quad (7)$$

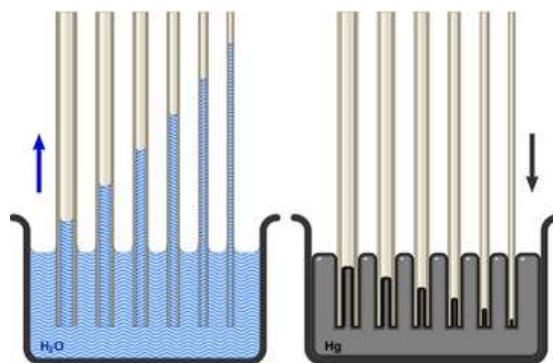
(7) formulėje aprašytas dydis a , yra žinomas, kaip kapiliarumo konstanta [27]. Identišką formulę gauname ir skaičiuojant visiškai nedrėkinančio skysčio kapiliarumo konstantą, kai drėkinimo kampas yra lygus 180° . Tačiau praktikoje dažniausiai sutinkami tarpiniai variantai, kai skystis dalinai drėkina arba nedrėkina kapiliaro sienelės. Tokiu atveju į (7) formulę įtraukiama ir drėkinimo kampo reikšmė

$$\rho g \Delta h = \frac{2\gamma \cos \vartheta}{R}, \quad (8)$$

čia ϑ – drėkinimo kampas tarp skysčio menisko ir kapiliaro sienelės . Nesunku įsitikinti, kad skysčio kapiliare pakilimo ar nusileidimo aukštis h yra atvirkščiai proporcingas kapiliaro spinduliui,

$$\Delta h = \frac{2\gamma \cos \vartheta}{\rho g R}. \quad (9)$$

Taigi, kuo siauresnė kapiliarinio vamzdelio anga, tuo aukščiau pakyla skystis ir tuo didesnis yra kapiliare esančio skysčio hidrostatinis slėgis.



7 pav. Kapiliarumo reiškinys, vandens (kairėje) ir gyvsidabrio (dešinėje), stikliniame kapiliare atveju

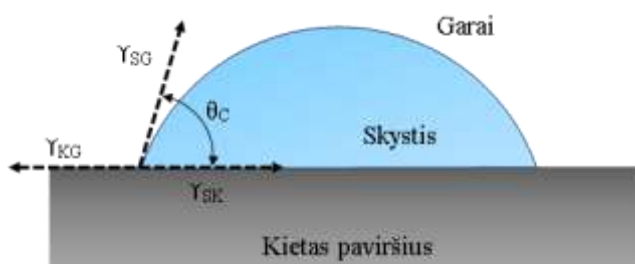
Kaip pavaizduota 7 pav., gyvsidabris dėl to, kad nedirėkina stiklo paviršiaus, elgiasi atvirkščiai, nei stiklą drėkinantis skystis: kuo siauresnė anga, tuo žemiau yra gyvsidabrio lygis kapiliare.

1.3.1. Drėkinimas

Drėkinimas apibrėžiamas kaip skysčio gebėjimas palaikyti kontaktą su kietu paviršiumi, šis kontaktas atsiranda dėl tarp-molekulinės sąveikos. Drėkinimas stebimas dviejų skirtingų medžiagų riboje, kai viena jų būtinai yra skysto agregatinio būvio. Drėkinimo laipsnį (drėkinamumą) aprašo adhezijos ir kohezijos jėgų disbalanso lygtis [28]. Adhezijos jėga, publikacijoje [29], apibrėžiama kaip, paviršiaus sąveikos jėga atsirandanti skirtingų medžiagų (pvz.: skysčio ir substrato) molekulėms sąveikaujant tarpusavyje. Tuo tarpu kohezijos jėga yra tos pačios cheminės medžiagos molekulių tarpusavio traukos jėga, atsiradusi dėl cheminių ryšių [30]. Taigi, lašo ant kieto paviršiaus atveju adhezijos jėgos tarp skysčio ir kietojo kūno traukia lašelio paviršių, taigi stengiasi lašeliui suteikti substrato paviršiaus formą bei verčia jį pasklisti ant paviršiaus, o tuo pačiu metu kohezijos jėgos skystyje verčia lašą trauktis į rutulio formą.

Išskiriami du svarbūs parametrai, apibūdinantys skysčio drėkinimą ant kietos medžiagos: drėkinimo laipsnis, kuris paprastai aprašomas drėkinimo kampu, susidariusiu kietojo kūno ir skysčio sąlyčio vietoje, bei drėkinimo greitis, rodantis, kaip greitai skystis sudrėkina paviršių ir pasklinda ant jo [31].

Skysčio lašelio užlašinto ant kieto kūno paviršius su juo sudaro kampą. Šis drėkinimo kampas yra tarp liestinės, nubrėžtos iš trijų fazių (kietos, skystos ir dujinės) sankirtos taško ir pagrindo paviršiaus, kaip parodyta 8 pav.. Drėkinimo kampą nulemia kohezijos ir adhezijos jėgų pusiausvyra. Taigi, drėkinimo kampas yra atvirkštinis drėkinimo matas [32].



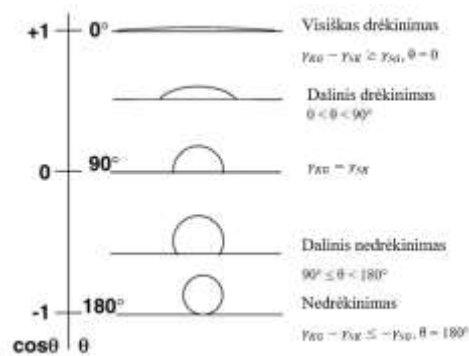
8 pav. Ant kieto paviršiaus nusodintas lašas, esant daliniam drėkinimui

Drėkinimas, pagal reakciją su paviršiumi, klasifikuojamas į dvi rūšis: nereaktyvųjį drėkinimą ir reaktyvųjį drėkinimą [33]. Kai skysčio medžiaga nėra sugerama paviršiaus, tuomet drėkinimas yra laikomas nereaktyviu. Daugumos nemetalinių skysčių pasklidimas ant inertiškų kietųjų medžiagų paprastai yra nereaktyvus. Tad, tokio drėkinimo pavyzdys galėtų būti vandens lašas ant stiklo ar metalo paviršiaus. Kita vertus, drėkinimo procesas, kuriam įtakos turi skysčio absorbcija į substrato medžiagą, yra žinomas kaip reaktyvusis drėkinimas. Tai galėtų būti lydmetaliu drėkinamas varis [34]. Drėkinimo procesas yra spontaniškas ir vyksta trumpą laiko tarpą. Šį procesą valdo kapiliarinis / paviršiaus įtempis, gravitacija ir klampos jėgos. Reaktyvaus drėkinimo atveju, metalinių skysčių pasklidimas ant kieto pagrindo priklauso nuo papildomų veiksnių, tokių kaip difuzija, cheminė reakcija, absorbcija, kietėjimas ir kt. Tokiose sistemose retai pasiekama pusiausvyros būseną.

Kaskart, kai ant kieto pagrindo paviršiaus užlašinamas skysčio lašas, bet kuris iš toliau nurodytų reiškinių gali vykti atskirai arba kartu (9 pav.), priklausomai nuo skysčio ir (arba) substrato savybių, sistemos/aplinkos sąlygų ir pan.

- Skysčio lašas gali nuolat plisti ir padengti visą pagrindo paviršių plona plėvele. Tai paprastai žinoma kaip visiškas drėkinimas.
- Skysčio lašas gali iš dalies pasklisti tam tikru mastu ir per trumpą laiką nustoti sklindęs – tai dažniausiai vadinama daliniu arba nepilnu pasklidimu.

- Skystis gali šiek tiek pasklisti arba nepasklisti visai, kai pavyzdžiui, vanduo liečiasi su hidrofobine medžiaga, kaip aliejus.
- Užlašintas skystis gali iš karto sukietėti nepasklidęs.
- Skystis gali išgaruoti. Paprastai tai vyksta su lakiais skysčiais arba kai skystis lašinamas ant šildomo paviršiaus.
- Plintantis skystis gali būti sunaudotas cheminei reakcijai su substrato medžiaga.
- Skystis gali būti adsorbuojamas ir vėliau absorbuojamas substrato. Tokių elgesį dažnai galime stebėti porėtose medžiagose [34].

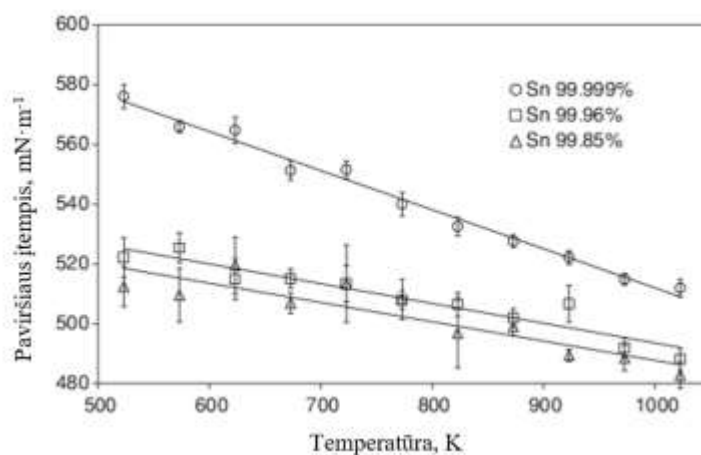


9 pav. Skysčio lašas ant kieto paviršiaus esant įvairioms drėkinimo sąlygoms

Kiekvienas iš paminėtų reiškinių turi savo biologinę ir (arba) technologinę reikšmę. Pavyzdžiui, superhidrofobiniai paviršiai yra labai naudingi valymo veikloje, reaktyvusis drėkinimas yra atsakingas už kokybiškos elektrinės jungties susidarymą lituojant.

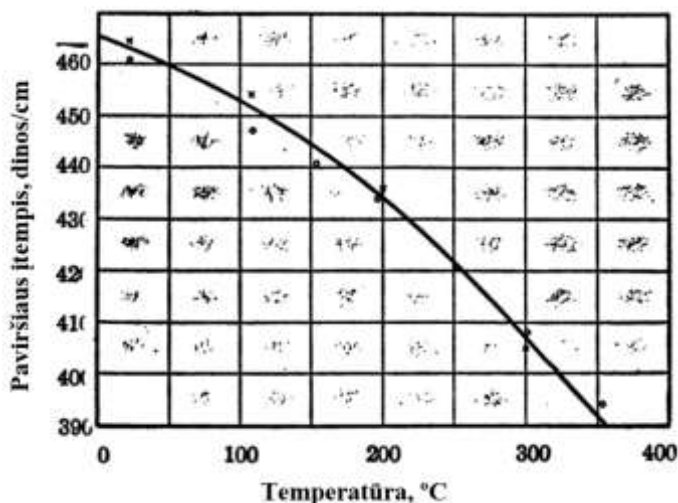
1.3.2. Skystų metalų ir jų lydinių paviršiaus įtempio priklausomybė nuo temperatūros

Apskritai nustatyti metalo paviršiaus įtempį yra daug sudėtingiau nei kitų medžiagų [35], didelių problemų nustatant skysto metalo ar lydinio paviršiaus įtempio priklausomybę nuo temperatūros papildomai sukelia didelio paviršiaus įtempimo jautrumas priemaišoms (10 pav.). Priemaišos, kurių paviršiaus įtempis yra mažesnis nei pagrindinio metalo, nusėda ant paviršiaus ir žymiai sumažina sistemos paviršiaus įtempimą [36].



10 pav. Skirtingo grynumo alavo paviršiaus įtempimo priklausomybė nuo temperatūros [36]

Skystųjų metalų atveju ryškiausias ir visur esantis paviršinio aktyvumo elementas yra deguonis, kuris oksiduoja metalo paviršių. Dėl kelių ppm eilės koncentracijos, deguonies paviršiaus įtempimas gali sumažėti keliais procentais ir pakeisti paviršiaus įtempio temperatūrinį koeficientą $\partial\gamma/\partial T$ [37]. Tačiau, daugumos grynujų metalų paviršiaus įtempis tiesiškai mažėja didėjant temperatūrai [38]. Tuo pasižymi ir gyvsidabris [39], jo paviršiaus įtempimo priklausomybė nuo temperatūros praktiškai buvo nustatyta jau 1921 metais (11 pav.) [39].



11 pav. Gyvsidabrio paviršiaus įtempimo priklausomybė nuo temperatūros. x – žymimos reikšmės gautos naudojant 0,02127 cm skersmens kapiliarą, o - žymimos reikšmės gautos naudojant 0,01814 cm skersmens kapiliarą [39]

Skystų su deguonimi reaktyvių metalų ar jų lydinių paviršiaus įtempio priklausomybę nuo temperatūros nustatyti yra ypatingai sunku dėl susidarančio oksidacinio sluoksnio, dėl ko būtina atlikti matavimus bedeguonėje aplinkoje, o tai matavimus padaro sudėtingesniais ir brangesniais [40].

1.3.3. Paviršiaus šiurkštumo ir adhezijos įtaka drėkinimui

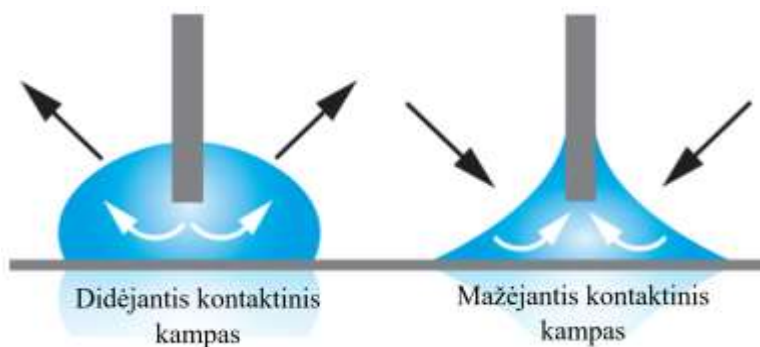
Youngo lygtis:

$$\cos \theta_0 = \frac{\gamma_{KD} - \gamma_{KS}}{\gamma_{SD}}, \quad (10)$$

susieja γ – laisvojo paviršiaus energijas, atitinkamai KD – kieto-dujinio, SD – skysto-dujinio ir KS – kieto-skysto kūnų sąsajose su statiniu lašelio kontaktiniu kampų esant pusiausvyrai (θ_0). Šiuo atveju daroma prielaida, kad paviršius yra vienalytis ir lygus atominiame mastelyje, nėra atsižvelgiama į paviršiaus tekstūrą ar išorines jėgas, pvz., gravitaciją, o taip pat nevyksta jokia cheminė sąveika ar adsorbicija su aplinkos medžiagomis. Kai yra patenkinamos visos šios sąlygos, konkrečioms medžiagoms egzistuoja vienas charakteringas drėkinimo kampas (θ_0) [41]. Tačiau, fiziniai paviršiai nėra absoliučiai lygūs ar chemiškai vienalyčiai, todėl atsiranda lašo drėkinimo kampo histerezė (12 pav.). Ji aprašoma, kaip didėjančio sąlyčio kampo (arba neseniai padidėjusio sąlyčio kampo) (θ_a) ir mažėjančio (arba neseniai sumažėjusio sąlyčio kampo) (θ_r) skirtumas:

$$H = \theta_a - \theta_r \quad (11)$$

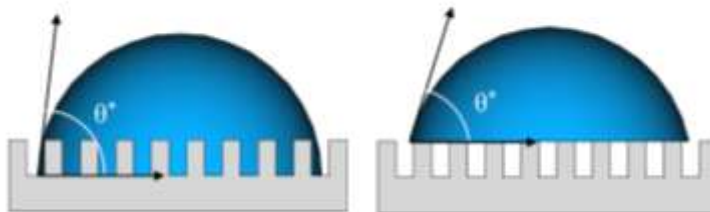
Kuo mažesnė kontaktinio kampo histerezė, tuo lengviau lašelis gali riedėti kietu paviršiumi. Padidėjęs kontaktinis kampas gali būti apibūdintas kaip skysčio ir kietos medžiagos kohezijos matas, o sumažėjęs kontaktinis kampas yra skysčio ir kietos medžiagos adhezijos matas.



12 pav. Didėjančio ir mažėjančio kontaktinio kampo schema [42]

Vieno ar dviejų laipsnių histerezė gali būti eksperimentinio matavimo paklaidų ribose. Chaudhury ir Whitesidesas nustatė, kad naudojant tam tikrus, kruopščiai paruoštus paviršius kartais galima pasiekti mažesnę nei vieno laipsnio kampo matavimo dispersiją [43]. Tačiau dažniausiai neapdorotiems paviršiams matoma histerezė siekia 10° ar daugiau.

Šiurkštaus paviršiaus ir skysčio sąveika gali būti kelių rūšių. Skystis gali subėgti į paviršiaus griovelius ir juos drėkinti, arba skysčiui nesubėgant į griovelius, tarp skysčio ir paviršiaus atsiranda oro kišenės (13 pav.).



13 pav. Skirtingi, šiurkštaus paviršiaus, drėkinimo atvejai. Kairėje – skystis subėga į griovelius (Wenzel modelis), dešinėje – skystis nesubėga į griovelius, susidaro oro kišenės (Cassie–Baxter modelis)

Venzelio modelis aprašo homogeninį drėkinimo režimą ir yra apibūdinamas tokia kontaktinio kampo lygtimi su šiurkščiu paviršiumi:

$$\cos \theta^* = r \cdot \cos \theta, \quad (12)$$

kur θ – Youngo sąlyčio kampas, θ^* - regimas kontaktinis kampas, atitinkantis stabilią pusiausvyros būseną (t.y. mažiausią sistemos laisvosios energijos būseną), r – šiurkštumo koeficientas, jis apibūdinamas kaip tikrojo kieto paviršiaus ploto ir matomo ploto santykis. Ši lygtis rodo, kad kai paviršius yra hidrofobinis ($\theta > \pi/2$), šiurkštumas padidina kontaktinį kampą [44]. Buvo parodyta, kad šis modelis galioja ir su gyvsidabriu [45]. Esant heterogeniniams paviršiams yra taikomas kitas – Cassie-Baxter modelis aprašomas:

$$\cos \theta^* = r_f f \cdot \cos \theta + f - 1. \quad (13)$$

Čia r_f – drėkinamo ploto šiurkštumo koeficientas, f - sudrėkinto kieto paviršiaus ploto dalis. Kai $f=1$, o $r_f = r$, Cassie-Baxter modelis tampa Venzelio modeliu. Kai egzistuoja daug skirtingo šiurkštumo kieto paviršiaus sričių, kiekviena sritis aprašoma - f_i . Visų f_i sričių suma yra lygi 1 arba visam paviršiui [46]. Abu modeliai yra teisingi tik tuo atveju, kai skysčio lašas yra pakankamai didelis, palyginus su paviršiaus nelygumais.

Kitas kontaktinio kampo histerezę apsprendžiantis veiksnys yra adhezijos histerezė. Kai skystis liečiasi su kieta medžiaga, susidaro kieto kūno-skysčio sąsaja, o kietojo kūno-dujų ir skysčio-dujų sąlyčio sritys išnyksta. Skysčio ir kietosios medžiagos sukibimo darbas ploto vienetui aprašomas Dupré lygtimi:

$$W = \gamma_{KD} + \gamma_{SD} - \gamma_{KS} = \gamma_{SD}(1 + \cos \theta). \quad (14)$$

Gautos energijos kiekis suliečiant kūnus yra mažesnis nei reikalingas juos atskirti dydžiu ΔW . Taigi, uždėjus skysčio lašą ant kieto paviršiaus, jam pajudinti – pakeisti sąlyčio vietą, yra reikalinga papildoma jėga [47]. Idealiai lygiems paviršiams ši energija pažymimą ΔW_0 . Darant prielaidą, kad sąlyčio kampo histerezei turi įtakos tik adhezijos histereze, galima užrašyti:

$$\cos \theta_{a0} - \cos \theta_{r0} = \frac{\Delta W_0}{\gamma_{SD}}, \quad (15)$$

čia θ_{a0} ir θ_{r0} – padidėjęs ir sumažėjęs kampai ant lygaus paviršiaus. Jei kieto-skysto kūnų sąlyčio ploto dalis aprašoma: $f_{KS} = \frac{A_{KS}}{(A_{KS}+A_{KD})}$, kur A_{KS} ir A_{KD} kieto-skysto ir kieto-dujinio kūnų sąlyčio plotai atitinkamai, gauname, kad šiurkštaus paviršiaus adhezija ΔW yra susijusi su lygaus paviršiaus adhezija ΔW_0 : $\Delta W = f_{KS}\Delta W_0$. Kadangi sąlyčio kampo histerezei turi įtakos tiek šiurkštumas H_r , tiek adhezija, galutinė drėkinimo kampus aprašanti formulė yra:

$$\cos \theta_a - \cos \theta_r = f_{KS} (\cos \theta_{a0} - \cos \theta_{r0}) + H_r. \quad (16)$$

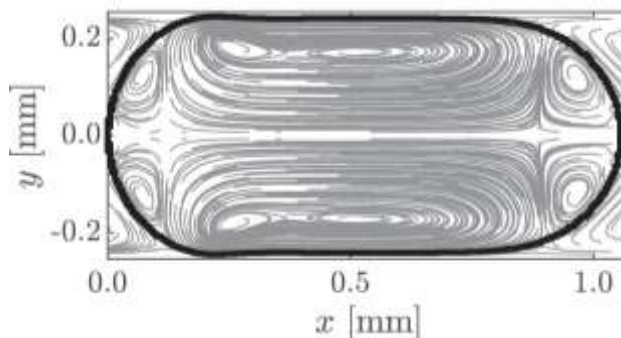
Galima pastebėti, kad mažos f_{KS} reikšmės sąlygoja didelį kontaktinį kampą ir mažą kontaktinio kampo histerezę. Taigi adhezija priklauso nuo kieto-skysto kūnų kontaktinio ploto dalies f_{KS} .

1.3.4. Medžiagos vidinė cirkuliacija lašelyje

Tekant medžiagai kanalu, srautas jame gali būti vienfazis: dujų arba skysčio srautas, arba daugiafazis srautas, t.y. skirtingų fazių derinys, pavyzdžiui, dujos-skystis ar skystis-skystis, priklausomai nuo užimamo tūrio dalies. Vienfazio srauto dinamika mikrokanaluose yra labai panaši į didelio skersmens kanalais judančių skysčių dinamiką. Tačiau tai negalioja daugiafaziam srautui. Kai kanalas, kuriuo teka skystis siaurėja, kai kurie efektai, kurie nėra svarbūs didelio skersmens kanaluose, tampa dominuojančiais [48].

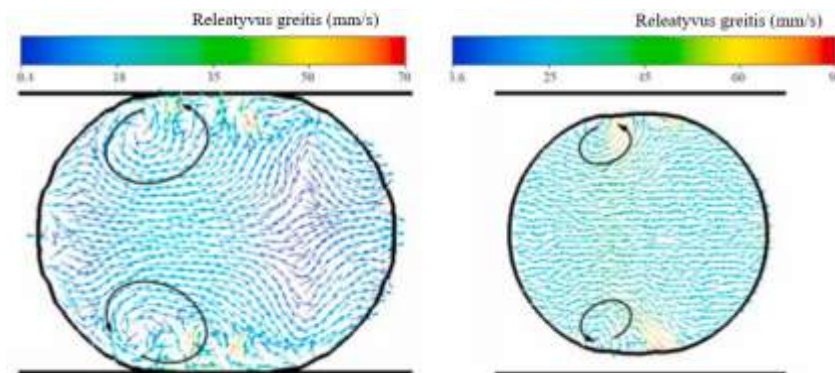
Skysčio lašui judant siaurame kanale, skysčio-kanalo sienelių sąlyčio vietoje skystis nejuda sienelių atžvilgiu. Taigi, kad skystis sąlyčio vietoje imtų judėti, jame turi susidaryti sudėtingų vidinių skysčių srovių zonos [49]. Viename lašelyje susikuria šešios recirkuliacijos zonos (14 pav.) [50]. Vienoje lašelio simetrinėje pusėje yra trys recirkuliacijos zonos: didelė viduryje ir dvi mažesnės lašelio priekyje ir gale. Didelę cirkuliacijos zoną lašo viduryje sukuria sąveika tarp lašelio ir sienelės, o vidinę cirkuliaciją lašelio gale sukuria sąveika tarp lašelio ir jį supančios terpės. Artėjant prie lašelio centrinės ašies vidinio srauto greitis yra didesnis nei, kad lašelis juda kapiliaru, o kadangi dvi medžiagos – lašelio ir jį supančios terpės, nesimaišo, vidinis srautas yra priverstas apsigręžti, taip susikuria priekinė recirkuliacijos zona. Skysčių dinamikoje kapiliarumo konstanta (Ca) yra

bedimensis dydis, parodantis santykinę klampių pasipriešinimo jėgų poveikį paviršiaus įtempimo jėgoms, veikiančioms skysčio ir dujų arba dviejų nesimaišančių skysčių sąsajoje. Didėjant kapiliarumo konstantai (Ca), didėja viduryje esanti recirkuliacijos zona, lėtai sugerdama galinėje lašelio dalyje esančią recirkuliacijos zoną [51].



14 pav. Matomos šešios recirkuliacinės zonos, mikrokanalu judančiame lašelyje [51]

Literatūroje paskelbti tyrimai parodė, kad lašelio judėjimo greitis kanalu turi įtakos tik santykiniam greičiui lašelio viduje ir neturi įtakos jo vidinės cirkuliacijos keliui [52]. Vidinės cirkuliacijos greičiui įtaką daro lašelio ilgis, o vieno pilno apsisukimo ciklo lašelyje priklausomybė nuo lašo dydžio yra tiesinė. Ašinio greičio gradientas lašelio viduje palaipsniui mažėja mažėjant lašelio ilgiui.



15 pav. Santykinis lašelių vidinės cirkuliacijos greitis esant skirtingiems lašelių ilgiams [52]

Sumažėjus lašelių dydžiui, vidinis cirkuliacijos kelias lašelio viduje sumažėja iš dviejų grupių, į vieną grupę (15 pav.), o vidinė cirkuliacijos sritis palaipsniui mažėja ir artėja prie lašelių krašto [52]. Šios vidinės srovės lašelyje susikuria ir lašui dar nejudant, bet paveikus jį tam tikra vidine (pvz.: Lorencio) jėga.

1.4. Klampių skysčių tekėjimas cilindrinio kanalu

Tekant skysčiams, dėl molekulių tarpusavio sąveikos atsiranda vidinė skysčio trintis, kitaip vadinama klampa. Galima daryti prielaidą, kad skystį sudaro atskiri skysčio sluoksniai, kurių judėjimo greičiai skiriasi, dėl ko atsiranda vidinės trinties jėgos veikiančios sluoksnių paviršių liestinės kryptimi. [53] Greičiau judantis skysčio sluoksnis veikia lėčiau judantį greitinančia jėga ir atvirkščiai. Tokį klampaus skysčio tekėjimą galima stebėti jam tekant drėkinamu kanalu. Kanalo sienoje stabdant tekantį skystį, susidaro vadinamas pasienio sluoksnis, kuriame skysčio greitis didėja nuo 0 iki 99 % didžiausio greičio vertės. Tuo tarpu greičiausiai skystis juda vamzdžio ašimi.

Remiantis Reinoldso skaičiaus išraiška:

$$Re = \frac{\bar{w}D}{\nu}, \quad (17)$$

kurioje \bar{w} – vidutinis skysčio tekėjimo greitis, D – kapiliaro skersmuo, o ν – kinematinė skysčio klampa, galime matyti, kad dėl itin mažo kapiliaro skersmens (<5mm) ir nedidelio tekėjimo greičio (1-2 cm/s), skysčio tekėjimas kapiliare bus laminarinis, nes $Re < 1800$.

Stacionarus skysčio tekėjimas, kai greičio profilis tekėjimo kryptimi nekinta ($\frac{\partial w_x}{\partial x} = 0$) vadinamas stabilizuotu tekėjimu. Jis pasiekiamas tik skysčiui nutekėjus tam tikrą atstumą. Laminarinio tekėjimo atveju nusistovi parabolinis tekėjimo greičio profilis [54].

Trinties nuostoliai išreiškiami slėgio kritimu ašine kanalo kryptimi $\frac{dp}{dx} = -\frac{\Delta p}{L}$. Jie cilindriniam kanale skaičiuojami pagal Darsi-Weisbacho formulę [55]:

$$\Delta p_{tr} = \xi \frac{L}{d_e} \frac{\rho \bar{w}^2}{2}, \quad (18)$$

kurioje $d_e = \frac{4F}{U} = \frac{4\pi d^2}{4\pi d} = d = 2r_0$; trinties pasipriešinimo koeficientas- $\xi = \frac{64}{Re_{d_e}}$; $Re_{d_e} = \frac{\bar{w}d}{\nu}$.

Taigi, trinties pasipriešinimo koeficientas ξ , įvairios geometrijos kanalams, gali būti nusakytas lygtimi:

$$\xi = \frac{B}{Re_{d_e}} \quad (19)$$

kur B priklauso nuo vamzdžio geometrinės formos [54].

1.4.1. Klamos temperatūrinė priklausomybė

Reinoldso skaičiaus, kuris apsprendžia skysčio tekėjimo dėsningumus, išraiškoje turime kinematinę klampą ν . Egzistuoja keli modeliai (Walther'io formulė, Wright'o modelis) aprašantys skysčio kinetinę klampą, kaip funkciją nuo temperatūros [56]. Skystiems metalams šiuo metu yra siūlomas Seeton'o modelis:

$$\ln(\ln(\nu + 0,7 + e^{-\nu}K_0(\nu + 1,244067))) = A - \frac{B}{T}. \quad (20)$$

Čia ν – kinematinė klampa matuojama centistokais (cSt), A ir B yra empiriniai parametrai, T – absoliutinė temperatūra kelvinais (tik šioje formulėje), o K_0 – nulinės eilės Beselio funkcija.

Kitu atveju kinematinę klampą iš pradžių galima aprašyti kaip dinaminės klamos (arba kitaip absoliučiosios klamos) - η ir tankio - ρ santykį [57]:

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \quad (21)$$

Dinaminės klamos koeficientas skaitine verte lygus vidinės trinties jėgai tarp skysčio sluoksnių, kurių lietimosi plotas lygus vienam kvadratiniam metrui, o jų greičio gradientas lygus atvirkštinei sekunde. Šis koeficientas priklauso tik nuo temperatūros ir skysčio savybių [58].

Skysčio dinaminės klamos koeficiento η temperatūrinė priklausomybė yra eksponentinė funkcija:

$$\eta = ATe^{\frac{W}{kT}} \quad (22)$$

kur, A yra konstanta, T – temperatūra, k – Boltzmann'o konstanta W – aktyvacijos energija, kurią reikia suteikti molekulei, kad ji peršoktų į kitą pusiausvyros padėtį [59]. Kai kurių skystųjų metalų klamos koeficientai, skirtingose temperatūrose esant 1 atmosferos slėgiui, jau aprašyti 1995 metais atominės energetikos komisijos [60], tame tarpe ir gyvsidabrio:

1 lentelė. Gyvsidabrio dinaminės klamos reikšmės priklausomai nuo temperatūros [60].

Temperatūra T ($^{\circ}C$)	Dinaminė klampa η ($mPa \cdot s$)
-20	1,85
20	1,55
100	1,21
200	1,01

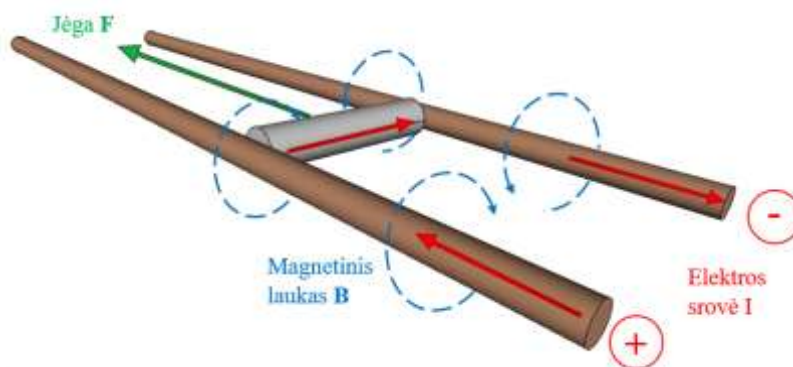
Skystųjų metalų klamos koeficiento kitimo dėsningumas yra toks pats kaip skysčių: didėjant temperatūrai - klampa mažėja.

1.5. Tiesinis variklis

Tiesiniu varikliu vadinamas elektros variklis, kurio statorius ir rotorius nėra apskritiminės geometrijos ir užuot sukeldamas sukimo momentą, išilgai variklio yra sukuriama varos jėga. Tačiau tiesiniai varikliai nebūtinai yra tiesūs. Tokiems varikliams būdinga tai, kad jų aktyvioji sekcija turi galus, tačiau įprastai jie išdėstomi tokiu būdu, kad susidarytų ištisinė kilpa ir procesas nenutrūktų.

1.5.1. Tiesinis bėginis variklis

Bėginis tiesinis variklis susideda iš dviejų lygiagrečių metalinių bėgių. Bėgiai yra prijungti prie elektros maitinimo šaltinio, tačiau nesudaro uždaros grandinės. Tik tarp bėgių patalpinus laidininką (inkarą) grandinė yra uždaroma. Dėl šios srovės bėginis tiesinis variklis elgiasi kaip elektromagnetas, sukuriantis magnetinį lauką kilpos viduje. Aplink kiekvieną laidininką, pagal dešinės rankos taisyklę, yra sukuriamas magnetinis laukas. Magnetinio lauko jėgos linijos eina ratu prieš laikrodžio rodyklę aplink teigiamą bėgelį ir pagal laikrodžio rodyklę aplink neigiamą bėgelį (16 pav.). Kadangi kiekvienu bėgiu tekančios elektros srovės kryptis yra priešinga, magnetinio lauko (\mathbf{B}) vektorius yra statmenas bėgių plokštumai. Kartu su variklio inkare esančia srove (\mathbf{I}) tai sukuria Lorenco jėgą, kuri stumia laidininką išilgai bėgių [61, 62]. Tuo pačiu Lorenco jėgos veikia ir bėgius, kurios bando juos stumti vieną nuo kito [63], todėl bėgiai turi būti įtvirtinti.



16 pav. Lorenco jėga paremto bėginio tiesinio variklio modelis

Jei bėgiai sukuria vienalytį magnetinį lauką \mathbf{B} , orientuotą stačiu kampu tiek į inkarą, tiek į kanalo ašį, tuomet, l ilgio inkare tekant srovei I , veikianti jėga \mathbf{F} , judinanti inkarą išilgai bėgių, išreiškiama formule:

$$\mathbf{F} = Il \times \mathbf{B}, \quad (23)$$

čia jėga, srovė ir laukas yra traktuojami kaip vektoriai.

Paprasčiausiuose tokio tipo įrenginiuose magnetinis laukas \mathbf{B} yra sukuriamas tik bėgiais tekančios srovės [64]. Iš to išplaukia, kad magnetinis laukas nebus nei pastovus, nei vienalytis. Vadinasi, praktiškai jėga turi būti apskaičiuojama tinkamai įvertinus erdvinį ir laikinį magnetinio lauko kitimą inkare.

Norint supaprastintai aprašyti Lorencio jėga paremto bėginio tiesinio variklio mechanizmą, patogų bėgelių ir inkarą laikyti plonais laidais. Taikant šį artinį, jėgos vektoriaus dydį galima nustatyti iš Bio-Savaro dėsnio ir Lorencio jėgos. Jėga gali būti matematiškai apskaičiuojama pagal magnetinę konstantą (μ_0), bėgių spindulį (r) (kurie laikomi apskrito skerspjūvio), atstumo tarp centrinių bėgių ašių (d) ir srovės (I).

Iš Bio – Savaro dėsnio galima parodyti, kad viename, pusiau begalinio, laido gale magnetinis laukas tam tikru statmenu atstumu (s) nuo laido galo yra užrašomas [65]:

$$\mathbf{B}(s) = \frac{\mu_0 I}{4\pi s} \hat{\boldsymbol{\phi}}. \quad (24)$$

Čia $\hat{\boldsymbol{\phi}}$ – vienetinis vektorius.

Taigi, jei inkaras jungia dviejų tokių pusiau begalinių laidų galus, nutolusius vienas nuo kito atstumu d ir darant prielaidą, kad laidų ilgis yra daug didesnis nei d , bendras suminis laukas iš abiejų laidų bet kuriame inkaro taške yra:

$$\mathbf{B}(s) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \left(\frac{1}{s} + \frac{1}{d-s} \right) \hat{\mathbf{z}}, \quad (25)$$

kur s yra statmenas atstumas nuo inkaro taško iki vieno iš laidų ašies. Pažymėtina, kad vienetinis vektorius $\hat{\boldsymbol{\phi}}$ tarp bėgių yra $\hat{\mathbf{z}}$, darant prielaidą, kad bėgiai yra xy plokštumoje ir eina iš $x = 0$ atgal į $x = \infty$.

Toliau, norint įvertinti inkarą veikiančią jėgą, aukščiau pateiktą magnetinio lauko išraišką galima naudoti kartu su Lorencio jėgos dėsniu:

$$\mathbf{F} = I \int d\mathbf{l} \times \mathbf{B}(s), \quad (26)$$

Tuomet gaunama inkaro varos jėgos išraiška:

$$\mathbf{F} = I \int_r^{d-r} dl \times \frac{\mu_0 I}{4\pi} \left(\frac{1}{s} + \frac{1}{d-s} \right) \hat{\mathbf{z}} = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi} \ln \left(\frac{d-r}{r} \right) \hat{\mathbf{x}}, \quad (27)$$

kur r - bėgio spindulys.

Taigi, matome, kad jėga yra proporcinga magnetinės konstantos ir srovės kvadrato sandaugai. Kadangi magnetinė konstanta yra labai mažas dydis ($\mu_0 = 1.26 \times 10^{-6} \text{ H/m}$), akivaizdu, kad norint sukurti pakankamai didelę jėgą reikalingas didelis srovės stipris.

Pastarojoj formulėj yra imama, kad atstumas (l), tarp taško, kuriame ieškoma jėgos \mathbf{F} vertė ir bėgių pradžios, yra daugiau nei 4 kartus didesnis, nei atstumas tarp bėgių (d). Taip pat daromos ir kitos uždavinį supaprastinančios prielaidos. Praktikoje, esant sudėtingoms tokio tipo tiesinių variklių sandaroms ir geometrijoms yra sudėtinga rasti tokią, jėgą aprašančią, lygtį, kuri būtų pakankamai tiksli, bet tuo pačiu nesudėtinga. Supaprastinti tokio uždavinio sprendimą, patogu naudoti baigtinės elektrinės grandinės modelį, kad būtų apibūdinta priklausomybė tarp srovės ir stūmimo jėgos. Tokiame modelyje tiesinis variklis yra prijungiamas prie elektrinės grandinės ir varomoji jėga gali būti nustatyta iš srovės energijos. Tuomet įtampa yra:

$$U = \frac{d(LI)}{dt} + IR. \quad (28)$$

Taigi, visa galia tenkanti varikliui lygi sandaugai: UI . Ši galia vaizduoja energijos indėlį trimis pagrindinėmis formomis: inkaro ir objekto judančio bėgiais kinetine energija, magnetinio lauko energija ir šiluminiais energijos nuostoliais.

Kai inkaras juda bėgiais, atstumas tarp jo ir srovės šaltinio didėja. Taigi, didėja ir varža bei induktyvumas vamzdelyje. Paprasčiausiam modeliui aprašyti galima imti, kad varža ir induktyvumas kinta tiesiškai priklausomai nuo inkaro padėties (x), taigi šie dydžiai aprašomi taip: $R = R'x$, $L = L'x$, kur R' ir L' yra varža ir induktyvumas per atstumo vienetą arba jų gradientas. Iš to seka

$$\frac{d(LI)}{dt} = I \frac{dL}{dt} + L \frac{dI}{dt} = L'I \frac{dx}{dt} + L'x \frac{dI}{dt} = IL'v + L'x \frac{dI}{dt} \quad (29)$$

kur $\frac{dx}{dt}$ yra inkaro greitis v . Tuomet

$$U = IL'v + L'x \frac{dI}{dt} + IR'x = I(L'v + R'x) + L'x \frac{dI}{dt}. \quad (30)$$

Jei varančioji elektros srovė bus laikoma konstanta, $\frac{dI}{dt}$ bus lygu nuliui. Varžiniai nuostoliai dabar atitinka galios srautą $I^2 R'x$, kai tuo tarpu galios srautas $I^2 L'v$ apibrėžia atliktą elektromagnetinį darbą.

Šis paprastas modelis numato, kad lygiai pusė viso elektros srovės atlikto darbo bus panaudota sukaupti energijai magnetinio lauko pavidalu išilgai vamzdelio $\frac{L'I^2}{2}$, didėjant srovės kilpos ilgiui [66].

Kita elektromagnetės energijos pusė perduodama sviedinio kinetinei energijai (kitaip tariant, sviediniui greitinti). Kadangi galia gali būti išreikšta, kaip jėgos ir greičio sandauga, tai rodo, kad elektromagnetinio tiesinio variklio inkaro jėga gali būti užrašyta [67]:

$$F = \frac{L'I^2}{2}. \quad (31)$$

Ši lygtis taip pat rodo, kad norint pasiekti didelį greitį reikalingos itin didelės srovės, nes induktyvumas L' yra labai mažas. Neįskaitant trinties ir oro pasipriešinimo, inkaro pagreitį galime užrašyti

$$\frac{dv}{dt} = \frac{L'I^2}{2m} \quad (32)$$

kur m yra inkaro masė.

1.5.2. Tiesinio bėginio variklio efektyvumas

Aprašyto variklio efektyvumas priklauso nuo daugelio veiksnių, tokių kaip bėgių mechaninė konstrukcija, kokybė ir forma, jų varža, induktyvumas, taikomi elektriniai impulsai ir maitinimo srovės dydis [68]. Teoriškai elektrinės – kinetinės energijos konversijos efektyvumas aprašomas, kaip išėjimo (kinetinės) energijos santykis su visa paduodama energija:

$$H = \frac{W_k}{W_k + W_r + W_i + W_c + W_t} \quad (33)$$

kur, H yra naudingumo koeficientas, W_k – inkaro kinetinė energija, W_r – varžiniai energijos nuostoliai, W_i – indukcinė energija sukaupta arba prarasta dėl komutacijos, W_c – kontakto energijos nuostoliai, W_t – energijos nuostoliai dėl mechaninės trinties [69]. Jei darysime prielaidą, kad bėgiai yra tinkamai apdirbti, galime laikyti, kad kontakto ir trinties energijos nuostoliai yra nereikšmingi, tuomet naudingumo lygtis supaprastėja:

$$H = \frac{1}{1 + \frac{W_r}{W_k} + \frac{W_i}{W_k}}. \quad (34)$$

Galimi du elektromagnetinio variklio valdymo atvejai: nuolatinės srovės režimas ir impulsinės srovės režimas. Nuolatinės srovės režimu valdomame variklyje inkaro kinetinė energija yra lygi indukciškai sukauptai energijai $W_k = W_i$, tokiu atveju (34) lygtis gali būti perrašoma, kaip:

$$H_{cc} = \frac{1}{2 + \frac{W_r}{W_k}} \quad (35)$$

čia H_{cc} – variklio efektyvumas nuolatinės srovės režime. Taigi išreiškę variklio kinetinę energiją:

$$W_k = \frac{I^2 L' v_{max} \tau}{4} \quad (36)$$

ir varžinių nuostolių energiją:

$$W_r = I^2 R \tau, \quad (37)$$

čia R – pilnutinė sistemos varža, gauname tokią nuolatinės srovės režime veikiančio tiesinio elektromagnetinio variklio efektyvumo išraišką [70]:

$$H_{cc} = \frac{1}{2 + \frac{4R}{L' v_{max}}}. \quad (38)$$

Iš čia akivaizdu, kad variklio bėgių nuostoliai sudaro daugiau nei pusę energijos nuostolių, o tai reiškia, kad inkarui perduodama kinetinė energija sudaro mažiau nei 50 % visos varikliui suteiktos elektrinės energijos [71].

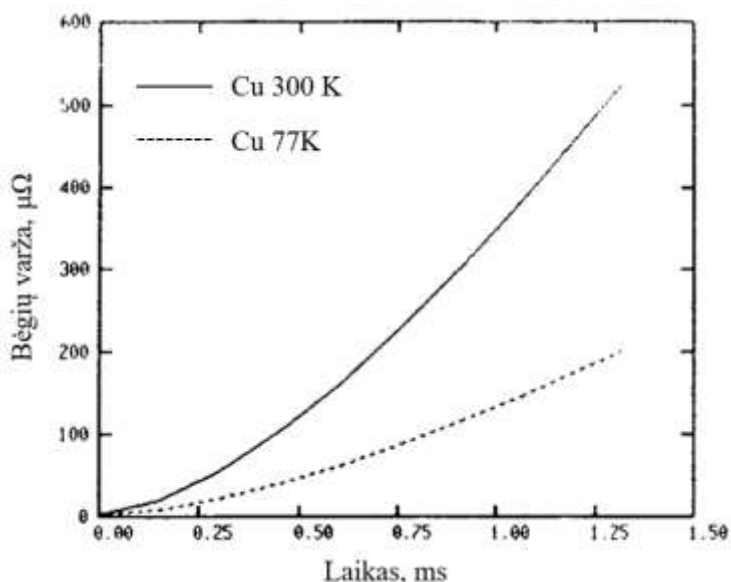
Impulsinės srovės valdymo režimas supaprastina analizę, nes šiuo atveju nelieka indukcinės energijos dedamosios – po elektros srovės impulso srovė bėgiais nebeteka, sistemoje nebelieka energijos, sukauptos magnetinio lauko pavidalu. Srovės impulso mažėjimas tokiame režime gali būti natūralus arba priverstinis. Natūralaus mažėjimo atveju sukaupta indukcinė energija bus panaudota inkaro greitiniui, tačiau jei impulso mažėjimas yra priverstinis su papildoma išorine energijos atkūrimo grandine [72], indukciškai sukaupta energija yra pašalinama iš sistemos ir efektyvumo lygties. Abiem atvejais $W_i = 0$, efektyvumo lygtis tampa:

$$H_{pc} = \frac{1}{1 + \frac{W_r}{W_k}} = \frac{1}{1 + \frac{4R}{L' v_{max}}}, \quad (39)$$

čia H_{pc} - variklio efektyvumas impulsinės srovės režime. Taigi matome, kad impulsinės srovės režime veikiantis variklis teoriškai galėtų turėti didesnę nei 50 % efektyvumą. Impulsinės veikos režimas taip pat sudaro sąlygas ilgalaikiam inkaro judinimo procesui. Nuolatinės srovės režime slenkant inkarui ir didėjant sistemos varžai sistema įkaista ir pradeda lydytis ar garuoti. Elektros

impulsų metu sistema nespėja įkaisti iki kritinių temperatūrų, o tuo metu, kai srovė yra išjungta sistema papildomai vėsta pagal Niutono vėsimo dėsnį.

Norint padidinti tiesinio bėginio variklio naudingumo koeficientą yra bandoma pritaikyti ir kitas įvairias pažangias koncepcijas, kad sumažinti varžą ir padidinti induktyvumą. Kadangi bėgių varžiniai nuostoliai tiesiogiai priklauso ne tik nuo pasirinkto metalo, bet ir nuo temperatūros, nuostolių problemą bandoma spręsti vėsinant bėgius, taip mažinant metalo iš kurio jie pagaminti varžą. Pritaikius kriogeninį bėgių vėsinimą eksperimentai atlikti 1989 metais parodė gerus rezultatus [73]. Jų metu varinių bėgių atšaldytų iki $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$ (17 pav.) nuostoliai sumažėjo nuo 26 % visos sistemai suteiktos energijos iki 12 %, palyginus su bėgiais esančiais kambario temperatūros. Tai padidino sistemos efektyvumą nuo 36 iki 43 % procentų.



17 pav. Varinių bėgių vėsinimas žymiai sumažina jų varžą

Kiti būdai sumažinti bėgių nuostolius dėl varžos ir indukcijos yra parinkti atitinkamus inkaro ir bėgių fiziniu dydžius ir formas. Indukcijos per ilgio vienetą L' priklausomybė nuo sviedinio diametro yra tiesioginė, tačiau nedidelė, todėl reikia atsižvelgti ar apsimoka didinti sviedinio masę, o tuo pačiu ir jėgas norint ją pajudinti. Indukcijos didėjimo efektą galima pasiekti ir mažinant bėgių parametrus: storį ir plotį, tačiau reikia atsižvelgti į tai, kad bėgiai turi būti atsparūs mechaniniams pažeidimas, o jų plonumas gali juos padaryti itin trapiais. Taip pat bėgių dizaine patartina vengti smailių kampų, kuriuose kauptųsi didelio tankio elektros srovė, kas mažintų bendrą srovės perdavimą inkarui [74].

Dar vienas efektyvus būdas padidinti bėgių efektyvumą yra sviediniui slenkant išilgai bėgių, elektros srovę bėgiams paduoti skirtinguose taškuose arba kitaip tariant, segmentuoti bėgius. Tokiu atveju kiekviena elektros grandinė veikia tik riboto ilgio bėgių dalyje [74], kas mažina bendrą sistemos varžą kiekvienu laiko momentu. Tokiam maitinimo būdui reikalingos mažesnės elektros srovės, o taip pat tai padeda apriboti sviedinio pagreitį.

2. Skysto metalo lašelio dinamikos kapiliare modelis

Lašelio, veikiamo Lorencio jėgos judėjimui kanalu didelę įtaką daro įvairūs veiksniai, tokie, kaip kanalo skerspjūvio geometrija, matmenys ir jų kitimas išilgine kryptimi, sienelių medžiagos savybės (šilumos laidumo koeficientas), šiurkštumas, skysto metalo fizikinės savybės (tankis, klampos koeficientas, paviršiaus įtempimo koeficientas, savitoji varža ir šiluma, virimo temperatūra), tekanti srovė ir kt.

Žinant šių dydžių (arba, parametrų) sąryšius, galima nustatyti įvairius darbinis lašo judinimo parametrus ir jų ribas. Todėl šioje dalyje nuosekliai susiejamos reiškinų priklausomybės, nustatant jų tarpusavio sąryšius. Bendruoju atveju Lorencio jėga ir kitos (pasipriešinimo) jėgos yra pasiskirstę erdviškai netolygiai. Pvz., klampos jėga ir adhezijos jėgos yra didžiausios sąlyčio paviršiuose. Lorencio jėga taip pat nevienodai pasiskirsčiusi skersai ir vertikaliai kanalo. Nepaisant to, lašelio dinamikai įtaką turi tik jėgos dedamoji išilgine kanalo kryptimi. Kadangi tam tikros jėgos priklauso nuo kanalo skerspjūvio matmenų, išilgine kanalo kryptimi veikiančios jėgos yra keičiamos jėgų slėgiu: $P = \frac{F}{S}$; čia S - kanalo skerspjūvio plotas. Tolesniame dėstyme daroma prielaida, kad slėgis, varantis arba stabdantis lašelį yra pastovus visame kanalo skerspjūvyje.

2.1. Klampa skysto, veikiamo Lorencio jėga, judėjimo kapiliare lygtis

Jeigu dėl skysto klampos atsiradusi jėga yra proporcinga lašelio greičiui ir ji išnyksta lašeliui nebejudant, tai dėl adhezijos histerezės atsiradusi jėga veikia nuolatos, dėl ko pajudinti lašelį reikia atlikti darbą. Be jos, lašelį gali stabdyti ir paviršiaus nelygumai. Tai galima laikyti pasipriešinimo (trinties) jėga F_{tr} , dėl kurios yra sukuriamas pasipriešinimo slėgis (p_{rib}) ir kurį turi įveikti Lorencio jėgos sukuriamas varos slėgis (p_{L_e}), kad lašelis pradėtų slinkti kanalu. Varos slėgį randame iš Lorencio jėgos (F_{L_e}), kuri apskaičiuojama pagal (31) formulę, padalinę ją iš kapiliaro skerspjūvio (S). Lorencio jėgos lygtyje mums reikalingas induktyvumas ilgio vienetui:

$$L_e = \frac{L_e}{l} \quad (40)$$

kur, l – laidininko ilgis, o L_e yra dviejų lygiagrečių laidininkų induktyvumas, apskaičiuojamas pagal formulę:

$$L_e = \frac{\mu_0 l}{2\pi} \ln\left(\frac{D+a}{a}\right), \quad (41)$$

čia μ_0 – magnetinė konstanta lygi $4\pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{m}$, D – atstumas tarp laidų sienelių/kapiliaro plotis, a – laido spindulys.

Pasinaudojus Lorencio jėgos formule (31), gaunamas Lorencio jėgos sukeliamas slėgis:

$$p_{Le} = \frac{F}{S} = \frac{F_{Le}}{S} = \frac{L_e I^2}{2Dz} = \frac{\mu_0 \ln\left(\frac{D+a}{a}\right) I^2}{4\pi Dz}, \quad (42)$$

čia z – kanalo aukštis arba lašelio matmuo vertikaloje ašyje. Matoma, kad šis slėgis yra tiesiogiai proporcingas magnetinei konstantai ir elektros srovės stiprio kvadratui, o iš (42) lygties galima išreikšti srovės stiprį, reikalingą pajudinti lašelį:

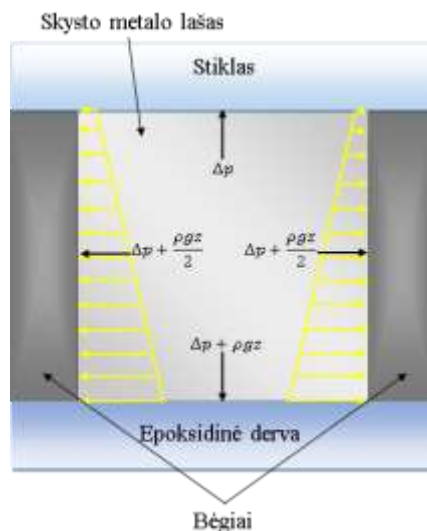
$$I = \sqrt{\frac{4\pi DzP}{\mu_0 \ln\left(\frac{D+a}{a}\right)}} = K\sqrt{P}, \quad (43)$$

čia $K = \sqrt{\frac{4\pi Dz}{\mu_0 \ln\left(\frac{D+a}{a}\right)}}$ – konstanta priklausanti nuo bėgių geometrijos, P – visas lašelį kapiliare veikiantis slėgis.

Minėtą pasipriešinimo jėgos slėgį galime rasti iš jau aptartos pasipriešinimo (trinties) jėgos:

$$p_{rib} = \frac{F_{tr}}{S}. \quad (44)$$

Tačiau, trinties jėgos dedamosios kapiliare visoms keturioms sienelėms skiriasi dėl skirtingų sienelių medžiagų bei hidrostatinio slėgio į jas (18 pav.). Kapiliarinis slėgis (Δp) veikia visas sieneles, tačiau hidrostatinis slėgis skiriasi: viršutinė stiklo sienelė hidrostatinio slėgio nepatiria, likusioms trimis sienelėms hidrostatinis slėgis skiriasi: apatinė sienelė visuose taškuose patiria vienodą hidrostatinį slėgį, tačiau bėgius veikiantis hidrostatinis slėgis tiesiškai didėja laisvojo kritimo pagreičio kryptimi, todėl imamas tų taškų slėgių sumos vidurkis.



18 pav. Slėgis veikiantis kapiliaro sieneles, kai kapiliare patalpintas lašas

Taigi, iš pateiktos schemos matoma, kad ribinis pasipriešinimo slėgis yra lygus:

$$\begin{aligned}
 p_{rib} &= \frac{F_{tr_stiklo} S_{stiklo}}{S} + 2 \cdot \frac{F_{tr_bėgio} S_{bėgio}}{S} + \frac{F_{tr_epoksido} S_{epoksido}}{S} & (45) \\
 &= \frac{F_{tr_stiklo} DL}{Dz} + 2 \cdot \frac{F_{tr_bėgio} zL}{Dz} + \frac{F_{tr_epoksido} DL}{Dz} \\
 &= \frac{\Delta p L \mu_{stiklo}}{z} + \frac{(2\Delta p + \rho g z) L \mu_{bėgių}}{D} + \frac{(\Delta p + \rho g z) L \mu_{epoksido}}{z},
 \end{aligned}$$

kur ρ – skysto metalo tankis, g – laisvojo kritimo pagreitis, z – kanalo aukštis arba lašelio matmuo vertikaloje ašyje, S_x – jėgos veikimo plotas, priklausomai nuo sienelės, S – kanalo skerspjūvio plotas, μ_x - skirtingų kanalo sienelių medžiagų trinties koeficientai. Įstačius (45) formulę į elektros srovės stiprio formulę (43) ir tokiu būdu gauti, slenkstinį elektros srovės stiprį, kuris yra reikalingas įveikti pasipriešinimo jėgas ir pajudinti lašelį:

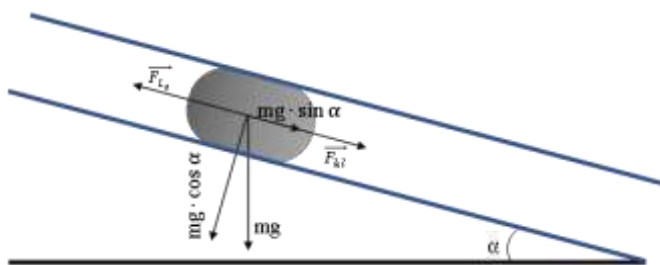
$$I_s = K \sqrt{p_{rib}} = \quad (46)$$

$$K \sqrt{\frac{2\gamma L \cos \theta}{rz} \mu_{stiklo} + \left(\frac{4\gamma L \cos \theta}{Dr} + \frac{L\rho g z}{D} \right) \mu_{bėgių} + \left(\frac{2\gamma L \cos \theta}{zr} + \frac{L\rho g z}{z} \right) \mu_{epoksido},}$$

čia r – apskrito kapiliaro skerspjūvio spindulys, šiuo, stačiakampio skerspjūvio kapiliaro, atveju lygus: $r = \sqrt{\frac{Dz}{\pi}}$, θ - drėkinimo kampas.

Jei vienas kapiliaro galas yra pakilęs ir sudaro kampą (α) su horizontale, lašelį pradės veikti jo sunkio jėga (19 pav.). Taigi, Lorencio jėgos sukeltas slėgis turės atsverti slėgį, atsiradusį dėl gravitacijos p_{gr} :

$$p_{Le} = \Delta p_{gr}. \quad (47)$$



19 pav. Lašelį veikiančios jėgos, kai kapiliaras yra pasviręs kampu α į horizontalę

$$\Delta p_{gr} = \frac{mg \cdot \sin \alpha}{Dz} = \frac{\rho Dz L g \cdot \sin \alpha}{Dz} = \rho g L \cdot \sin \alpha \quad (48)$$

Laikant, kad kampas α (48) formulėje yra lygus 90° galime rasti, kokio minimalaus srovės stiprio reikės, kad lašelis išliktų toje pačioje padėtyje, kitaip sakant, kad vertikaliame kanale lašelis išliktų rimties būsenoje.

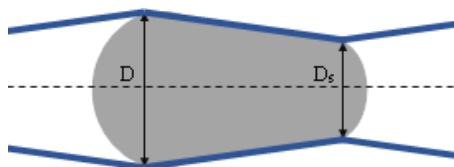
$$I_s = K \sqrt{\rho g L \cdot \sin \alpha}, \quad (49)$$

kur D – kapiliaro plotis. Šioje formulėje kylant temperatūrai gali būti svarbu atsižvelgti į skysto metalo medžiagos tankio pokytį, kuris aprašomas:

$$\rho = \rho_0 (1 + b(\Delta T)), \quad (50)$$

kur b – temperatūrinis medžiagos tankio koeficientas.

Kadangi kapiliaras, kuriame juda lašelis nebūtinai yra tobulos geometrijos, t.y., dėl vidinės sienelės paviršiaus nelygumų jis gali susiaurėti arba išplatėti, dėl paviršiaus įtempimo atsiranda papildomos jėgos, reikalingos deformuoti lašelį, kad jis galėtų toliau judėti kanalu (20 pav.), ko pasekoje susikuria papildomas slėgis išilgine kanalo kryptimi stabdantis lašelį, dėl paviršiaus įtempio jėgos Δp_{pi} , kuris aprašomas (3) formule.



20 pav. Lašelio judėjimo siaurėjančiu kanalu schema

Tokiu atveju papildomas pasipriešinimo slėgis aprašomas formule:

$$\Delta p_{pi} = \frac{2\gamma}{D_s} - \frac{2\gamma}{D}, \quad (51)$$

kur D_s - kanalo plotis siauriausioje vietoje. Šį slėgį taip pat turi įveikti Lorencio jėgos sukurtas slėgis:

$$p_{Le} = \Delta p_{pi}. \quad (52)$$

Pasipriešinimui įveikti reikalingas elektros srovės stipris:

$$I_s = K \sqrt{\frac{2\gamma}{D_s} - \frac{2\gamma}{D}}. \quad (53)$$

Bendras statinis pasipriešinimo slėgis, kurį turi įveikti Lorencio jėgos sukurtas slėgis:

$$P = \frac{\Delta p L \mu_{stiklo}}{z} + \frac{(2\Delta p + \rho g z) L \mu_{bėgių}}{D} + \frac{(\Delta p + \rho g z) L \mu_{epoksidu}}{z} + \rho g L \cdot \sin \alpha + \frac{2\gamma}{D_s} - \frac{2\gamma}{D}. \quad (54)$$

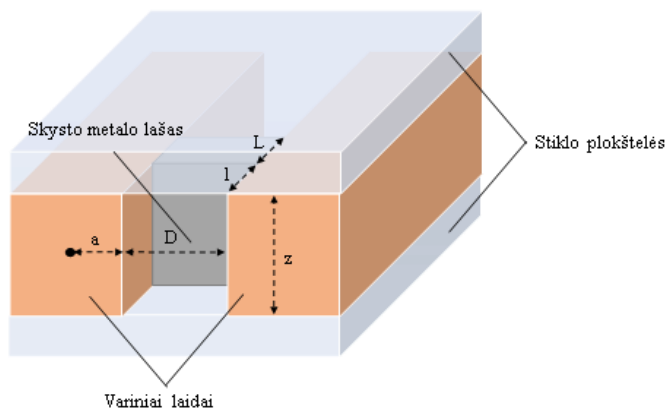
Šį slėgį įstačius į (43) formulę gaunamas slenkstinis srovės stipris, kurio reikia sukurti Lorencio slėgiui, kad jis įveiktų lašelį stabdančias jėgas ir jis pradėtų judėti.

2.2. Lašelio ir bėgių geometrija ir varža

Tolimesniam teoriniam lašelio elgsenos aprašymui būtina žinoti lašelio varžą, kuri pagal (55) formulę priklauso ne tik nuo jo medžiagos, bet ir nuo geometrijos.

$$R = \rho_e \frac{l}{A}, \quad (55)$$

kur, A – laidininko plotas, l – laidininko ilgis, ρ_e – medžiagos savitoji elektrinė varža. Jei, metalo lašelis būna patalpintas į apskritiminio skerspjūvio kanalą, skersine (srovės tekėjimo) kryptimi kanalo skerspjūvio plotas kinta, o tai komplikuoja uždavinio sprendimą, tačiau šiuo atveju imama, kad kapiliaro skerspjūvis yra stačiakampis, koks ir bus realizuotas praktiškai.



21 pav. Bėgių schema

Stačiakampio skerspjūvio atveju, srovės tekėjimo kryptimi lašo plotas nekinta. Taigi, lašo elektrinė varža yra:

$$R_l = \rho_e \frac{l}{A} = \rho_e \frac{D}{Lz} \quad (56)$$

kur, kaip jau minėta, D – kanalo plotis horizontalioje bėgių plokštumoje, L – lašo ilgis, o z – kanalo plotis vertikalioje ašyje. Bėgių atveju jų varžą aprašoma panašiai:

$$R_b = \rho_e \frac{l}{A} = \rho_e \frac{l}{2az} \quad (57)$$

Kur, l – bėgių ilgis iki lašo, a – pusė bėgių pločio horizontalioje ašyje (21 pav.). Žinoma, būtina atsižvelgti į tai, kad medžiagos savitoji varža kinta priklausomai nuo jos temperatūros. Taigi formulės (56) ir (57) papildomos temperatūrinėmis varžos priklausomybėmis, taip gauname tikslesnes lašelio ir bėgių varžos įvertinimo lygtis:

$$R_l = \frac{\rho_{0(l)}(1 + \alpha_{0(l)}(T - T_0))D}{Lz} \quad (58)$$

$$R_b = \frac{\rho_{0(b)}(1 + \alpha_{0(b)}(T - T_0))l}{2az}, \quad (59)$$

čia $\rho_{0(l)}$ – savitoji lašelio elektrinė varža, o $\rho_{0(b)}$ – savitoji bėgių elektrinė varža, $\alpha_{0(l)}$ ir $\alpha_{0(b)}$ lašo ir bėgių temperatūriniai varžos koeficientai atitinkamai.

2.3. Cilindrinė šilumos izoliacija

Tekant elektros srovei, sistemoje išsiskirs šiluma, todėl reikia atsižvelgti į tai, koks išsiskyres šilumos kiekis yra leistinas sistemai. Išsiskyrusios šilumos nuvedimas yra ribotas, todėl svarbu, kad išsiskyrusi šiluma neviršytų medžiagų naudojamų sistemoje lydymosi (kietų medžiagų atveju) ir virimo (skystų medžiagų atveju) temperatūrų, kitu atveju medžiagos pradės lydėtis ar garuoti, sugadindamos įrenginį.

Turėdami ominių nuostolių galios formulę

$$P_g = I^2 R \quad (60)$$

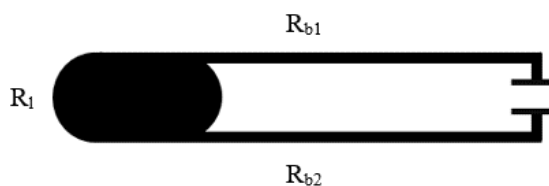
su anksčiau išvesta grandinės varža R aprašoma pagal (58) lygtį, ominių nuostolius galime išreikšti:

$$P_g = \frac{I^2 l \rho_0 (1 + \alpha_0 (T - T_0))}{A}, \quad (61)$$

kur A , šiuo atveju, priklausomai nuo grandinės dalies, kuriai skaičiuojami nuostoliai (laidui ar lašeliui), yra laido arba lašelio skerspjūvio plotas, o l – tos dalies ilgis. Ilgio vienetu išsiskiriančią šilumą išreiškia lygtis:

$$\bar{P}_g = \frac{I^2 l \rho_0 (1 + \alpha_0 (T - T_0))}{lA} = \frac{I^2 \rho_0 (1 + \alpha_0 (T - T_0))}{A}. \quad (62)$$

Taigi, matome, kad, kaip ir tikėtasi, išsiskirianti šiluminė galia yra tiesiogiai proporcinga srovės stiprio kvadratui. Nagrinėjamoje sistemoje galime išskirti tris varžos R dedamąsias, matomas 22 pav.: varža pirmajame bėgyje (R_{b1}), lašelyje (R_l) ir antrajame bėgyje (R_{b2}), žinoma, šiuo atveju $R_{b1} = R_{b2} = 2R_b$.

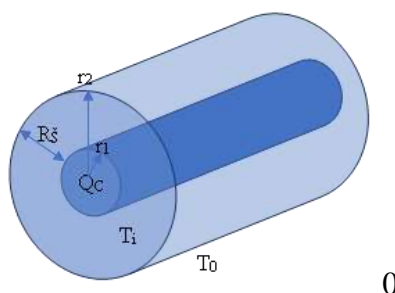


22 pav. Pilnutinės varžos R dedamosios mūsų pasirinktame eksperimento sąstate

Taigi, šiluma išsiskiria trijose sistemos vietose. Supaprastindami darome prielaidą, kad kapiliaras turi cilindrinį išorinį stiklo sluoksnį (23 pav.), per kurį į aplinką yra nuvedama šiluma, o išorėje šilumos laidumo koeficientas yra begalinis. Taip pat, šiuo atveju, šiluminių nuostolių skaičiavimams imsime, kad visa vidinė kapiliare išskirta šiluma Q_c tolygiai apkrauna vidinę cilindrinę kapiliaro sienelę:

$$Q_c = Q_1 + Q_2 + Q_3, \quad (63)$$

kur Q_1, Q_2, Q_3 atitinkamai išsiskyrusi šiluma dėl elektrinių varžų R_{b1}, R_l, R_{b2} (23 pav.).



23 pav. Cilindrinės šilumos izoliacijos schema

Temperatūrų skirtumas $\Delta T = T_i - T_0$, kur T_i – vidinė kapiliaro temperatūra, T_0 – aplinkos temperatūra priklauso nuo išsiskyrusios šilumos tekant srovei ir kapiliaro apvalkalo šiluminės varžos R_s :

$$\Delta T = P_g \cdot R_{\xi}, \quad (64)$$

Temperatūrų skirtumas ΔT yra parenkamas pagal medžiagą, kuri turi mažiausią darbinę temperatūrą. Taigi T_i , priklausomai nuo medžiagos, yra jos lydymosi arba užvirimo temperatūra. Gyvsidabrio lašelio ir varinių ar geležinių bėgių atveju žemiausia darbinė temperatūra yra gyvsidabrio virimo temperatūra, todėl visos sistemos skaičiavimams naudojama būtent ši temperatūra. Šiluminė varža (R_{ξ}), cilindriniam apvalkalui aprašoma [75]:

$$R_{\xi} = \frac{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{2\pi lk}, \quad (65)$$

kur $r_1 = D/2$ – atstumas nuo cilindro centro iki šilumą išskiriančio sluoksnio krašto, r_2 – atstumas nuo cilindro centro iki izoliacinio sluoksnio pabaigos, l – atstumas nuo srovės šaltinio iki lašelio arba, šioje geometrinėje aproksimacijoje - cilindro ilgis, k – savitasis medžiagos šiluminis laidumas.

Panagrinėkime atvejį, kai laikoma, kad lašelis yra pajungtas tiesiogiai prie pat srovės šaltinio ir skaičiavimuose naudojame tik jo varžą R_l , kurią aprašėme (58) lygtyje. Taigi gauname:

$$\Delta T = P_{g(l)} \cdot R_{\xi} = \frac{I^2 D \rho_{0(l)} (1 + \alpha_{0(l)} (\Delta T)) \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{2\pi k L^2 z}, \quad (66)$$

temperatūros skirtumas ΔT priklauso nuo srovės stiprio kvadrato. Taigi, žinodami didžiausią galimą lašelio temperatūrą (jo virimo temperatūrą), žinome didžiausią temperatūros skirtumą, kuris susidaro tarp lašelio ir aplinkos, tokiu būdu randame, kokią maksimalią srovę galime paleisti per lašelį, kad jis dar neužvirtų.

$$I_{\max(l)} = \sqrt{\frac{\Delta T_{(l)} 2\pi k L^2 z}{D \rho_{0(l)} (1 + \alpha_{0(l)} (\Delta T_{(l)})) \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}} \quad (67)$$

Jei grandinėje yra palaikomas pastovus elektros srovės stipris, bėgių ilgio vienetu yra išskiriamas nekintamas kiekis šilumos, tačiau jei yra palaikoma pastovi įtampa, dėl didėjančios sistemos varžos slenkant inkarui tekanti srovė mažėja, todėl mažėja ir kaitimo tankis. Bėgių šiluminių nuostolių ilgio vienetu formulė:

$$\frac{P_{g(b)}}{a} = \frac{I^2 \rho_{0(b)} (1 + \alpha_{0(b)} (\Delta T_{(l)}))}{2az}, \quad (68)$$

kur a – pusė bėgių pločio. Sudėjus lašo ir bėgių šiluminius nuostolius, galime rasti bendrus sistemos šiluminius nuostolius, o iš čia maksimalų visos sistemos srovės stiprį:

$$I_{\max} = \sqrt{\frac{\Delta T_{(l)} 2\pi k L^2 z}{D\rho_{0(l)}(1 + \alpha_{0(l)}(\Delta T_{(l)})) \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} + \frac{\Delta T_{(l)} 2az\pi k}{\rho_{0(b)}(1 + \alpha_{0(b)}(\Delta T_{(l)})) \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}} \quad (69)$$

Kaip matome, šioje išraiškoje, srovės stipris nepriklauso nuo laidų ilgio. Pagal (68) formulę matosi, kad elektrinei varžai didėjant, t.y. ilgėjant laidams, didės ir šiluminiai nuostoliai, tačiau reikia nepamiršti, kad tuo pačiu metu proporcingai laidų ilgiui didėja ir šilumos nuvedimo plotas.

Pastarieji išvedimai yra atlikti darant prielaidą, kad procesas yra neadiabatinis ir nusistovėjęs, taigi išsiskirianti šiluma yra lygi nuvedamai šilumai. Tačiau jeigu sistemoje naudosis itin didelio stiprio elektros srovę, kaitimas bus toks greitas, kad tik labai maža dalis energijos bus perduodama aplinkai, procesas taps artimas adiabatiniam, kurio metu galime laikyti, kad tarp sistemos ir aplinkos šilumos mainai nevyksta.

Laikydami, kad procesas yra adiabatinis, bei žinodami sistemoje, dėl elektros srovės, išsiskiriančią galią, galime rasti, kiek laiko sistema gali tekėti konkretaus stiprio elektros srovė, kad sistema nepasiektų kritinių temperatūrų. Taigi, turėdami galios priklausomybę nuo energijos ir laiko:

$$P_g = \frac{E}{\Delta t} \quad (70)$$

o, iš (60) formulės jau žinome, kad šiluminė galia priklauso nuo srovės stiprio kvadrato ir laidininko varžos. Taip pat žinome, kad šiluminė energija išsiskirianti laidininku tekant srovei priklauso nuo: temperatūros pokyčio laidininke - ΔT , laidininko masės m , bei savitosios medžiagos šiluminės talpos c .

$$E = \Delta Q = cm\Delta T \quad (71)$$

Taigi žinodami medžiagų virimo ir lydymosi temperatūras, galime rasti, kiek laiko Δt , galime leisti konkretaus stiprio srovę:

$$\Delta t = \frac{cm\Delta T_{(l)}A}{I^2 l \rho_e}, \quad (72)$$

čia A ir l – laidininko skerspjūvio plotas ir ilgis bendruoju atveju. Šią formulę pritaikius konkrečiam laidininkui - lašui ir įskaičius temperatūrinę varžos priklausomybę, gaunama tokia ilgiausios srovės tekėjimo trukmės lygtis:

$$\Delta t = \frac{L^2 z^2 c_{(l)} \rho_{(l)} \Delta T_{(l)}}{I^2 \rho_{0(l)} (1 + \alpha_{0(l)} \Delta T_{(l)})}. \quad (73)$$

Lygtis aprašo tik srovės tekėjimo per gyvsidabrio lašelį trukmę, nes jo kritinė (užvirimo) temperatūra bus pasiekta greičiau nei vario lydymosi temperatūra.

2.4. Lašelio veikiamo Lorencio jėgos judėjimo greitis

Skysčių dinamikoje Darsi–Veibacho lygtis susieja slėgio kritimą dėl trinties (klampos) išilgai tam tikro vamzdžio ilgio su vidutiniu skysčio srauto greičiu (\bar{w}) nespūdžiam skysčiui.

$$p = \xi \frac{L}{2d} \frac{\rho \bar{w}^2}{2}, \quad (74)$$

čia ρ – skysčio tankis, L – kanalo ilgis, kuriame skystis kontaktuoja su vidine kanalo sienele (lašelio ilgis), d – apskrito kanalo skersmuo, kurį stačiakampio kanalo atveju perrašome $d = \frac{2Dz}{D+z}$, ξ – trinties pasipriešinimo koeficientas, kurio reikšmė esant labai mažiems Reinoldso skaičiams: $\xi = \frac{96}{Re_{2D}}$, čia $Re_{2D} = \frac{\bar{w}2D}{\nu}$ yra Reinoldso skaičius, kur ν - kinematinė skysčio klampa.

Taigi gauname:

$$p = \frac{3\nu L \rho \bar{w} (D+z)^2}{D^2 z^2}. \quad (75)$$

Sulyginę šią formulę su Lorencio jėgos slėgiu (42), bei pridėję slėgį, kuris stabdo lašelį:

$$p_{Le} = \frac{3\nu L \rho \bar{w} (D+z)^2}{D^2 z^2} + P. \quad (76)$$

galime gauti vidutinio greičio priklausomybę:

$$\bar{w} = \frac{I^2 D^2 z^2}{3K^2 \nu L \rho (D+z)^2} - \frac{PD^2 z^2}{3\nu L \rho (D+z)^2}; \text{ kai } \bar{w} \leq 0 \rightarrow \bar{w} = 0 \text{ m/s}. \quad (77)$$

Iš formulės matome, kad greitis labiausiai priklauso nuo kanalo matmenų ir srovės stiprio kvadrato.

2.5. Geležies bėgių šiurkštumo matavimas

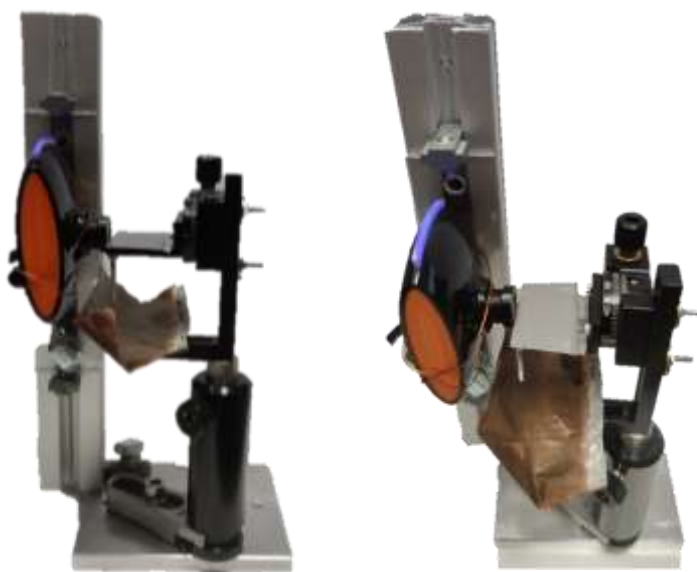
Geležinių bėgių paviršius keturiose atsitiktinėse vietose buvo ištirtas atominės jėgos mikroskopu NT-206 (I Priedas (44 pav.)). Nustatyta, kad profilio šiurkštumo vidutinė vertė (R_a) kinta tarp 45 – 114 nm, tai atitinka N2-N3 mechanškai apdirbto paviršiaus šiurkštumo klases. Tačiau, aptikta ir didesnių paviršiaus profilio nukrypimų nuo vidurio linijos, kurie gali siekti 552 nm.

Matavimai taip pat padėjo apytiksliai nustatyti tikrąjį paviršiaus plotą. Visi matavimai buvo atlikti $A_M = 529 \mu\text{m}^2$ bandinio paviršiaus plotuose, o tikrasis vidutinis kvadratinis plotas yra apie

1 - 7 % didesnis, vidutiniškai tikrasis kvadratėlio plotas: $A_T = 568 \mu\text{m}^2$. Šios dvi vertės leidžia nustatyti paviršiaus šiurkštumo koeficientą $r_f = A_T/A_M$, kuris yra: 1,07. Turėdami šią reikšmę, bei žinodami, kad gyvsidabrio drėkinimo kampas yra 138° , iš Wenzelio lygties (12), nesunkiai randame, kad tikrasis drėkinimo kampas turėtų būti apie 143° . Deja, su turima įranga kampų matavimo paklaidos gali siekti net 10° , tad tiksliai pasakyti, ar toks drėkinimo kampas ant geležies ir buvo gautas – neįmanoma.

2.6. Adhezijos jėgų tyrimas

Nors bėgių šiurkštumas pasirodė esąs nedidelis, tačiau bandymų rezultatus palyginus su teoriniais skaičiavimais, buvo akivaizdu, kad lašas yra stabdomas paviršiaus. Dėl šios priežasties buvo atliktas eksperimentas, siekiant nustatyti, kaip stipriai gyvsidabrio lašas prikimba prie geležies, stiklo ir vario paviršių. Tam buvo surinktas bandymų stendas su rotaciniu staleliu (24 pav.).



24 pav. Bandymų stendas

Geležies, vario, stiklo ir epoksidinės dervos EC141 plokštelės paeiliui buvo priklijuotos prie apytiksliai 0° pokrypio rotacinio stalelio, ant jų padedamas gyvsidabrio lašas, tuomet plokštelės lėtai sukamos iki kol lašas nurieda. Su visų keturių medžiagų plokštelėmis buvo atlikta po keturis bandymus. Gyvsidabrio lašų dydis ir jų pradinė nusodinimo pozicija ant plokštelių buvo nekontroliuojami. Kontaktinis kampas, nusodinus gyvsidabrio lašą ant horizontalaus paviršiaus, mažėja didėjant lašo dydžiui dėl hidrostatinio slėgio padidėjimo [76].

Keičiant plokštelių posvyrio kampą lašai deformuodavosi, buvo matomi didėjančių ir mažėjančių kontaktinių kampų pokyčiai, tačiau, nors gyvsidabris nedrėkina nei vienos iš medžiagų, lašai nuslydavo ne iš karto ir esant nevienodam pokrypiui, rezultatai pateikti 7 lentelėje. Kai kuriais atvejais, kai gyvsidabrio lašas būdavo per mažas, kad jo sunkio jėga atsvertų prikibimo jėgą, net apvertus plokštelę lašas kabėdavo prilipęs prie plokštelės (25 pav.).

Šis prikibimas, kaip aprašyta 1.3.3. skyriuje priklauso nuo medžiagų šiurkštumo bei gyvsidabrio adhezijos ant jų. Darant grubias prielaidas, kai lašelis turi rimties trintį, per posvyrio kampą α , kuriam esant lašelis nuslysta nuo kieto medžiagos paviršiaus galime išreikšti rimties trinties koeficientą:

$$\mu = \frac{F_{tr}}{N} = \frac{mg \sin \alpha}{mg \cos \alpha} = \tan \alpha, \quad (78)$$

čia F_{tr} - trinties jėga, N – plokštumos reakcijos jėga.



25 pav. Kairėje – 2,3 mm skersmens lašas gulintis ant 28° pakrypusios geležies plokštelės; dešinėje – 1,1 mm skersmens lašas kabantis ant 116° pakrypusios geležies plokštelės

Bandymų metu gauti rezultatai rodo, kad skirtingose plokštelės vietose lašas prie jos prikimba nevienodai dėl galimai neidealiai vienodo paviršiaus šiurkštumo ar nehomogeniškumo – galimų nešvarumų. Taip pat gauti rezultatai rodo, kad gyvsidabris labiausiai prilimpa prie epoksidinės dervos, mažiausiai – prie geležies. Tolimesniuose skaičiavimuose bus naudojamos mažiausi gauti medžiagų trinties koeficientai. Teorinės trinties koeficiento reikšmės turėtų yra mažesnės.

2.7. Medžiagų palyginamoji analizė

Siekiant išsiaiškinti, kaip kapiliare elgiasi skirtingos sudėties ir matmenų skysto metalo lašas, veikiamas Lorencio ir klamos jėgų, buvo atlikta gyvsidabrio ir galinstano palyginamoji analizė. Skaičiavimams aktualūs lašelių ir bėgių fizikiniai dydžiai pateikti 2 ir 3 lentelėse.

2 lentelė. Gyvsidabrio ir galinstano fizikinių savybių skaitinės reikšmės

Žymuo	Pavadinimas	Skaitinė reikšmė (gyvsidabriui)	Skaitinė reikšmė (galistanui)	Matavimo vienetai
ν	Kinematinė klampa	$1,15 \cdot 10^{-7}$	$3,73 \cdot 10^{-7}$	m ² /s
ρ	Medžiagos tankis	13534	6440	kg/m ³
ρ_e	Medžiagos savitoji elektrinė varža	$9,61 \cdot 10^{-7}$	$2,89 \cdot 10^{-7}$	Ω m
γ	Paviršiaus įtempimo koeficientas	487	534	mN/m
T	Virimo temperatūra	357 630	1300 1573	°C K
α_0	Temperatūrinis varžos koeficientas	$0,9 \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{-3}$	1/K
b	Temperatūrinis medžiagos tankio koeficientas	$18,2 \cdot 10^{-5}$	$6,0 \cdot 10^{-5}$	1/K
c	Medžiagos šiluminė talpa	139	296	J/(kg·K)

3 lentelė. Analizėje naudojamų kietųjų medžiagų lydymosi temperatūros ir elektrinės varžos

Medžiaga	Varis	Geležis	Stiklas	Epoksidinė derva EC141NF
Lydimos temperatūra (°C/K)	2562/2835	1538/1811	1700/1973	~180/453
Savitoji elektrinė varža (Ω m)	$16,78 \cdot 10^{-9}$	$96,1 \cdot 10^{-9}$		
Temperatūrinis varžos koeficientas (1/K)	0,004	0.00651		
Savitasis šiluminis laidumas (W/m·K)			~ 1,55	~ 0.2

Analizėje svarbūs ir fiziniai sistemos parametrai, jie pasirinkti tokie, kad atitiktų vėliausiai sukurtų fizinių bandymų sistemų parametrus ir yra pateikti 4 lentelėje.

4 lentelė. Kapiliaro ir skysto metalo lašelio pavyzdiniai fiziniai dydžiai

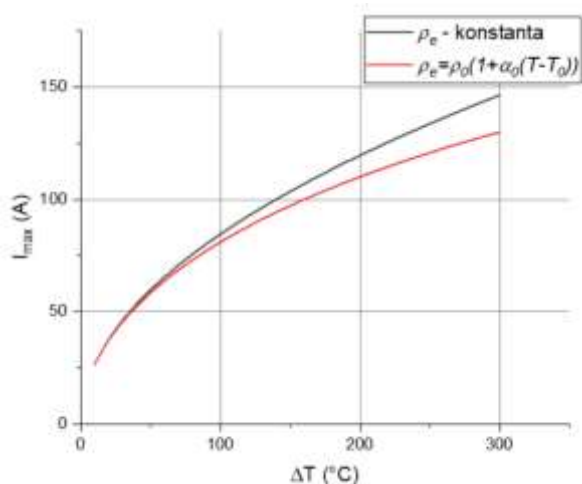
Fizinė savybė	Žymuo	Su vario bėgiais	Su geležies bėgiais
Laidų spindulys	a (mm)	0,56	0,25
Kanalo skersmuo	D (mm)	0,85	0,7
Lašelio ilgis	L (mm)	2,56	1,4

Kapiliaro skersmuo vertikaloje ašyje	z (mm)	1,2	0,5
--------------------------------------	----------	-----	-----

Turint visus šiuos parametrus galime nustatyti sistemos varžą remiantis (56) ir (57) formulėmis. Kadangi gyvsidabrio savitoji varža yra didesnė už galinstano, visos sistemos varža gyvsidabrio atveju taip pat yra didesnė. Tačiau įskaičius temperatūrinį varžos koeficientą pagal (58) ir (59) formules ir atsižvelgus į tai, kad galinstano virimo temperatūra ir temperatūrinis varžos koeficientas yra didesnis už gyvsidabrio, galinstano varža arti jo virimo temperatūros (1,9 m Ω) yra šiek tiek didesnė už gyvsidabrio varžą (1,75 m Ω) arti, atitinkamai, jo virimo temperatūros.

Kaip aptarta 2.3 skyriuje, leidžiant elektros srovę per sistemą kils jos temperatūra, o sėkmingam ilgalaikiam variklio veikimui ji neturi viršyti kritinių medžiagų temperatūrų. Būtina atsižvelgti ir į kapiliaro medžiagų savybes, jis galėtų būti pagamintas iš stiklo, kurio lydymosi temperatūra, priklausomai nuo priemaišų yra apie 1400-1700 °C. Taigi, tiksliai sistemos funkcionavimui, tiek gyvsidabrio-geležies, tiek gyvsidabrio-vario sistemų atveju, išsiskirianti šiluma, dėl ominių nustolių, neturi įkaupti sistemos daugiau nei 357 °C (gyvsidabrio virimo temperatūra). Jei sistemoje taip pat naudojama epoksidinė derva, visais atvejais maksimali galima temperatūra yra 180 °C – sukietėjusios epoksidinės dervos lydymosi temperatūra. Todėl būtina atsižvelgti į šilumos nuvedimo į aplinką spartą, kuri riboja didžiausią lašeliu galinčią tekėti srovę, prie kurios lašelis dar neužverda arba nepradedą lydytis kanalo sienelės. Maksimalios galimos elektros srovės stiprio (I_{max}) ribojimai rasti pasinaudojus (69) formule ir pateikti 5 lentelėje.

Elektros srovės stiprio skaičiavimams naudojamos lygtys su įskaityta temperatūrine varžos priklausomybe, nes grafiškai atvaizdavus srovės priklausomybę gyvsidabryje nuo temperatūros dviem atvejais, kur vienu atveju laikome, kad savitoji metalo elektrinė varža nekinta priklausomai nuo temperatūros, o antru atveju laikome, kad savitosios elektrinės varžos priklausomybė nuo temperatūros aprašoma (1) formule, gautas grafikas (26 pav.), kuriame matoma, kad kol temperatūra yra nedidelė elektros srovės stiprio priklausomybė nuo jos yra beveik vienoda abiem minėtais atvejais, tačiau temperatūrai artėjant prie kritinių virimo temperatūrų matome, kad įskaitę medžiagos elektrinės varžos priklausomybę nuo temperatūros gauname, kad galimas maksimalus srovės stipris esant aukštai temperatūrai sistemoje, kurios parametrai atitinka aprašytus 4 lentelėje su vario bėgiais, gali būti net 17 % mažesnis.

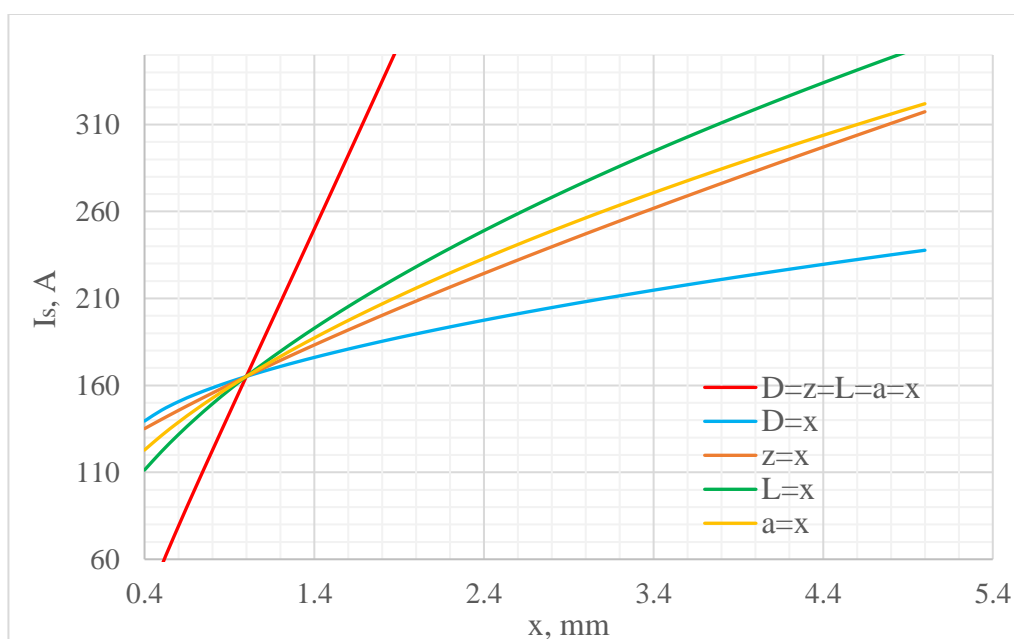


26 pav. Maksimalaus srovės stiprio priklausomybė nuo temperatūros gyvsidabrio lašui. Juoda kreivė vaizduoja priklausomybę, kai savitoji metalo elektrinė varža kintant temperatūrai nekinta; raudona kreivė vaizduoja priklausomybę, kai savitosios elektrinės varžos priklausomybė nuo temperatūros yra tiesinė funkcija

5 lentelė. Apibendrinti ribiniai skaičiavimų rezultatai 4 lentelėje aprašytam kapiliarui su vario bėgiais.

Dydis	Gyvsidabris	Galinstanas
R_l (m Ω) (kambario temperatūroje)	1,3	0,4
R_l (m Ω) (arti virimo temperatūros)	1,75	1,9
I_{max} (A) (galimas, kad sistema neužkaistų)	282	403

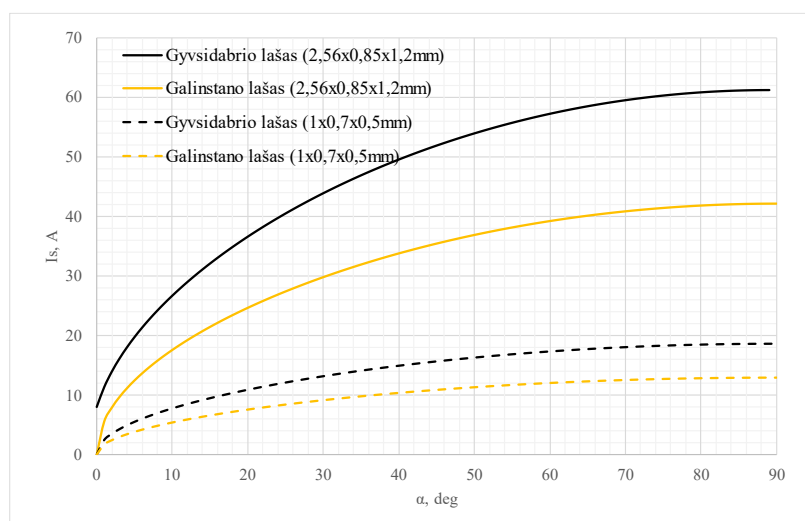
Lašo ir bėgių išmatavimai turi didelės įtakos susidarantiems pasipriešinimo slėgiui.



27 pav. Slenkstinio elektros srovės stiprio priklausomybė nuo lašo ir bėgių išmatavimų

Kintant visoms geometrijos dedamosioms: D – atstumui tarp bėgių, z – bėgių aukščiui, L – lašelio ilgiui ir a – bėgių spinduliui, srovės stipris reikalingas pajudinti lašelį didėja tiesiškai ir labai staigiai (27 pav.). Kintant tik vienai iš dedamųjų, priklausomybė išlieka apytiksliai tiesinė, tačiau ne tokia staigi. Vis dėlto, eksperimentuose dažniausiai varijuojama savybė yra lašelio ilgis, o būtent nuo jo srovės stiprio priklausomybė yra didžiausia.

Atlikus skaičiavimus taip pat pastebėta, kad kapiliaro palenkimas kampu daro nemažą įtaką slenkstiniam srovės stipriui. Kuo lašo matmenys didesni, tuo didesnis papildomas gravitacinis slėgis, kurį atsverti reikalingas didesnis Lorencio jėgos slėgis, taigi ir didesnės elektros srovės (28 pav.).



28 pav. Slenkstinio elektrinės srovės stiprio, reikalingo išlaikyti skysto metalo lašą kapiliare rimties būsenoje, priklausomybė nuo kapiliaro posvyrio kampo (lašui vario bėgių sistemoje), kai neveikia kitos pasipriešinimo jėgos

Pagal (43) formulę, kai įskaitomos visos pasipriešinimo jėgos, buvo rastos slenkstinės srovės reikalingos pastumti realius, eksperimentų metu turėtus lašelius horizontaliame kapiliare, o taip pat išlaikyti lašelį vertikaliame kapiliare ir pasvirusiame 4° - toks apytikslis sistemos posvyris buvo galimas bandymų metu, jos pateiktos 6 lentelėje.

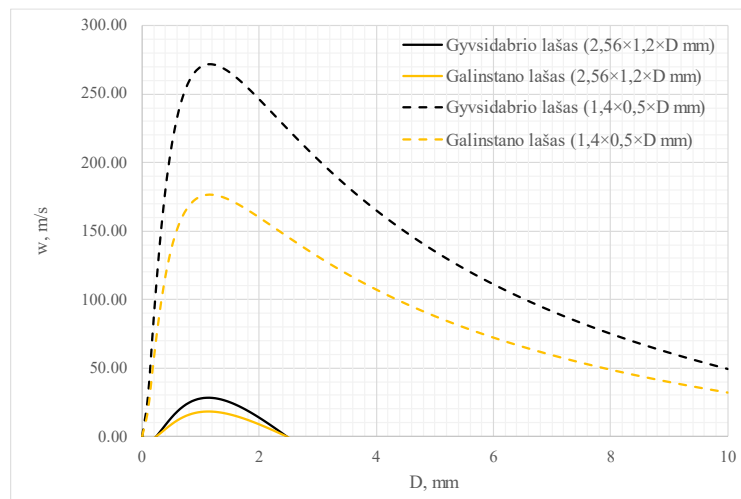
Taip pat norėta sužinoti, kokią įtaką varančios elektros srovės stipriui daro kanalo netolygumai. Tekant konkrečiai elektros srovei prie tam tikro kapiliaro pločio sumažėjimo Lorencio jėga nesugebės pastumti lašelio. Laikydami, kad kapiliaras guli horizontaliai iš (43) ir (54) formulių galime rasti, kiek daugiausiai gali susiaurėti kanalas, esant konkrečiam srovės stipriui:

$$D_s = \frac{2\gamma K^2}{I^2 - K^2 \cdot \left(P - \frac{2\gamma}{D_s}\right)}. \quad (79)$$

Iš šios formulės gauname, kiek maksimaliai gali susiaurėti kanalas, kad Lorencio jėga atsvertų kapiliaro susiaurėjimą įskaitant ir kitas stabdančias jėgas. Kai galioja ši lygybė, lašelis kapiliare bus rimties būsenoje. Skaičiavimai parodė, kad lašelio judėjimas yra jautrus kapiliaro pločio pokyčiams, todėl būtina, kad kapiliaro skerspjūvis kistų kuo mažiau. Kitu atveju reikalinga didinti tekančios srovės stiprį, kad sukurti pakankamai didelę jėgą lašeliui pajudinti.

Didinti elektros srovės stiprį būtina ir norint pasiekti didesnę lašo judėjimo greitį. Tačiau tai atitinkamai didina galią, o išsiskirianti šiluma gali akimirksniu pakelti lašelio temperatūrą ir ją išgarinti. Kad to išvengti galima pasitelkti impulsinę elektros srovę, kurios impulso ilgis neviršytų laiko Δt , apskaičiuojamo pagal (73) formulę, per kurią yra pasiekiamos kritinės sistemos temperatūros.

Lašo greitis kapiliare, kaip matoma (77) formulėje, taip pat priklauso ir nuo kanalo pločio.



29 pav. Gyvsidabrio ir galinstano lašelių, veikiamų Lorencio jėgos, vidutinio greičio priklausomybės nuo kanalo pločio, sistema tekant 250 A srovei. (0 m yra ribinis atstumas, kai laidai susiliečia.)

Išbrėžus vidutinio greičio priklausomybę nuo kanalo pločio, tekant 250 A srovei, matoma, kad kiekvienai sistemos konfigūracijai priklausomai nuo lašo medžiagos, ilgio ir bėgių, egzistuoja toks optimalus kanalo plotis (D), kuriam esant lašelio greitis bus didžiausias.

6 lentelė. Apibendrinti ribiniai skaičiavimų rezultatai 4 lentelėje aprašytoms sistemoms.

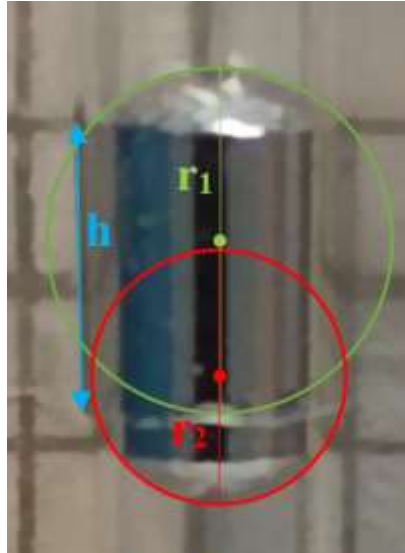
Dydis	Gyvsidabris - varis	Gyvsidabris - geležis	Galinstanas - varis	Galinstanas - geležis
kapiliarui esant horizontaliai ir nesiaurėjant				
P (Pa)	4415	8288	4663	8971
I_s (A)	230	152	236	159
\bar{w} (m/s) ($I_s + 10$ A)	8,2	13,9	5,3	10,2
D_s (mm) ($I_s + 10$ A)	0,63	0,4	0,65	0,4
kapiliarui esant pasvirus 4° kampu				
P (Pa)	4439	8301	4674,5	8977
I_s (A)	230	152	237	159
\bar{w} (m/s) ($I_s + 10$ A)	7,7	13,7	5,1	10,1
D_s (mm) ($I_s + 10$ A)	0,64	0,4	0,65	0,4
kapiliarui esant vertikaloje padėtyje				
P (Pa)	4755	8474	4825	9059
I_s (A)	239	154	240	159
\bar{w} (m/s) ($I_s + 10$ A)	8,8	14,5	5,3	9,4
D_s (mm) ($I_s + 10$ A)	0,62	0,39	0,65	0,4
Δt (ms) (prie 250 A)	45	5,2	56	6,5

Taigi, darant prielaidą, jog geometriniai kanalo ir lašo parametrai yra vienodi, gyvsidabrio ir galinstano lašai kapiliare sukuria skirtingą pasipriešinimo slėgį, taigi jų judinimui reikalingas skirtingas srovės stipris. Didžiausią skirtumą lemia paviršiaus įtempimo koeficientas, kuris galinstanui yra beveik 10 % didesnis nei gyvsidabrio, dėl ko jam pajudinti reikalingas didesnis elektros srovės stipris. Prie abiejų sistemų prijungus to paties stiprio elektros srovę dėl didesnės galinstano kinematinės klampos jis juda lėčiau nei gyvsidabris. Atlikus analizę akivaizdu, kad tiek kanalo pokrypio kampas, tiek kanalo siaurėjimas turi įtakos lašo judėjimui, tačiau pagrindinį pasipriešinimą sukelia lašelio prikibimas prie kanalo sienų. Tam didelę įtaką daro ne tik jų šiurkštumas, bet ir medžiagos, iš kurių pagamintos sienelės savybės. Geležies atveju lašelis prie bėgių prikimba mažiau nei prie vario, o epoksidinė derva nėra tinkamas pasirinkimas sienelių gamybai dėl didelio gyvsidabrio prikibimo prie jos.

2.8. Skysto metalo paviršiaus įtempimo matavimai

Bandymams buvo pasirinktas gyvsidabris nes, skirtingai nei galinstanas, jis nesioksiduoja ore, tad netepa kanalo, kuriuo juda. Kadangi nebuvo žinomas bandymams naudojamo skysto gyvsidabrio grynumas, o nuo to priklauso jo paviršiaus įtempimas, buvo atliktas matavimas su gyvsidabrio lašeliu siaurėjančiame kapiliare, kurio skersmenys skirtinguose aukščiuose buvo išmatuoti ir tiesiškai

interpoliuoti. Skysto metalo lašas buvo lėtai leidžiamas kapiliaru žemyn siaurėjančia kapiliaro kryptimi iki kol sustojo ir jo sunkio jėga susilygino su paviršiaus įtempimo jėgomis (30 pav.).



30 pav. Gyvsidabrio lašas kapiliare

Išmatavus sustojusio lašo aukštį (h) ir žinant lašo kreivių spindulių dydžius lašo galuose (r_1 ir r_2), pasinaudoję kapiliarinio slėgio formule galime rasti metalo paviršiaus įtempimo koeficientą:

$$\gamma = \frac{\rho g h}{2 \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right)}, \quad (80)$$

Atlikus bandymus gauta, kad turimo skysto metalo drėkinimo kampas $\theta = 131^\circ$, teorinė reikšmė gyvsidabriui $\theta = 138^\circ$. Nustačius likusias geometrines kapiliaro ir lašelio reikšmes gauta, kad paviršiaus įtempio koeficientas yra lygus 0,406 mN/m, taigi, artimas teorinei reikšmei: 0,487 mN/m, kas rodo, kad turimo skysto gyvsidabrio grynumas yra didelis ir toliau skaičiavimuose galima remtis teorinėmis reikšmėmis.

2.9. Kapiliarinio tiesinio variklio tyrimas

Pirminiams tiesinio variklio bandymams buvo suformuotas 1 mm pločio kanalėlis iš 2 nerūdijančio plieno stygų, jas iš abiejų pusių suspaudžiant skaidraus organinio stiklo plokštelėmis (31 pav.). Padėjus nedidelį lašelį metalo ant kanalo dėl kohezijos jėgų jis lieka burbuliuko pavidalo ir nesubėgo į kanalo tarpą. Tik prispaudus jį iš viršaus antrąja plokštele skysto metalo lašelis įgavo stačiakampę kanalo formą. Lašo ilgis $L = 1,75$ mm.

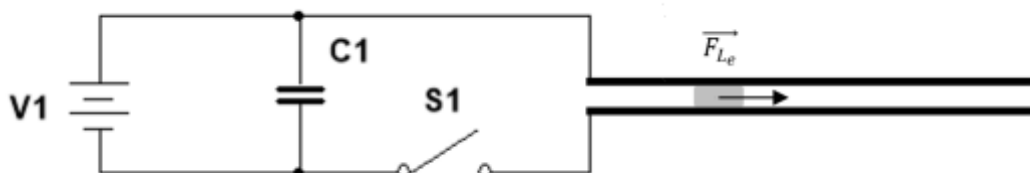


31 pav. Tiesinis kapiliarinis variklis iš nerūdijančio plieno stygų

Pradiniai bandymai naudojant nuolatinę 3-4 A srovę rezultatų neparodė. Tuomet buvo panaudotas 10 mF, 50 V didžiausios darbinės įtampos elektrolitinis kondensatorius, kuris buvo įkraunamas nuo nuolatinės srovės šaltinio iki 30 V ir sujungus grandinę su plieninėmis stygomis (32 pav.), jis išsikraudavo sukurdamas vieną, dėl srovės kitimo kondensatoriuje dėsnio RC grandinėje, eksponentiškai mažėjantį elektros srovės impulsą:

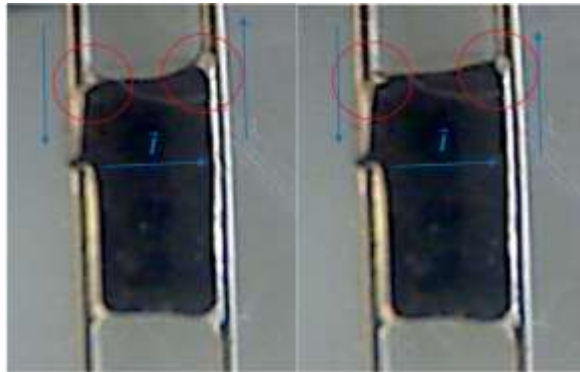
$$I = I_0 e^{-t/\tau}, \quad (81)$$

kur I_0 yra pradinė maksimali elektros stiprio vertė iš kart po grandinės sujungimo, t – laikas praėjęs nuo grandinės sujungimo. Oscilografu nustatyta, kad kondensatorius iki 1 % pradinės įtampos išsikrauna per 8 ms, pilno išsikrovimo trukmė $t = 4,6\tau$, o $\tau = RC$ – grandinės laiko konstanta, čia C – kondensatoriaus talpa. Taigi, gauname, kad maksimali elektros stiprio vertė yra lygi 172 A.



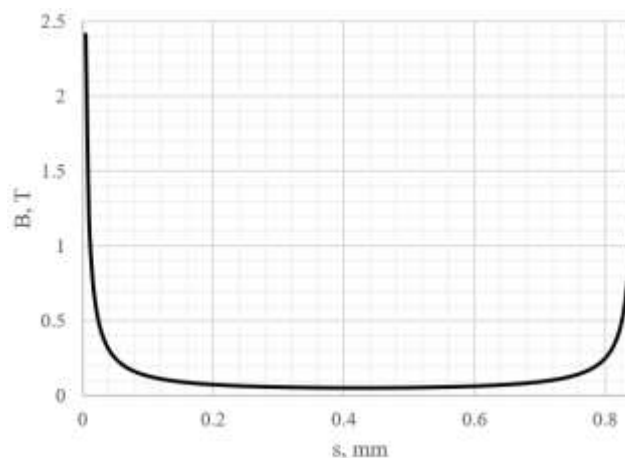
32 pav. Pradinė bandymų su kondensatoriumi schema

Tokiu būdu buvo užfiksuotas lašelio virptelėjimas – jis bandė stipriau prisilieti prie laidų Lorencio jėgos varymo kryptimi (33 pav.). Tačiau video medžiagoje šis virpesys yra net ryškiau matomas kitoje lašelio pusėje, kur gyvsidabris atsitraukė nuo laidų, sumažėjo jo sąlyčio plotas su plieniu, tą galėjo sąlygoti, kad elektros srovė stengiasi tekėti artimiausiu galimu atstumu, tai yra, srovės tankis didžiausias lašelio gale. Taip pat pastebėta, kad lašo virptelėjimas stebimas lašo šonuose prie pat laidų.



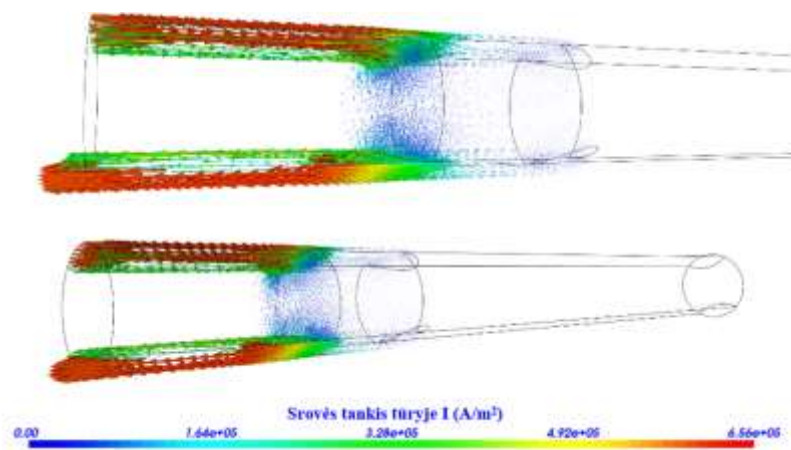
33 pav. Gyvsidabrio lašo geometrijos pokyčiai prieš ir po vieno elektros impulso (mėlynos rodyklės rodo elektros srovės tekėjimo kryptį)

To priežastis gali būti per bėgius tekančios elektros srovės indukuoto magnetinio lauko pasiskirstymas aplink lašelį. Pagal (25) lygtį apskaičiuotas ir grafiškai pavaizduotas magnetinio lauko srauto tankio profilis horizontalioje bėgių simetrinėje plokštumoje (34 pav.).



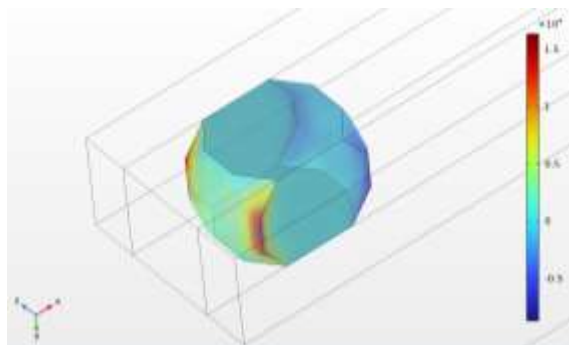
34 pav. Magnetinio lauko, kuriamo tik bėgių, indukcijos tarp bėgių profilis einantis per lašelį

Galima matyti, kad didžiausia magnetinio lauko indukcija yra prie pat laidų, kas ir gali sąlygoti lašelio pulsaciją lietimosi su laidais vietoje. Kita priežastis galėtų būti tai, kad elektros srovė teka artimiausiu įmanomu keliu, ką parodė kanalo modeliavimas baigtinių elementų metodu programa „Elmer“ (35 pav.). Matoma, kad didžiausias srovės tankis lašelyje yra jo gale, esančiame arčiau elektros srovės šaltinio.



35 pav. Vaizdinis vektorinis srovės tankio pasiskirstymas, srovei tekant per laidą iki lašelio, per jį ir grįžtant kitu laidu atgal

Iš to ir remiantis (31) formule, ir fizikinių ir inžinerinių sistemų modeliavimo programine įranga „COMSOL“, sukurtu Lorencio jėgos veikimo modeliu (36 pav.),



36 pav. Lorencio jėgos pasiskirstymas lašelyje

galima teigti, kad lašelio galas esanti arčiau šaltinio, o ypatingai jo lietimosi su laidais taškuose, bus stumiamas stipriausiai.

Taip pat bandymai buvo atlikti ir prijungus didesnio stiprio nuolatinę elektros srovę. Tam buvo panaudotas „Lambda“ LLS9018 modelio maitinimo blokas, galintis generuoti iki 45 A nuolatinę srovę. Papildomam srovės stiprinimui prie jo prijungtas savadarbis stiprios srovės šaltinis, tokiu būdu maksimalus pasiekiamas srovės stipris padidėja iki 120 A. Vis dėlto, dėl stygų plonumo jų varža yra didelė, dėl ko stygos pradeda greitai kaisti ir lydyti organinio stiklo paviršių, o pasiekus tam tikrą srovės stiprį lašas išgaruoja. Nei vienu srovės stiprio dydžio atveju lašo judėjimas užfiksuotas nebuvo, tačiau buvo matoma lašelio pulsacija prijungiant ir atjungiant stygas nuo srovės šaltinio.

Tolimesniuose eksperimentuose parinktos bėgių medžiagos, dėl paprasto gavimo ar mažo tirpumo gyvsidabryje, buvo varis (molinė dalis 20 °C temperatūroje – $\chi = 0,0001$) ir geležis (molinė dalis 25 °C temperatūroje – $\chi = 5,4 \cdot 10^{-6}$) [77].

Buvo sukurtas, panašus į ankstesnį, tiesinis kapiliarinis variklis (37 pav.), su storesniais 1 mm vario laidais bei stikliniu gaubtu.

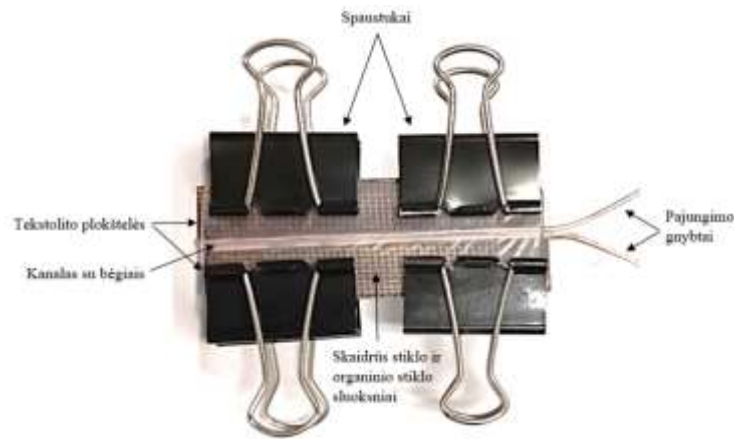


37 pav. Tiesinis kapiliarinis variklis su apvalaus skerspjūvio vario laidais

Dėl praeitoje sistemoje stebėtos lašo pulsacijos tik prijungiant ir atjungiant elektros srovę buvo padaryta prielaida, kad impulsinis srovės režimas turėtų padėti išjudinti lašelį iš vietos. Toks srovės režimas yra pranašesnis ir tuo, kad parinkus tinkamą impulso laiką sistema nespėja įkaisti iki kritinių temperatūrų, o tuo metu, kai srovė neteka – vėsta.

Impulsinės srovės sukūrimui ir valdymui prie nuolatinės elektros srovės maitinimo šaltinio papildomai prijungtas „Arduino Nano“ mikrovaldiklis, kuris leido keisti srovės impulsų dažnį ir veikimo ciklą. Bandymų metu buvo leidžiama 120 A srovė 1000, 100, 40 ir 10 Hz impulsų dažniais, veikimo ciklas buvo 5 arba 8 %. Ryškiausias lašo judėjimas buvo užfiksuotas esant 40 Hz dažnio ir 5 % veikimo ciklo impulsinei srovei. Tačiau negalima tvirtai teigti, jog tokia srovės veika yra optimaliausia, taip pat nepavyko įvertinti lašelio greičio, nes judėjimas buvo netolygus, o tam tikrame taške lašas visiškai sustojo ir nors buvo matomas jo virpesys ir bandymas slinkti toliau, jam galimai trukdė kanalo netolygumas.

Šis modelis buvo patobulintas vieną varinių laidų pusę – prie kurios liečiasi gyvsidabrio lašas, nušlifuojant ir apdirbant iki plokščio, kiek įmanoma glotnesnio ir tolygesnio paviršiaus. Naujausio tiesinio variklio modelio (38 pav.) fiziniai duomenys nurodyti 4 lentelėje. Bėgių ir lašo varža buvo artima teoriškai apskaičiuotai varžai $R = 0,6 \text{ m}\Omega$.



38 pav. Tiesinis kapiliarinis variklis su stačiakampio skerspjūvio nušlifuotiems vario bėgiams

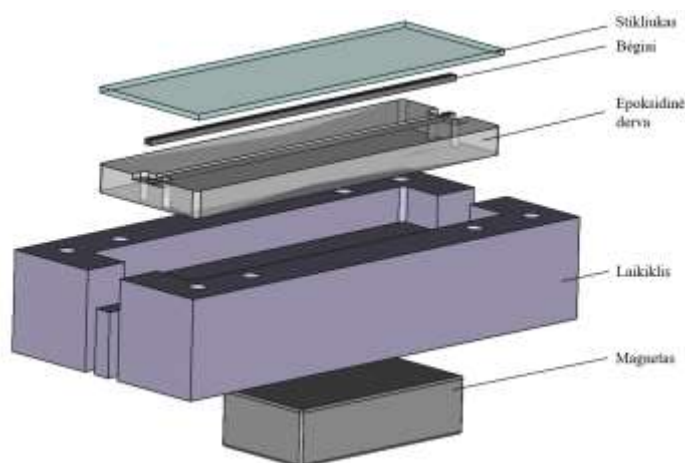
Šiame modelyje iš pradžių vėl atlikti bandymai su nuolatine elektros srove, potenciometru keliant srovę nuo 12 iki 67,5 A. Lašelis nepajudėjo ir išgaravo pasiekus 67,5 A srovės stiprį. Lašelis išgaravo prie mažesnio nei teoriškai apskaičiuotas maksimalus srovės stipris, $I_{max} = 282$ A iš 5 lentelės, dėl didesnės nei teoriškai įvertinta, izoliacinių sluoksnių šiluminės varžos bei galimai dėl neidealaus kontakto tarp lašelio ir bėgių, kas padidino sistemos ominių nuostolių. Nors judėjimas užfiksuotas nebuvo, kaip ir ankstesniuose bandymuose buvo matoma lašelio deformacija srovės įjungimo metu. Dėl šios priežasties tolimesni bandymai buvo atlikti su impulsine srove. Prie 40 Hz dažnio ir 5 % veikimo ciklo, taigi tekant 6 A efektinei elektros srovei, 2,56 mm ilgio lašas ėmė tolygiai judėti 0,2 mm/s greičiu, padidinus veikimo ciklą iki 7 % greitis padidėjo iki 0,26 mm/s, o efektinė srovė iki 8,4 A. Nors slenkstinis teoriškai apskaičiuotas elektros srovės stipris, pateiktas 6 lentelėje, kurio reikia pajudinti lašelį yra $I_s = 230$ A, manoma, kad didžiausioji impulso srovės vertė – 120 A sugeba suvirpinti ir stumtelėti lašelį į priekį, kur jis lieka dėl adhezijos jėgų su vario bėgiais. Taigi, pasiekiami tokia tiesinio kapiliarinio variklio veika, kurioje nėra viršijamos darbinės medžiagų temperatūros, o impulsinės srovės maksimali vertė yra pakankamai didelė, kad sukurtų Lorencio jėgą, galinčią įveikti visas kitas, skysto metalo lašą kapiliare, veikiančias jėgas.

Bandymams su geležiniais bėgiais buvo suprojektuotas ir pagamintas naujas bandymų stendas. 3D spausdintuvu buvo atspausdinta forma į kurią įlietas silikonas, taip gaunant lanksčią, lengvai nuimamą formą bėgių įtvirtinimui ir epoksidinės dervos liejimui. Rezultate buvo pagaminta epoksidinės dervos plokštelė, su joje įtvirtintais geležiniais bėgiais. Bėgių plotis ir aukštis yra lygūs 0,5 mm, atstumas tarp jų kinta 0,62 - 0,75 mm. Bėgių varža apytiksliai lygi 0,6 Ω .



39 pav. Bandymų stendo gamybos etapai. a – 3D spausdintuvu atspausdinta forma, b – įlietas silikonas, c – silikoninė forma, d – į silikoninę formą įstatyti bėgiai ir įlieta skaidri epoksidinė derva

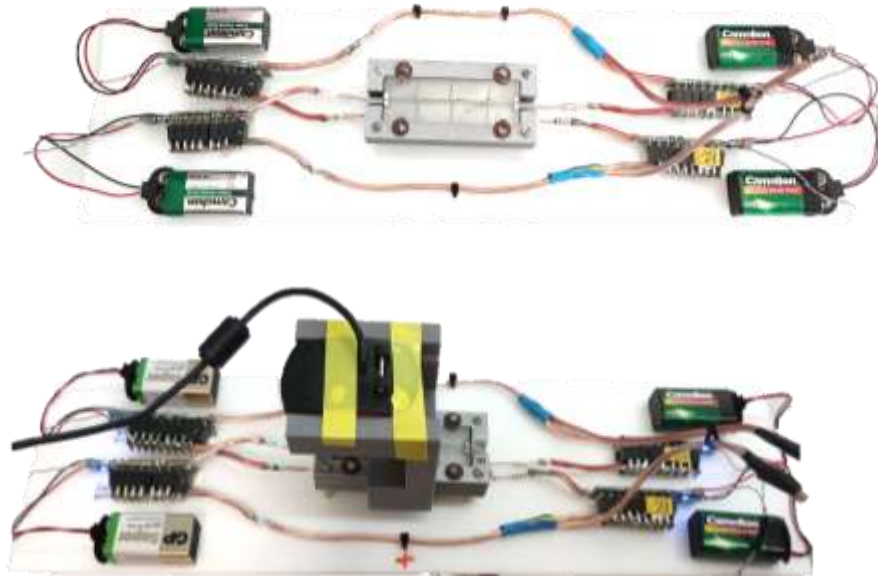
Tuomet šis stendas patogumo sumetimais patalpintas ant specialiais suprojektuoto ir 3D spausdintuvu atspausdinto laikiklio su papildomomis angomis laidams, konstrukcijos sutvirtinimui. Taip pat laikiklyje buvo padaryta ertmė magnetui (40 pav.), kurio iš matavimai $2,5 \times 6,5 \times 1$ cm. Jis dalyje bandymų buvo panaudotas sustiprinti magnetinį lauką. Nors negalima teigti, kad visos magnetinio lauko linijos kertančios bėgių ertmė yra statmenos jai, dalis magnetinio lauko kerta lašelį reikiamu kampu, taip sustiprinant varančią Lorencio jėgą. Magnetometro 475 DSP pagalba nustatyta, kad nuolatinio magneto kuriamas magnetinis laukas yra tolygus ir bėgių plokštumoje virš magneto jo indukcija apytiksliai lygi 0,15 T.



40 pav. Bandymų stendo detalių išskleistas vaizdas

Geležiniai bėgiai abiejuose galuose buvo prilituoti prie 1,5 mm storio varinių laidų, kurie atliko gnybtų funkciją ir buvo prijungti prie srovės šaltinio per specialiai sukurtus perjungiklius, kuriais srovę bėgiais buvo galima paleisti iš vienos arba kitos bėgių pusės. Tokiu būdu lašelį galima

judinti pirmyn-atgal išilgai bėgių. Lašelio judėjimui fiksuoti viršuje bandymų stendo su bėgiais pritaisyta kamera (41 pav.).



41 pav. Galutinis bandymų stendas. Viršuje – be kameros, apačioje – su kamera

Dėl reikiamų priemonių trūkumo, gyvsidabrio lašo patalpinamo tarp bėgelių dydis nėra kontroliuojamas, t.y. jis kiekvieno bandymo metu yra atsitiktinis ir varijuoja tarp 0,4 – 5,3 mm.



42 pav. Gyvsidabrio lašelis patalpinamas tarp geležies bėgių

Bandymai buvo atlikti trimis etapais: be magneto, su magnetu patalpinus jį viena puse ir patalpinus kita puse, taip apkeičiant magneto poliarumą.

Dažnu atveju lašas neturėdavo arba prarasdavo elektrinį kontaktą su geležiniais bėgiais, galimai dėl geležinių bėgių paviršiaus oksidacijos nepaisant to, kad bėgiai prieš kiekvieną bandymą būdavo nušveičiami ir nuvalomi, taip stengiantis pašalinti oksidacinį sluoksnį ir galimus nešvarumus.

Pagerinti elektrinį kontaktą padėjo bėgių apdorojimas druskos rūgštimi (HCl), tačiau lašui bandant slinkti išilgai bėgių kontaktas tam tikrose vietose vis tiek būdavo prarandamas. Dėl chaotiško elektrinio kontakto vietos kitimo buvo stebimos elektrinės kibirkštys. Priklausomai nuo elektrinio išlydžio stiprumo, lašo dydžio ir kurioje lašo vietoje atsirasdavo kontaktas, lašelis suirdavo į dvi dalis, kibirkšties vietoje susiaurėdavo arba susprogdavo į daug mažų lašelių, kurie būdavo jau mažesni nei atstumas tarp bėgių, tad nesukurdavo elektrinio kontakto. Lašeliui persiskyrus jo dalys būdavo atstumiamos viena nuo kitos, tačiau šis lašelio judesys nėra sukurtas Lorenco jėgos, o greičiausiai įkaitusių dujų plėtimosi. Dalis skysto metalo kibirkščiaavimo metu būdavo įstumiami į tarpą tarp epoksidinės dervos laikiklio ir stikliuko (43 pav.).



43 pav. Gyvsidabrio lašas po daugybinių kibirkščių suskilęs į kelis lašelius, o dalis gyvsidabrio sprogo metu palindusi tarp epoksidinės dervos ir stikliuko

Per sistemą 40 Hz dažniu buvo leidžiama 120 A amplitudės impulsinė srovė skirtingais (0,1 – 5 %) veikimo ciklais. Visais atvejais, tiek be magneto, tiek su juo, buvo užfiksuotas trumpalaikis lašo sujudėjimas. Be magneto lašas išsitempdavo į vieną ar į kitą pusę ne daugiau nei 0,6 mm, priklausomai nuo to, kurioje lašo pusėje bėgiais tekėdavo elektros srovė, tačiau akivaizdus pasislinkimas matomas nebuvo. Tuomet konstrukcijoje iš apačios buvo patalpintas nuolatinis magnetas, kuris bėgių plokštumoje kuria 150 mT magnetinį lauką, tuo tarpu bėgių kuriamas magnetinis laukas, tekant 120 A srovei yra apytiksliai lygus 96 mT.

Siekiant sumažinti kibirkščių susidarymą ir lašo išgarinimą elektros srovės stiprio amplitudė buvo sumažinta nuo 120 A iki 30 A. Tokiu atveju sumažėjo ir laidų kuriamas magnetinis laukas iki 48 mT. Taigi, pagrindinis magnetinis laukas, darantis didžiausią įtaką Lorenco jėgos dydžiui, tapo – nuolatinio magneto kuriamas laukas. Įdėjus magnetą pirmąją pusę buvo pastebėtas minimalus lašo poslinkis pasiekus 12 A efektingą srovę, tačiau į priešingą pusę, nei turėtų judėti atsižvelgiant į elektros srovės kryptį. Taip įvyko, nes nuolatinio magneto kuriamo magnetinio lauko indukcijos linijos buvo nukreiptos priešinga pusę, nei bėgių kuriamo magnetinio lauko linijos, todėl šie laukai vienas kitą

slopindavo. Tęsiant bandymus magnetas buvo apverstas, tokiu būdu gaunant tą pačią, bėgių kuriamo ir magneto kuriamo, magnetinių laukų kryptį. Tokioje sistemoje, buvo matomas didžiausias, nors ir vis dar minimalus ir kibirkštimis pertraukiamas lašelio judėjimas. Jis buvo pastebėtas jau prie 6 A efektinės elektros srovės, tuo atveju 1,41 mm ilgio lašelis, judėjo apytiksliai 0,2 mm/s greičiu.

Taigi, praktiniuose bandymuose lašelio judinimas pasiektas prie daug mažesnių elektros srovės stiprio verčių, nei gautos teorinės reikšmės pateiktos 6 lentelėje. Judinimas buvo nekontroliuojamas ir pasiektas ne visais atvejais net esant tiems patiems sistemos parametrams. Teorinių ir fizinių bandymų nesutapimui įtakos galėjo turėti netiksliai nustatyti gyvsidabrio trinties koeficientai su skirtingomis kietosiomis medžiagomis, arba daug sudėtingesnis trinties jėgos atsiradimo ir kitimo mechanizmas nenumatytas prielaidose. Taip pat neįvertinta pulsacinio elektros srovės režimo įtaka, kuri sukuria virpėjimus lašelyje, o dėl to gali kisti jo prilipimas prie kanalo sienų. Trinties koeficientas taip pat gali kisti dėl temperatūrinių pokyčių. Tačiau dėl stebėtų elektrinių kontaktinių reiškinių ir atliktų skaičiavimų rezultatų manoma, kad paviršiaus apdirbimas, dujų sudėtis ir medžiagų suderinamumas bei grynumas tampa svarbiausiu faktoriumi užtikrinant kontroliuojamas ir palankias sąlygas lašo pajudiniui.

Rezultatai ir išvados

Atliktame darbe teoriškai ir praktiškai išnagrinėjus skysto metalo kapiliarinio variklio savybes, gauti šie rezultatai:

- Nustatytos teorinės variklio geometrinių, fizikinių ir darbinių parametrų priklausomybės.
- Teoriškai palyginus gyvsidabrio ir galinstano elgseną tokiuose varikliuose, didžiausiu toleruotinu srovės stipriu tam tikrame variklyje pasižymi galinstanas (400 A). Gyvsidabriui toleruotinas srovės stipris yra 300 A.
- Teorinė analizė parodė, kad dėl mažesnio paviršiaus įtempimo ir mažesnės kinematinės klampos, prie to paties srovės stiprio, gyvsidabrio lašelis teoriškai judėtų 1,6 karto greičiau, nei galinstano lašelis, todėl jis pasirinktas fizikiniams bandymams.
- Sukurti ir išbandyti skirtingų konstrukcijų ir medžiagų kapiliariniai varikliai. Juose pasiektas didžiausias lašelio judėjimo greitis (0,26 mm/s) naudojant impulsinę 120 A maksimalios vertės elektros srovę, 7 % veikimo ciklu. Šie rezultatai ženkliai skyrėsi nuo teoriškai gautos slenkstinės elektros srovės, reikalingos pajudinti lašelį iš vietos (230 A).
- Teorinių ir praktinių rezultatų neatitikimas rodo kad teorinis variklio modelis ar jo prielaidos nėra pakankamai tikslios. Galimai neatitikimą lėmė ir dėl ribotų techninių galimybių netiksliai išmatuotos dydžių, naudotų modelyje, reikšmės.
- Tikslinant teorinį modelį, reiktų įskaityti kapilario sienelių šiurkštumo įtaką, skysto metalo vidinės cirkuliacijos mechanizmą, elektrinius kontaktinius reiškinius tarp lašo ir bėgių.
- Dėl stebėtų elektrinių kontaktinių reiškinių ir netolygaus lašo judėjimo teigiame, kad paviršiaus apdirbimas ir medžiagų suderinamumas bei grynumas tampa svarbiausiu faktoriumi užtikrinant kontroliuojamą lašo judinimą.

Literatūros sąrašas

- [1] N. Convery ir N. Gadegaard*, „30 years of microfluidics“, *Micro and Nano Engineering*, t. 2, p. 76–91, 2019.
- [2] M. R. Hasan, N. Anzar, M. Tyagi, N. Yadav ir J. Narang, „8 - Lab-on-a-chip devices— Advancement in the designing of biosensors“, įtraukta *Functionalized Nanomaterials Based Devices for Environmental Applications*, 2021, pp. 175-198.
- [3] K. F. Lei, „Microfluidic Systems for Diagnostic Applications: A Review“, *Journal of laboratory automation*, 2012.
- [4] J. Li ir C. J. Kim, „Current commercialization status of electrowetting-on-dielectric (EWOD) digital microfluidics“, *Lab on a Chip*, t. 20, 2020.
- [5] R. C. Gough, A. M. Morishita, J. H. Dang, M. R. Moorefield, W. A. Shiroma ir A. T. Ohta, „Rapid electrocapillary deformation of liquid metal with reversible shape retention“, *Micro and Nano Systems Letters*, t. 3, 2015.
- [6] M. D. Dickey, „Emerging Applications of Liquid Metals Featuring Surface Oxides“, *ACS Appl. Mater. Interfaces*, t. 6, nr. 21, 2014.
- [7] Britannica, The Editors of Encyclopaedia, „mercury“, įtraukta *Encyclopedia Britannica*, 2021.
- [8] J. L. Dye, „cesium“, įtraukta *Encyclopedia Britannica*, 2021.
- [9] J. L. Dye, „rubidium“, įtraukta *Encyclopedia Britannica*, 2021.
- [10] Lenntech, „Chemical properties of gallium- Health effects of gallium - Environmental effects of gallium“, Prieiga per internetą: <https://www.lenntech.com/periodic/elements/ga.htm>.
- [11] C. G. Novello, „Eutexia“, *Journal of Chemical Education*, t. 36, nr. 12, pp. 596-602, 1959.
- [12] L. E. Brunet, J. Cailard ir P. Andre, „THERMODYNAMIC CALCULATION OF n-COMPONENT EUTECTIC MIXTURES“, *International Journal of Modern Physics C*, t. 15, 2004.
- [13] J. Liu ir L. Yi, „Preparations and Characterizations of Functional Liquid Metal Materials“, įtraukta *Liquid Metal Biomaterials: Principles and Applications*, Beijing, China, Springer, 2018.
- [14] R. Kumar, V. Ghai ir A. K. Sahani, „A Surface Modification Approach to Overcome Wetting Behavior of Gallium-Based Liquid Metal Droplets“, *IEEE TRANSACTIONS ON NANOTECHNOLOGY*, t. 21, 2022.
- [15] H. E. Howe ir Jr. A. A. Smith, „Properties and Uses of Thallium1“, *Journal of The Electrochemical Society*, 1950.
- [16] Britannica, The Editors of Encyclopaedia, „thallium“, įtraukta *Encyclopedia Britannica*, 2021.

- [17] R. Nave, „Resistance: Temperature Coefficient,“ HyperPhysics, 2016. [Tinkle]. Available: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/electric/restmp.html>.
- [18] S. Takeuchi ir H. Endo, „The Electric Resistivity of the Metals in the Molten State,“ *Transactions of the Japan Institute of Metals*, t. 3, nr. 1, pp. 30-34, 1962.
- [19] A. Pressley, „Gaussian, mean and principal curvatures (Second Edition),“ įtraukta *Elementary Differential Geometry*, New York, Springer, 2010.
- [20] E. Abbena ir S. S. A. Gray, *Modern Differential Geometry of Curves and Surface with Mathematica*, 2006.
- [21] Autodesk, „Theory Builder,“ AUTODESK ALIAS AUTOMOTIVE, 2014. [Tinkle]. Available: https://www.aliasworkbench.com/theoryBuilders/TB7_evaluate3.htm.
- [22] J. S. Rowlinson ir B. Widom, *Molecular Theory of Capillarity*, New York: Dover Publications, Inc., 1982.
- [23] V. N. Kaliakin, *Soil Mechanics: Calculations, Principles, and Methods*, Elsevier Inc., 2017.
- [24] P. G. de Gennes, F. Brochard-Wyart ir D. Quere, „Capillarity: Deformable Interfaces,“ įtraukta *Capillarity and Wetting Phenomena*, Paris, Springer, 2002.
- [25] A. W. Adamson ir A. P. Gast, *Physical Chemistry of Surfaces*, John Wiley & Sons, Inc., 1997.
- [26] И. В. Савельев, „Твердое и жидкое состояния,“ įtraukta *Курс физики (том 1)*, Москва, Главная редакция, 1989.
- [27] P. C. Hiemenz ir R. Rajagopalan, „Surface Tension and Contact Angle: Application to Pure Substances,“ įtraukta *Principles of Colloid and Surface Chemistry*, New York, Basel, Honk Kong, Marcel Dekker, Inc., 1997, pp. 257-261.
- [28] S. Amziane, V. Nozahic ir M. Sonebi, „Chapter 3: Water Absorption of Plant Aggregate,“ įtraukta *Bio-aggregates Based Building Materials*, Florence, Springer, 2017, pp. 73-90.
- [29] M. Vert, Y. Doi, K. H. Hellwich, M. Hess, P. Hodge, P. Kubisa, M. Rinaudo ir F. Schue, „Terminology for biorelated polymers and applications (IUPAC Recommendations 2012),“ *Pure Appl. Chem.*, t. 84, nr. 2, p. 377–410, 2012.
- [30] J. A. von Fraunhofer, „Adhesion and Cohesion,“ *International Journal of Dentistry*, 2012.
- [31] A. D. Romig, J. Y. A. Chang, J. J. Stephens, D. R. Frear, V. Marcotte ir C. Lea, „CHAPTER 2 : PHYSICAL METALLURGY OF SOLDER-SUBSTRATE REACTIONS,“ įtraukta *Solder Mechanics - A State of the Art Assessment*, Warrendale, Pa. : Minerals, Metals & Materials Society, 1991, pp. 30-96.
- [32] E. G. Shafrin ir W. A. Zisman, „Constitutive Relations in the Wetting of Low Energy Surfaces and the Theory of the Retraction Method of Preparing Monolayers,“ *The Journal of Physical Chemistry*, t. 5, pp. 519-524, 1959.

- [33] O. Dezellus ir N. Eustathopoulos, „Fundamental issues of reactive wetting by liquid metals,“ *Journal of Materials Science*, t. 45, nr. 16, pp. 4256-4264, 2010.
- [34] G. Kumar ir K. N. Prabhu, „Review of non-reactive and reactive wetting of liquids on surfaces,“ *Advances in Colloid and Interface Science*, t. 133, p. 61–89, 2007.
- [35] J. Badiali, A. Lepape ir J. Goodisman, „Surface Tension Calculations for Liquid Metals: An International Journal,“ *Physics and Chemistry of Liquids*, t. 10, nr. 3, pp. 243-272, 1981.
- [36] P. Fima, R. Nowak ir N. Sobczak, „Effect of metal purity and testing procedure on surface tension measurements of liquid tin,“ *Journal of Materials Science*, t. 45, nr. 8, pp. 2009-2014, 2010.
- [37] K. Mills, B. Keene, R. Brooks ir A. Shirali, „Marangoni Effects in Welding,“ *Philosophical Transactions: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, t. 356, nr. 1739, pp. 911-925, 1998.
- [38] I. Egry, E. Ricci, R. Novakovic ir S. Ozawa, „Surface tension of liquid metals and alloys — Recent developments,“ *Advances in Colloid and Interface Science*, t. 159, pp. 198-212, 2010.
- [39] T. R. Hogness, „The surface tensions and densities of liquid mercury, cadmium, zinc, lead, tin and bismuth,“ *Journal of the American chemical society*, t. 43, p. 1621–1628, 1921.
- [40] S. Handschuh-Wang, T. Gan, T. Wang, S. J. Florian ir Z. Xuechang, „Surface Tension of the Oxide Skin of Gallium-Based Liquid Metals,“ *Langmuir*, t. 37, pp. 9017-9025, 2021.
- [41] R. J. Good, „Contact angle, wetting, and adhesion: a critical review,“ *J. Adhesion Sci. Technol.*, t. 6, nr. 12, pp. 1269-1302, 1992.
- [42] N. S. Instruments, „Advancing and Receding Contact Angles,“ [Tinkle]. Available: <https://www.nanoscience.com/techniques/tensiometry/advancing-and-receding-contact-angles/>. [Kreiptasi 17 February 2023].
- [43] M. K. Chaudhury ir G. M. Whitesides, „Correlation Between Surface Free Energy and Surface Constitution,“ *Science*, t. 255, nr. 5049, pp. 1230-1232, 1992.
- [44] A. Marmur, „Wetting on Hydrophobic Rough Surfaces: To Be Heterogeneous or Not To Be?,“ *Langmuir*, t. 19, pp. 8343-8348, 2003.
- [45] Y. Tamai ir K. Aratani, „Experimental Study of the Relation between Contact Angle and Surface Roughness,“ *The Journal of Physical Chemistry*, t. 76, nr. 22, pp. 3267-3271, 1972.
- [46] E. Bormashenko, „Variational framework for defining contact angles: a general thermodynamic approach,“ *Adhesion Science and Technology*, t. 34, nr. 2, pp. 219-230, 2019.
- [47] Q. Linmao ir Y. Bingjun, „Adhesion Hysteresis,“ įtraukta *Encyclopedia of Tribology*, Springer Nature, 2013, p. 29–32.
- [48] R. Gupta, D. Fletcher ir B. Haynes, „Taylor Flow in Microchannels: A Review of Experimental and Computational Work,“ *Journal of Computational Multiphase Flows*, t. 2, nr. 1, 2010.

- [49] J. Wang, J. Wang, L. Feng ir T. Lin, „Fluid mixing in droplet-based microfluidics with a serpentine microchannel,“ *The Royal Society of Chemistry*, t. 5, pp. 104138-104144, 2015.
- [50] C. N. Baroud, R. Dangler ir F. Gallaire, „Dynamics of microfluidic droplets,“ *Lab on a Chip*, t. 10, p. 2032–2045, 2010.
- [51] R. Achermann, N. A. Morgano, A. L. Corti ir M. Mazzotti, „Comparative assessment and possible applications of three models of Taylor slug flows,“ *Computers & Chemical Engineering*, t. 161, 2022.
- [52] J.-y. Qian, W.-q. Li, X.-j. Li, Q. Chen, A.-q. Guan, K. Sheng ir Z.-J. Jin, „Inner circulation flow characteristics of coalescence droplets in microchannel,“ *Case Studies in Thermal Engineering*, t. 41, 2023.
- [53] J. Butrimaitė, A. Dementjev ir R. Gadonas, „Molekulinė fizika,“ įtraukta *Fizika biomedicinos ir fizinių mokslų studentams. II dalis*, Vilnius, Vilniaus universiteto leidykla, 2004, p. 351.
- [54] N. Liutikas ir J. Gudzinškas, „Klampaus fluido tekėjimas vamzdžiuose,“ įtraukta *Termohidromechanika*, Kaunas, Kauno technologijos universitetas, 2001.
- [55] E. ToolBox, „Darcy-Weisbach Equation - Major Pressure and Head Loss due to Friction,“ 2004. [Tinkle]. Available: https://www.engineeringtoolbox.com/darcy-weisbach-equation-d_646.html. [Kreiptasi 21 06 2022].
- [56] C. J. Seeton, „Viscosity–temperature correlation for liquids,“ *Tribology Letters*, t. 22, pp. 67-78, 2006.
- [57] F. Wilfrid ir M. C. Peters, „Data Sheet No. 101 - Classification, Properties and Units,“ įtraukta *Fuels and Fuel Technology*, Elsevier Ltd., 1980, pp. 313-319.
- [58] L. Malinauskaitė, „Mechanika ir termodinamika,“ 13 Rugsėjo 2017. [Tinkle]. Available: https://kupdf.net/download/mechanika-ir-termodinamika_59b9547208bbc5ca2d894cc5_pdf#. [Kreiptasi 30 Gruodžio 2022].
- [59] A. Medeišis, „Molekulinė fizika,“ įtraukta *Mechanika, Molekulinė fizika, Elektra ir magnetizmas*, Vilnius, Vilniaus universiteto leidykla, 2000, pp. 180-237.
- [60] Atomic Energy Commission, *The Reactor Handbook*, t. 2, Washington, D.C.: U.S. Government Printing Office, 1955, p. 260.
- [61] W. Harris, „How Rail Guns Work,“ HowStuffWorks, 11 Spalio 2005. [Tinkle]. Available: <https://science.howstuffworks.com/rail-gun1.htm>.
- [62] „Electromagnetic Rail Gun (EMRG),“ GlobalSecurity.org, 3 Sausio 2015. [Tinkle]. Available: <https://www.globalsecurity.org/military/systems/ship/systems/emrg.htm>.
- [63] S. Hughes, „Magnetic force; Magnetic fields; Ampere’s law,“ Massachusetts Institute of Technology Department of Physics, 2004.
- [64] S. O. Starr, R. C. Youngquist ir R. B. Cox, „A low voltage “railgun”,“ *American Journal of Physics*, t. 81, pp. 38-43, 2013.

- [65] K. Aledealat ir C. L. Duston, „Application of Amper Application of Ampere's Law t s Law to a Non-Infinite Wir o a Non-Infinite Wire and t e and to a,“ *European Journal of Physics*, t. 39, 2018.
- [66] D. Sadedin, „Efficiency equations of the railgun,“ *IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS*, t. 20, pp. 268-271, 1984.
- [67] S. C. Rashleigh ir R. A. Marshall, „Electromagnetic acceleration of macroparticles to high velocities,“ *Journal of Applied Physic*, t. 49, 1978.
- [68] L. Tumonis, „Elektromagnetinės šaudyklės mechaninės elgsenos modeliavimas baigtinių elementų metodu,“ VGTU Leidykla Technika, Vilnius, 2009.
- [69] T. G. Engel, J. M. Neri ir W. C. Nunnally, „Efficiency and Scaling of Constant Inductance Gradient DC Electromagnetic Launchers,“ *IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS*, t. 42, pp. 2043-2051, 2006.
- [70] T. G. Engel, J. M. Neri ir W. C. Nunnally, „A Same-Scale Comparison of Electromagnetic Launchers,“ *Conference Record of the 2006 Twenty-Seventh International Power Modulator Symposium*, pp. 405-410, 2006.
- [71] A. N. Smith, B. T. McGlasson ir J. S. Bernardes, „Heat Generation During the Firing of a Capacitor-Based Railgun System,“ *IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS*, t. 43, pp. 190-193, 2007.
- [72] E. Honig, „SWITCHING CONSIDERATIONS AND NEW TRANSFER CIRCUITS FOR ELECTROMAGNETIC LAUNCH SYSTEMS,“ *IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS*, t. 20, nr. 2, pp. 212-315, 1984.
- [73] D. Johnson ir D. Bauer, „The Effect of Rail Resistance on Railgun Efficiency,“ *IEEE Transactions on Magnetics*, t. 25, 1989.
- [74] P. Lehmann, H. Peter, F. Jamet ir V. Wegner, „Some Remarks concerning the optimization of a railgun system,“ *IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS*, t. 31, pp. 546-551, 1995.
- [75] A. F. Mills, „Heat Conduction in Cylinders and Spheres,“ įtraukta *Heat Transfer, A Practical Approach, Second Edition*, New Jersey, Prentice-Hall, 1999, pp. 146-152.
- [76] R. Tadmor, „As-placed contact angles for sessile drops,“ *Journal of Colloid and Interface Science*, t. 317, nr. 1, pp. 241-246, 2008.
- [77] L. F. Kozin ir S. Hansen, „Amalgam Solubility,“ įtraukta *Mercury Handbook: Chemistry, Applications and Environmental Impact*, Royal Society of Chemistry, 2013, pp. 36-40.
- [78] R. Dengler, „Self inductance of a wire loop as a curve integral,“ *Advanced Electromagnetics*, t. 5, 2013.
- [79] H. Nakae, H. Yamaura, T. Sinohara, K. Yamamoto ir Y. Oosawa, „Measurement of Wetting of Copper by Liquid Mercury with Meniscograph,“ *Materials Transaction, JIM*, t. 30, nr. 6, pp. 423-430, 1989.

- [80] P. Angeli ir A. Gavriilidis , „Taylor Flow in Microchannels,“ įtraukta *Encyclopedia of Microfluidics and Nanofluidics* , 2008, p. 1971–1976.

Rūta Racz

ELEKTROMAGNETINIO SKYSTO METALO KAPILIARINIO VARIKLIO TYRIMAS

Santrauka

Technologiškai svarbu kurti kuo mažesnės apimties įrenginius tiek praktiniam kasdieniam naudojimui tiek moksliniams tyrimams. Mažesnė aparatų geometrija sąlygoja ne tik patogumą, bet ir gamybos kainos sumažėjimą. Ne išimtis ir mikrofluidinės sistemos. Skysčių valdymas mažuose kapiliaruose yra svarbus tokiose technologijose, kaip laboratorijos luste ar minkštoji robotika, todėl stengiamasi rasti kuo našesnę ir patogesnę būdą juos valdyti, sistemose atsikratant greičiau gendančių ar nusidėvinčių judančių dalių. Tai galima pasiekti naudojant elektromagnetines jėgas su elektrolitiniiais tirpalais arba skystaisiais metalais. Mūsų darbe tiriama skysto metalo - gyvsidabrio ir skysto metalų lydinio – galinstano (68.5 % galis, 21.5 % indis ir 10.0 % alavas), teorinės varinėjimo galimybės pasinaudojant Lorencio jėga ir praktinis tiesinio kapiliarinio variklio realizavimas.

Eksperimentiniai bandymai, atlikti su gyvsidabrio lašeliu ant varinių ir geležinių bėgių taikant nuolatinę, teoriškai įvertintą, elektros srovę atskleidė svarbiausius sistemos parametrus, kurie stabdo lašelio judėjimą. Dėl ominių šiluminių nuostolių atsiranda elektros srovės stiprio ribojimas, kad išvengtų sistemos gedimo galimybės dėl darbinių medžiagų temperatūrų viršijimo, kuri sistemoje yra gyvsidabrio virimo temperatūra 357 °C, buvo pasitelkta impulsinė elektros srovė. Taikant tokią elektros srovės tekėjimo veiką buvo pasiektas lašelio judėjimas 0,2 – 0,26 mm/s greičiu, tačiau, kaip ir parodyta skaičiavimuose jo greičiui didelę įtaką daro net maži kanalo netolygumai, kanalo posvyrio kampas, o taip pat ir trinties į kanalo sienelės jėgos. Praktiniuose bandymuose lašelio judinimas pasiektas leidžiant 5 kartus mažesnę elektros srovės stiprį, nei apskaičiuotos teorinės reikšmės. Teorinių ir fizinių bandymų nesutapimui įtakos galėjo turėti netiksliai nustatyti gyvsidabrio trinties koeficientai su skirtingomis kietosiomis medžiagomis, arba daug sudėtingesnis trinties jėgos atsiradimo ir kitimo mechanizmas nenumatytas prielaidose. Tačiau dėl stebėtų elektrinių kontaktinių reiškinių ir atliktų skaičiavimų rezultatų manoma, kad paviršiaus apdirbimas, dujų sudėtis ir medžiagų suderinamumas bei grynumas tampa svarbiausiu faktoriumi užtikrinant kontroliuojamas ir palankias sąlygas lašo pajudimui.

Rūta Racz

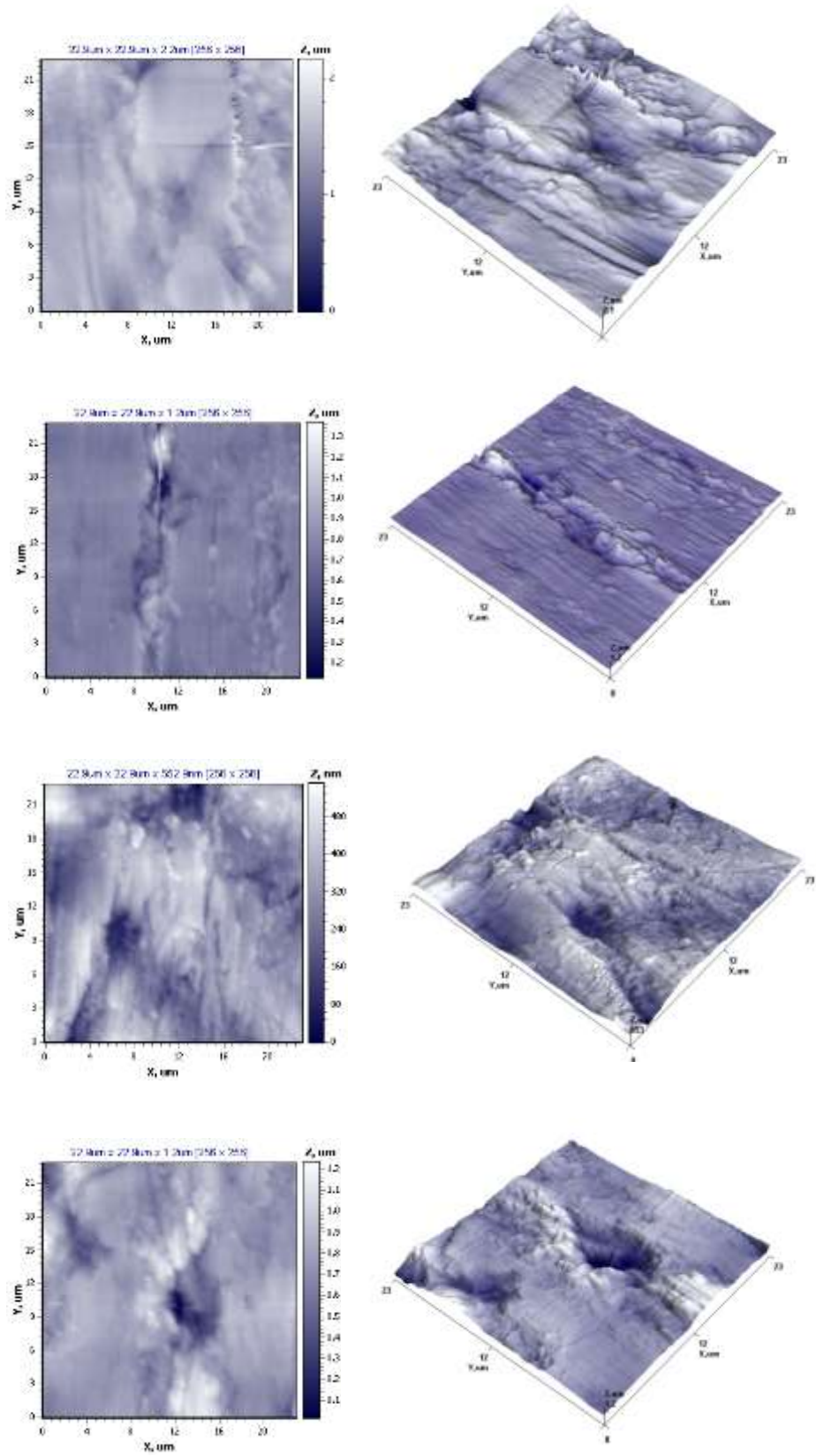
INVESTIGATION OF ELECTROMAGNETIC LIQUID METAL CAPILLARY MOTOR

Summary

It is technologically important to create devices with the smallest possible volume, both for practical everyday use and for scientific research. Smaller geometry of devices results in not only convenience but also a reduction of production price. Microfluidic systems are no exception. Controlling fluids in small capillaries is important in technologies such as lab-on-a-chip or soft robotics, so efforts are being made to find the most efficient and convenient way to control them, while eliminating moving parts that might fail or wear out in systems. This can be achieved by using electromagnetic forces with electrolytic solutions or liquid metals. Our work investigates the theoretical possibilities of motion actuation of liquid metal - mercury and liquid metal alloy - galinstane (68.5 % gallium, 21.5 % indium and 10.0 % tin), using Lorentz force and practical realization of a linear capillary motor .

Experimental tests performed with a drop of mercury on copper and iron rails by applying a constant, theoretically estimated, electric current revealed the most important parameters of the system that stop the movement of the drop. As a result of ohmic thermal losses, there is a limitation of the magnitude of the electric current. Thus, to avoid the possibility of system failure due to exceeding the critical temperatures of the materials, which in the system is the boiling point of mercury at 357 °C, a pulsed electric current was used. By applying such electric current flow action, the movement of the droplet at a speed of 0.2-0.26 mm/s was achieved, but, as shown in the calculations, its speed is greatly influenced by even small irregularities in the channel, the angle of inclination of the channel, as well as friction against the channel walls. In practical tests, the movement of the droplet was achieved at much lower values of the electric current strength than the obtained theoretical values. The mismatch between theoretical and physical tests could have been influenced by inaccurately determined coefficients of friction of mercury with different solid materials, or a much more complicated mechanism of the appearance and variation of the frictional forces than foreseen in the assumptions. However, due to the observed electrical contact phenomena and the results of the calculations, it is believed that surface treatment, gas composition, and material compatibility and purity become the most important factor in ensuring controlled and favorable conditions for drop motion.

I Priedas



44 pav. Geležinių bėgių paviršiaus šiurkštumas nustatytas atominės jėgos mikroskopu

II Priedas

7 lentelė. Gyvsidabrio lašo prikibimo prie skirtingų medžiagų paviršių matavimų rezultatai.

	Lašelio skersmuo (mm)	Pasvyrimo kampas, kai lašelis nurieda (°)	Rimties trinties koeficientas μ
Geležies plokštelė	2,8	8	0,14
	2,3	7	0,12
	2,3	33	0,65
	1,1	Nenuriedėjo	
Vario plokštelė	1,1	29	0,55
	1,1	49	1,15
	0,8	37	0,75
	1,2	18	0,33
Stiklo plokštelė	2	34	0,67
	2	22	0,4
	1,9	34	0,67
	1,3	21	0,38
Epoksidinės dervos EC141 plokštelė	1,83	43	0,93
	1,64	61	1,8
	2,13	68	2,5
	1,6	Nenuriedėjo	