



Univerzitet u Nišu  
Mašinski fakultet



Sadoon K. Ayed

HIDRAULIČKI EFEKTI PRIRODNE KONVEKCIJE U  
REALNIM PARALELOPIPEDNIM REZERVOARIMA  
IZLOŽENIM SPOLJNIM UTICAJIMA

doktorska disertacija

Tekst ove doktorske disertacije stavlja se na uvid javnosti  
u skladu sa članom 30., stav 8. Zakona o visokom obrazovanju

(„Sl. glasnik RS“, br. 76/2005, 100/2007 – autentično tumačenje, 97/2008, 44/2010, 93/2012,  
89/2013 i 99/2014)

**NAPOMENA O AUTORSKIM PRAVIMA**

Ovaj tekst se smatra rukopisom i samo se saopštava javnosti (član 7. Zakona o autorskim i  
srodnim pravima, „Sl. glasnik RS“, br. 104/2009, 99/2011 i 119/2011)

Nijedan deo ove doktorske disertacije ne sme se koristiti ni u kakve svrhe, osim za  
upoznavanje sa sadržajem pre odbrane.

Niš, 2016.



University of Niš  
Faculty of Mechanical Engineering



Sadoon K. Ayed

HYDRAULIC EFFECTS OF NATURAL CONVECTION IN  
REAL RECTANGULAR TANKS UNDER EXTERNAL  
INFLUENCES

PhD thesis

Niš, 2016.



---

# PODACI O MENTORU I ČLANOVIMA KOMISIJE

---

## Mentor

dr Gradimir Ilić, redovni profesor Mašinskog fakulteta u Nišu

UNO: Termotehnika, termoenergetika i procesna tehnika

## Komisija

dr Žarko Stevanović, naučni savetnik Instituta za nuklearne nauke Vinča

UNO: Mehanika fluida i prenos toplote i materije

dr Gradimir Ilić, redovni profesor Mašinskog fakulteta u Nišu

UNO: Termotehnika, termoenergetika i procesna tehnika

dr Miloš Jovanović, vanredni profesor Mašinskog fakulteta u Nišu

UNO: Teorijska i primenjena mehanika fluida

dr Predrag Živković, docent Mašinskog fakulteta u Nišu

UNO: Termotehnika, termoenergetika i procesna tehnika

dr Mića Vukić, red. profesor. Mašinskog fakulteta u Nišu

UNO: Termotehnika, termoenergetika i procesna tehnika



## ZAHVALNICA

*Izražavam veoma veliku zahvalnost mom mentoru dr Gradimiru Iliću, redovnom profesoru Mašinskog fakulteta u Nišu, na svesrdnoj i nesebičnoj pomoći koju mi je pružao tokom izrade ove doktorske disertacije.*

*Takođe, želim da se zahvalim komentoru, dr Predragu Živkoviću, na pomoći oko eksperimentalnog i numeričkog dela istraživanja. Zahvaljujem se i dr Žarku Stevanoviću, dr Mići Vukiću i dr Milošu Jovanoviću, koji su odigrali značajnu ulogu u definisanju i finalizaciji teze. Zahvaljujem se i dr Mladenu Tomiću na pomoći oko izrade disertacije.*

*Sadoon Ayed, dipl. inž. maš.  
doktorand Mašinskog fakulteta  
Univerziteta u Nišu*

*U Nišu, Juna 2016. godine*



## SPISAK NAJČEŠĆE KORIŠĆENIH OZNAKA

### Latinični simboli

a	-	koeficijent difuzivnosti toplote
C	-	konstanta
$c_p$	$\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$	specifični toplotni kapacitet pri stalnom pritisku
d	m	prečnik
f	$\text{m}^2$	površina poprečnog preseka
g	$\text{ms}^{-2}$	ubrzanje zemljine teže
h	$\text{Jkg}^{-1}$	entalpija
I	-	intenzitet turbulencije
k	$\text{m}^2\text{s}^{-2}$	kinetička energija turbulencije
L	m	dužina, karakteristična dužina
l	m	turbulentna dužinska skala
p	Pa	pritisak
T	K	temperatura
t	°C	temperatura
t	s	vreme
U, $\bar{u}$	$\text{ms}^{-1}$	srednja brzina strujanja fluida
u	$\text{ms}^{-1}$	brzina strujanja fluida
v	$\text{ms}^{-1}$	brzina strujanja fluida
w	$\text{ms}^{-1}$	brzina strujanja fluida

### Grčki simboli

$\alpha$	$\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$	koeficijent prelaza toplote
$\varepsilon$	$\text{m}^2\text{s}^{-3}$	disipacija kinetičke energije turbulencije
$\lambda$	$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	koeficijent provođenja toplote
$\mu$	Pas	dinamička viskoznost
$\nu$	$\text{m}^2\text{s}^{-1}$	kinematska viskoznost
$\rho$	$\text{kgm}^{-3}$	gustina
$\xi$	-	koeficijent otpora
$\omega$	$\text{s}^{-1}$	frekvencija

### Indeksi

cf	-	strana ćelije
i, j, k, l	-	tekuća koordinata
max	-	maksimalno
mer	-	izmerena vrednost
min	-	minimalno
sr	-	srednja vrednost



## Skraćenice

MKZ	-	metod konačnih zapremina
RBC	-	klasična Rejli – Benarova konvekcija (toplija donja ploča)
RRBC	-	obrnuta Rejli – Benarova konvekcija (toplija gornja ploča)

## Bezdimenzioni brojevi

$$j = \frac{Nu}{RePr^{1/3}} \quad \text{Kolburnov faktor}$$

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda} \quad \text{Nuseltov broj}$$

$$Pr = \frac{c_p \mu}{\lambda} \quad \text{Prantlov broj}$$

$$Pe = RePr \quad \text{Pekleov broj}$$

$$Ra = \frac{g\beta\Delta TL^3}{\nu\alpha} \quad \text{Rejlijev broj}$$

$$Re = \frac{uL}{\nu} \quad \text{Rejnoldsov broj}$$



## REZIME

---

Prirodna konvekcija u ograničenim prostorima se veoma dugo izučava u energetici. Javlja se od najmanjih razmera (u cevovodima, kanalima, rezervoarima) pa do najvećih (atmosfera, otopljeno jezgro planete). Procesi koji se javljaju zavise od geometrijskih odnosa i temperature odgovarajućih površina, od čega zavisi vrsta strujanja koja će se javiti. Posebna grupa ovih strujanja nastaje kada se strujanje vrši između paralelnih ploča različite temperature, najčešće kada je temperatura donje ploče viša od temperature gornje – poznat slučaj Rejli-Benarove konvekcije.

Navedeni primeri prirodne konvekcije se i dalje zasnivaju na uopštenju da su ploče između kojih se strujanje odvija neograničene. U tehničkoj praksi to svakako nije slučaj, tako da je u predloženom istraživanju izvršeno definisanje uticaja bočnih zidova na samo strujanje, bez idealizacije procesa i u realnom trodimenzionalnom domenu.

Prirodna konvekcija ima nezaobilazan uticaj na termo-strujne procese u tehničkoj praksi. Rezervoari koji se koriste u pokretnim tehničkim sistemima su približno paralelopipednog oblika. U navedenim rezervoarima se mogu nalaziti najrazličitiji hidraulički fluidi, pa su u sklopu istraživanja u datoj doktorskoj disertaciji izabrani voda, dizel gorivo, motorno ulje, alkohol i vazduh, koji predstavljaju većinu fluida koji se u navedenim rezervoarima mogu naći. Istraživanje u okviru predložene disertacije će pokazati uticaj spoljnih efekata, pre svega promene temperature, na termo-strujne procese koji se u ovim rezervoarima javljaju. Dobijeni rezultati bi trebalo da bliže pokažu stvarne režime strujanja koja se javljaju u realnim rezervoarima, kao i njihov uticaj na depoziciju čvrstih čestica koje se u ovim rezervoarima mogu naći.

*Ključne reči: Rejli-Benarova konvekcija, realni rezervoari, hidraulički fluidi, uzgonsko strujanje, turbulentni modeli.*

Naučna oblast: Tehničko-tehnološke nauke

Uža naučna oblast: Termotehnika, termoenergetika i procesna tehnika

UDK: 621.644.1:536.22(043.3)



## ABSTRACT

---

Natural convection in enclosed spaces has been studied for quite a long time in energetics. It emerges in a wide range from the smallest scales (in pipelines, channels, tanks) to the largest ones (atmosphere, molten planet core). The occurring processes depend on geometric relations and temperature of respective surfaces, which defines the type of flow that would occur. A special group of these flows appears when the flow takes place between two parallel plates with different temperatures, most often when the lower plate temperature is higher than that of the upper – a well known case is that of the Rayleigh - Bénard convection.

The given examples of natural convection are still based on the generalization of the plates confining the flow being unlimited. In engineering practice, this is surely not the case so that in the proposed research the influence of the side walls to the flow is done, with no idealization of the process and in the real three-dimensional domain.

Natural convection has an undeniable effect on the thermal-flow processes in engineering practice. The tanks used in most mobile engineering systems are approximately of parallelepipedic shape. Such tanks may contain all kinds of hydraulic fluids, so that the research done within this dissertation has chosen water, diesel fluid, motor oil, alcohol and air that represent the majority of fluids that can be found in the given tanks. The research done within the dissertation will show the influence of external effects, most of all, of temperature changes upon thermal-flow processes taking place in the given tanks. The obtained results should more closely show the real flow regimes taking place in the given tanks as well as their influence upon the deposition of solid particles that can be found in the given tanks.

**Key Words:** Rayleigh - Bénard convection, Real Tanks, Hydraulic Fluids, Buoyancy Flow, Turbulence Models

**Scientific field:** Engineering Sciences and Technology

**Specialized scientific field:** Thermal and Chemical Engineering

**UDC:** 621.644.1:536.22(043.3)





# SADRŽAJ

---

<b>REZIME .....</b>	<b>1</b>
<b>ABSTRACT .....</b>	<b>2</b>
<b>SADRŽAJ .....</b>	<b>3</b>
<b><u>1. UVOD.....</u></b>	<b><u>5</u></b>
1.1 REJLI-BENAROVA KONVEKCIJA .....	5
1.2 PREGLED DOSADAŠNJIH ISTRAŽIVANJA.....	8
1.3 STRUKTURA TEZE .....	10
<b><u>2. MATEMATIČKI MODEL.....</u></b>	<b><u>12</u></b>
<b>2.1. TRANSPORTNE JEDNAČINE.....</b>	<b>12</b>
<b><u>3. NUMERIČKI MODEL .....</u></b>	<b><u>19</u></b>
<b>3.1 OSREDNJENE NAVIJE-STOKSOVE JEDNAČINE - RANS.....</b>	<b>19</b>
<b>3.2 ZATVARANJE SISTEMA JEDNAČINA.....</b>	<b>24</b>
<b>3.3 MODELIRANJE REYNOLDSOVIH NAPONA .....</b>	<b>24</b>
<b>3.4 MODEL PUTANJE MEŠANJA .....</b>	<b>26</b>
<b>3.5 OSNOVE K-E MODELA.....</b>	<b>27</b>
<b>3.6 STANDARDNI K-E MODEL .....</b>	<b>29</b>
<b>3.7 RNG K-E MODEL .....</b>	<b>30</b>
<b>3.8 K-<math>\Omega</math> MODEL .....</b>	<b>31</b>
<b>3.9 GRANIČNI USLOVI SIMULACIJE.....</b>	<b>32</b>
3.9.2 RAVNOTEŽNE LOGARITAMSKE ZIDNE FUNKCIJE.....	33
3.9.3 NERAVNOTEŽNE LOGARITAMSKE ZIDNE FUNKCIJE .....	36
<b>3.10 LOW-RE K-E MODEL .....</b>	<b>37</b>
<b>3.11 MODELIRANJE UZGONSKIH SILA I TERMOFIZIČKIH OSOBINA .....</b>	<b>39</b>
<b>3.12 DISKUSIJA MODELA .....</b>	<b>41</b>
<b>3.13 NUMERIČKA PROCEDURA .....</b>	<b>44</b>
<b>3.14 OSNOVE METODE KONAČNIH ZAPREMINA.....</b>	<b>44</b>
<b>3.15 STRUKTURA KORIŠĆENOG PROGRAMSKOG PAKETA .....</b>	<b>49</b>
<b>3.16 ODABIR MODELA .....</b>	<b>50</b>
3.16.1 IZBOR DISKRETIZACIONE ŠEME .....	51
3.16.2 IZBOR MODELA .....	51
3.16.3 IZBOR MREŽE .....	52
3.16.4 IZBOR VREMESKOG KORAKA.....	52
3.17.1 REZULTATI NUMERIČKIH SIMULACIJA ZA RBC.....	53
3.17.2 REZULTATI NUMERIČKIH SIMULACIJA ZA RRBC .....	56



<b>4. <u>EKSPERIMENTALNO ISTRAŽIVANJE</u></b> .....	<b>60</b>
4.1 MERNI SISTEM .....	64
4.1 UREĐAJ ZA MERENJE TEMPERATURE .....	65
4.2 SISTEM ZA PRIKUPLJANJE I OBRADU PODATAKA – NIGOS MENADŽER AKVIZICIONI SOFTVER .....	67
4.4 TERMO KAMERA FLIR E30 .....	71
4.2 REZULTATI MERENJA .....	73
4.3 POREĐENJE EKSPERIMENTALNIH I NUMERIČKIH REZULTATA .....	83
4.3.1 STATISTIČKI PARAMETRI PROCENE .....	85
4.4 UTICAJ REŽIMA STRUJANJA NA EVENTUALNU DEPOZICIJU U REZERVOARIMA.....	90
4.4.1 FILTERI ZA VAZDUH .....	92
4.4.2 FILTERI ZA GORIVO .....	93
4.4.3 FILTERI ZA ULJE .....	95
4.4.4 UTICAJ VELIČINE I VRSTE ČESTICA NA TALOŽENJE U REZERVOARIMA .....	96
4.5 ANALIZA REZULTATA .....	99
<b>5. <u>ZAKLJUČAK</u></b> .....	<b>110</b>
<b>6. <u>LITERATURA</u></b> .....	<b>114</b>
<b>7. <u>POPIS SLIKA</u></b> .....	<b>121</b>
<b>8. <u>POPIS TABELA</u></b> .....	<b>124</b>



---

## 1. UVOD

---

Prvi i najjednostavniji slučaj strujanja fluida koji je opisan u mehanici fluida je laminarno strujanje. Ovakvo strujanje odvija se sve dok parametri strujanja, kao što je Reynoldsov broj, ne dostignu kritičnu vrednost. Nakon toga, laminarno strujanje postaje nestabilno pod uticajem malih poremećaja pa se ne može održati i prelazi u turbulentno. Ovo strujanje je izuzetno nestabilno, a njegovo matematičko modeliranje najčešće izuzetno komplikovano.

Najočigledniji primer gore pomenutog je primer zapaljene cigarete koja leži u piksli. Ako posmatramo stub dima, koji se diže sa vrha cigarete nagore, primetićemo da u inicijalnoj fazi on izgleda relativno glatko i ima pravu putanju. Nakon što dostigne određenu visinu, njegova putanja se iznenada raspada u prostorno i vremenski neuređenu formu. To znači da je, usled nestabilnosti, strujanje prešlo iz laminarnog u turbulentno.

Kriterijum koji određuje kada tok fluida menja ili zadržava svoje stanje naziva se kriterijum stabilnosti. Kriterijum stabilnosti zauzima centralnu ulogu u mehanici fluida, kada je reč o fluidima koji su izloženi poremećaju, s obzirom da nestabilnost može izazvati prelaz iz laminarnog u turbulentno stanje. Teorija linearne stabilnosti u mehanici fluida podrazumeva predviđanje kritičnog Reynoldsovog broja pri kome se pojavljuje nestabilnost toka fluida.

### 1.1 Rejli-Benarova konvekcija

Prirodna konvekcija u zatvorenim prostorima je predmet izučavanja u energetici veoma dugo. Javlja se od najmanjih razmera (u cevovodima, kanalima, rezervoarima) pa do najvećih (atmosfera, otopljeno jezgro planete). Proces koji se javlja zavise od geometrijskih odnosa i temperature odgovarajućih površina, od čega zavisi vrsta strujanja i karakteristične strujne strukture koje će se javiti.



Posebna grupa ovih strujanja nastaje kada se strujanje vrši između paralelnih ploča različite temperature, najčešće kada je temperatura donje ploče viša od temperature gornje – poznat slučaj Rejli-Benarove konvekcije. Ovaj slučaj je prvo eksperimentalno izveden od strane francuskog naučnika Anri Benara (Henri Claude Bénard (1874–1939)) 1900. godine, a dobitnik Nobelove nagrade za fiziku lord Rejli (John William Strutt, 3<sup>rd</sup> Baron Rayleigh (1842–1919)) je 1918. prvi postavio teoretske osnove zasnovane na temperaturnom gradijentu. Po ovom pristupu, granični uslovi na dnu i vrhu posmatranog domena podrazumevaju nestajanje vertikalne komponente brzine, što nije u saglasnosti sa Benarovim eksperimentom. Blok (Block, M. J., 1956.) i Pirson (Pearson, J. R. A. 1958.) [1,2] su izvršili izmene modela na bazi površinskog napona, čime su doveli model u saglasnost sa eksperimentom, odnosno fizičkom realnošću.

Navedeni primeri prirodne konvekcije se i dalje zasnivaju na uopštenju da su ploče između kojih se strujanje odvija neograničene. U tehničkoj praksi to svakako nije slučaj, tako da će se u predloženom istraživanju izvršiti definisanje uticaja bočnih zidova na samo strujanje, bez idealizacije procesa i u realnom trodimenzionalnom domenu.

Uprkos složenom matematičkom modelu, pod određenim uslovima, možemo predvideti na koji način nestabilnosti utiču na strukturu turbulentnog strujanja. Tipičan primer je Rejli-Benarova konvekcija kod koje se tanak sloj fluida, ograničen dvema paralelnim pločama, zagreva odozdo. Usled razlike u temperaturi slojeva fluida, javlja se strujanje pod uticajem uzgonskih sila u fluidu. U zavisnosti od veličine parametara strujanja, dolazi do formiranja različitih formacija ćelija u temperaturnom, brzinskom i vrtložnom polju. U slučaju prostornog strujanja, formiraju se tzv. valjčići.

Dakle, Rejli-Benarov problem u njegovom najjednostavnijem obliku i problem kakav se najranije počeo istraživati je takozvani slučaj beskonačnog sloja. U takvom slučaju, sloj fluida ograničen je dvema beskonačnim horizontalnim površinama. Površina se zagreva odozdo, tj. donja površina je na višoj temperaturi od gornje površine. Zagrevanje odozdo ima negativan temperaturni gradijent, pošto će fluid na dnu biti ređi od fluida na vrhu, pa je ovakav raspored sa gušćim fluidom na vrhu potencijalno nestabilan. Kada je temperaturni gradijent ispod određene vrednosti, prirodna tendencija fluida da se kreće usled uzgonske sile, biće ometana zbog viskoznosti fluida i rasipanja toplote. Termička nestabilnost nastaje kada negativni temperaturni gradijent premašuje određenu kritičnu vrednost.



Fenomen toplotne konvekcije izazvane negativnim toplotnim gradijentom je poznat kao Rejli-Benarova konvekcija. Što se tiče fizičkih karakteristika fenomena, međutim, kombinovanje oba imena u jedan izraz odražava zabunu u razumevanju mehanizma konvekcije, koja još uvek nije u potpunosti razrešena: Benar je posmatrao fenomen kod kojeg je nestabilnost usled zavisnosti temperature od koeficijenta površinskog napona igrala važnu ulogu, dok je Rejli proučavao konvekciju izazvanu nestabilnošću druge vrste, koja nastaje zbog neujednačenosti temperature (i gustine) fluidnog sloja. Izraz Rejli-Benarova konvekcija se uobičajeno pripisuje konvekciji koja nastaje usled Rejljevog mehanizma, dok se izraz Benar-Marangonijeva konvekcije odnosi na termokapilarnu konvekciju.

Postoje brojni primeri Rejli-Benarove konvekcije, kao što je elektrokonvekcija (gde je fluid tečni kristal a postoji vremenski promenljiv potencijal duž ćelije), binarni fluidi (sa dva različita fluida unutar ćelije) i Benar-Marangonijeva konvekcija (gde ne postoji gornja ploča tako da površinski napon deluje kao dodatna pokretačka sila). Ovaj slučaj igra najznačajniju ulogu u razvoju teorije stabilnosti u hidrodinamici.

Ostali sistemi koji pokazuju osobinu obrazovanja modela su Tejlor-Kuetovo strujanje (između koncentričnih rotacionih cilindara), Faradejevi talasi (koji se javljaju u ćeliji fluida sa vertikalnim poremećajima) i reakciono-difuzioni sistemi (oscilatorna hemijska reakcija).

Obrazovanje formacija ćelija karakteristično je za sisteme koji su daleko od ravnoteže. Oni mogu biti izmešteni iz stanja ravnoteže različitim fizičkim mehanizmima. Neki od njih su: razlika temperature fluida, razlika električnog potencijala ili hemijska reakcija. Za svaku od pokretačkih sila postoji mehanizam rasipanja, kao što je viskoznost, koja se suprotstavlja pomeranju sistema iz ravnoteže. Ravnoteža između pokretačkog i mehanizma rasipanja uzrokuje obrazovanje formacija u formi ćelija koje mogu imati različite oblike (kružni, kvadratni, heksagonalni, spiralni, pružni ...).



## 1.2 Pregled dosadašnjih istraživanja

Sa stanovišta praktične primene, termički vođene sile su od najveće važnosti. Primeri su termalna konvekcija u atmosferi [3], u okeanima [4], (uključujući konvekciju termohalina), [5], termalna konvekcija u zgradama [6], u procesnoj tehnologiji, u procesima proizvodnje metala [7] i slično. U geofizičkom i astrofizičkom kontekstu, možemo pomenuti konvekciju u zemljinom omotaču [8], zemljinom spoljašnjem jezgru [9], zvezdama, uključujući i sunce [10]. Konvekcija je takodje povezana sa nastajanjem i nestajanjem geomagnetskog polja [11].

Matematičko modeliranje formacija ćelija vrši se uz pomoć redukovanih jednačina. Ove jednačine dobijaju se na bazi simetrije, čime se složeni matematički model svodi na formu koja je karakteristična za većinu fizičkih sistema. Primeri osnovnih simetrija su: diskretna translaciona simetrija u jednom smeru (kod sistema koji daju ćelije u obliku pruga) i diskretna translaciona simetrija u dva pravca (kod sistema koji daju kvadratne ćelije). Primeri redukovanih jednačina su Ginzburg-Landau jednačine, koje opisuju sisteme sa translacionom nepromenljivošću, kod obrasca u obliku pruga.

Ove jednačine nazivaju se redukovanim jednačinama pošto smanjuju stepen nezavisnosti sistema, odstranjivanjem promenljivih koje su brze i modeliranjem sporih promenljivih. Kako brze promenljive uslovno prate promenu sporih promenljivih, spore promenljive predstavljaju sve što je potrebno za modeliranje celokupnog sistema. Primer je formacija ćelija u obliku pruga. Brze promenljive opisuju ćelije u obliku pruge za talasni broj  $k$ , a spore promenljive opisuju amplitudnu i faznu modulaciju koja izaziva ovakve formacije ćelija.

Primenom redukovanih jednačina dobijeni su značajni rezultati u predviđanju linearne stabilnosti uniformno periodičnih stanja fluida kada kontrolni parametar varira. Teorija redukovanih jednačina je, takođe, pokazala dobre rezultate kod opisivanja koherentnih struktura, kao što dislokacija i zidovi domena. Rejli-Benarova konvekcija odigrala je ključnu ulogu u razvoju teorije stabilnosti u hidrodinamici [12,13], ali je i bila paradigmatična u obrazovanju modela i proučavanju haosa u vremenu i prostoru [14,15].



Istraživači, zato, proučavaju Rejli-Benarov sistem već čitav vek, pošto je on bitan za mnoge primene, koje se kreću od astrofizike (na primer, kada vrednost modela zvezda zavisi, u velikoj meri, od spoljnih regiona zvezdane atmosfere), geofizike (aktuelne teorije o privlačenju kontinenata zavise od mogućeg konvektionog kretanja u zemljinom omotaču, koje je izazvano toplotom, nastalom unutar omotača, usled radioaktivnog raspada) i nauke o atmosferi (teorija i predviđanje trenutnih vremenskih pojava, kao i dugoročnih efekata poput ledenog doba, zavise od vrednosti teorije transporta konvekcione energije u Zemljinoj atmosferi). Primene ovog sistema na razne tehničke sisteme, kao što su sistemi solarne energije, prerada materijala, skladištenje energije i nuklearni sistemi, su brojne.

Pored važnosti ovog sistema za razne grane tehnike i fizike, Rejli-Benarov sistem se takođe istražuje iz čisto teorijskih i fundamentalnih razloga. Klasičan "standardni" matematički model ovog problema sastoji se od niza nelinearnih kombinovanih parcijalnih diferencijalnih jednačina čije je rešavanje klasičnim matematičkim aparatom nemoguće. Ovaj model služi kao paradigma nelinearnog sistema koji, ako se pravilno istražuje, može pružiti jasniji uvid u nelinearne sisteme. Sada je opšte priznato da vremenska zavisnost u Rejli-Benarovom sistemu ukazuje na prelaz sa laminarnog u turbulentno strujanje. Ovde vredi napomenuti da je, generalno, fenomen prelaza nezavisan od geometrijskih sistema i da više predstavlja svojstvo struje. Na primer, pravilan izbor dimenzija daje Rejnoldsov broj jednak i za slučaj toka po ravnoj ploči i u cevi. U drugom sličnom pitanju, Rejli-Benarov sistem je najpažljivije proučavan primer nelinearnih sistema koji pokazuju samoorganizovanost *sistema obrazovanja modela*, koji su od posebnog interesa za istraživače u oblasti sinergetike. Sistem pokazuje bitne karakteristike koje su tipične ne samo za razne vrste hidrodinamičke nestabilnosti, već i za mnoge nelinearne procese obrazovanja modela koji se po prirodi razlikuju. Obrazovanje modela veoma sličnih prostorno-vremenskim modelima može se posmatrati kod stvaranja kristala, prostiranja frontova očvršćavanja, elektrodinamičke nestabilnosti i nematičkih tečnih kristala, hemijskih reakciono-difuzionih procesa, auto-katalitičkih reakcija, izvijanja tankih limova i omotača, morfogeneze biljaka i životinja itd.

Eksperimentalna istraživanja su vršena ekstenzivno, u komorama različitih oblika, kao što su paralelopipedne, cilindrične, trapezoidne, sferne [16,17,18,19,20], za razne fluide (njutnovske i nenjutnovske), sa nano česticama itd.



Uporedo sa eksperimentalnim, vršena su i brojna numerička istraživanja. Korišćene su sve vrste metoda, poput direktne numeričke simulacije [20,21,22,23], simulacije velikih vrtloga [24], ili osrednjenim Navije-Stoksovim jednačinama [25,26]

Rejli-Benarova konvekcija se, kao što navode [27], može smatrati "praocem kanonskih primera koji su korišćeni za proučavanje obrazovanja modela i ponašanja u proširenim sistemima u prostoru". Ona pruža odlične mogućnosti za proučavanje spontanog uspostavljanje uređenja u prostoru i istovremeno postavlja pitanje ostvarljivosti posebnog oblika i razmera strujanja, ili izbora onih oblika i razmera koji se u određenom smislu poželjni.

### 1.3 Struktura teze

U ovoj tezi biće analizirana prinudna Rejli-Benarova konvekcija u realnim paralelopipednim rezervoarima, izazvana termički vođenim silama usled zagrevanja gornje granice fluida usled insolacije. Bočni uticaji će se zanemariti (Marengonijeva konvekcija).

Prvo će biti izveden matematički model sistema u obliku sistema parcijalnih diferencijalnih jednačina koje najpribližnije opisuju ovakav slučaj strujanja. Dodatnim članovima u transportnim jednačinama će biti uzeta u obzir specifična priroda Rejli-Benarovog strujanja u realnim rezervoarima.

U trećem poglavlju biće izvedena numerička analiza i rešavanje problema. Izabrana je metoda konačnih zapremina (MKZ), sa posebnim osvrtom na definisanje graničnih uslova, kojima se uzima u obzir postojanje bočnih zidova, što čini razliku u odnosu na osnovni problem strujanja između neograničenih paralelnih ploča.

U četvrtom poglavlju biće opisana eksperimentalna instalacija razvijena za potrebe izrade date doktorske disertacije i analizirani dobijeni rezultati eksperimenta. Biće ispitani uticaji raznih temperaturnih režima u realnom rezervoaru sa različitim hidrauličkim tečnostima i drugim fluidima.

Na kraju će biti analizirani i upoređeni rezultati dobijeni eksperimentalnom i numeričkom analizom opisanog slučaja Rejli-Benarove konvekcije. Biće izvršena analiza





uticaja na standardnu veličinu čestice koja se može naći u rezervoarima nakon prethodnog prečišćavanja pomoću odgovarajućih filtera. Za analizu će biti uzete čestice rđe, prašine i boje, koje reprezentuju većinu čestica koje se u rezervoarima mogu naći.

Tokom izrade date doktorske disertacije, koristile su se sledeće metode istraživanja:

- *Numeričko istraživanje*

U okviru numeričkog eksperimenta će biti izvršen niz numeričkih simulacija na bazi metode konačnih zapremina, a korišćenjem softverskih paketa koje poseduje Katedra za Termotehniku, termoenergetiku i procesnu tehniku na Mašinskom fakultetu u Nišu. Numerički eksperimenti će biti izvršeni uporedno za sve navedene vrste hidrauličkih fluida (voda, dizel gorivo, motorno ulje, alkohol i vazduh, koji predstavlja slučaj praznog rezervoara) uz korišćenje realnih graničnih uslova dobijenih eksperimentom.

- *Eksperimentalno istraživanje*

U cilju potvrđivanja rezultata numeričkog eksperimenta, u prostorijama Laboratorije za termotehniku, termoenergetiku i procesnu tehniku je formirana eksperimentalna instalacija u kojoj je merena temperatura u 16 tačaka na komori dimenzija  $V \times \check{S} \times D$  od  $1 \times 2 \times 4$  ( $500 \times 250 \times 125$  mm, u x, y i z pravcu, respektivno), u više preseka, kako vertikalnih, tako i horizontalnih, pomoću posebne konstrukcije PT100 temperaturnih senzora koja je omogućila zaptivanje komore na datim pozicijama. Komora je izolovana na bokovima pomoću izolacije od stiropora. Dodatna provera rezultata je izvršena snimanjem termo kamerom.

- *Teorijske metode*

Osnova istraživanja su postojeće relacije u Rejli-Benarovoj konvekciji, koje su potom rešavane primenom navedene metode konačnih zapremina. U obzir je posebno uzet uticaj bočnih zidova, kao i proističući bočni uticaji na strujanje, s obzirom da su postojeće sile koje izazivaju proces gravitaciona i uzgonska sila, koje su vertikalne.

Tačnost modela je određena u procesu validacije poređenjem sa eksperimentalno određenim parametrima.



## 2. MATEMATIČKI MODEL

---

Termo–strujni procesi se opisuju sistemom jednačina održanja materije, količine kretanja i energije. Pored navedenih, sistem jednačina, prvenstveno kod fluida koji nemaju konstantnu gustinu, čine i relacije npr. za veličine stanja fluida. Tako se npr. kod idealnog gasa može primeniti jednačina stanja idealnog gasa ili termodinamičke tablice u slučaju realnih fluida. U nekim jednostavnim slučajevima, kao što je npr. Stoksovo strujanje, jednačine se mogu pojednostaviti do nivoa linearnih jednačina. Međutim, u svim realnim situacijama jednačine je teško ili nemoguće rešiti, te se pribegava uprošćavanju ili modeliranju.

### 2.1. Transportne jednačine

Numeričko rešavanje prenosa toplote, strujnih i drugih procesa može da počne onda kada zakoni koji upravljaju ovim procesima (fizički model procesa) budu izraženi u matematičkom obliku, uglavnom pomoću parcijalnih diferencijalnih jednačina. Generalni oblik tzv. transportnih jednačina je [28,29,30]

$$\frac{\partial(\rho\Phi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\Phi u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \Gamma_\Phi \frac{\partial\Phi}{\partial x_i} \right) + S_\Phi . \quad (2.1)$$

Parcijalna diferencijalna jednačina kojom se opisuje neki od fenomena prenosa materije, količine kretanja ili energije u stvari izražava načelo održanja za određenu transportnu veličinu. Jednačine održanja su



- jednačina održanja materije

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (2.2)$$

- jednačine održanja količine kretanja – Navije-Stoksove jednačine

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial(\tau_{ij})}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x_i} + f_i, \quad (2.3)$$

- energetska jednačina

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i h)}{\partial x_i} = \frac{\partial(j_{ih})}{\partial x_i} + \mu \Phi + S_h, \quad (2.4)$$

gde je  $\rho$  gustina,  $u_i$  komponente brzine,  $p$  pritisak,  $f_i$  izvorni članovi jednačine održanja količine kretanja (zapreminski, Koriolisov, uzgonske sile, itd.) koji se mogu zanemariti,  $h$  entalpija,  $S_h$  produkcija/destrukcija energije,  $j_{ih}$  fluksevi difuznog transporta energije. U svim jednačinama se mogu sa leve strane uočiti nestacionarni i konvektivni, a sa desne difuzioni i izvorni članovi.

Kod Njutnovskih fluida su viskozni naponi proporcionalni deformaciji, te je tenzor  $\tau_{ij}$  oblika

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \mu \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij}, \quad (2.5)$$

gde je  $\mu$  dinamička viskoznost fluida, a  $\delta_{ij}$  Kronekerov delta operator ( $\delta_{ij}=1$  za  $i=j$  i  $\delta_{ij}=0$  za  $i \neq j$ ).

U jednačini (2.4) difuzioni fluks transporta energije  $j_{ih}$  obuhvata transport energije kondukcijom i viskoznom disipacijom. Ovo se može iskazati u obliku:



$$j_{ih} = \Gamma_T \frac{\partial T}{\partial x_i}, \quad (2.6)$$

pri čemu je

$$\Phi = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \frac{\partial u_l}{\partial x_l}, \quad (2.7)$$

i

$$h = c_p T \quad (2.8)$$

gde je  $\Gamma_T = \lambda$  difuzioni koeficijent za entalpiju, odnosno u ovom slučaju koeficijent provođenja toplote [28].

Promena gustine u funkciji temperature se kod nestišljivih fluida može pretpostaviti linearnom zavisnošću u obliku

$$\rho = \rho_0 (1 - \beta(T - T_0)) \quad (2.9)$$

gde je  $\beta$  faktor kompresibilnosti dimenzije  $K^{-1}$ .

U Navije-Stoksovoj jednačini, kada je  $\rho$  konstantno, dobija se

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial (u_i u_j)}{\partial x_j} = \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i, \quad (2.10)$$

odnosno



$$\rho \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} \right) = \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i, \quad (2.11)$$

gde su zapreminske sile  $f_i$  zamenjene sa  $\rho g_i$ .

Ako je

$$p = p_0 + p', \quad (2.12)$$

i

$$\rho = \rho_0 + \rho', \quad (2.13)$$

sledi

$$(\rho_0 + \rho') \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} \right) = \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial p_0}{\partial x_i} - \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \rho_0 g_i + \rho' g_i. \quad (2.14)$$

odnosno uz konstataciju da je u hidrostatici

$$\frac{\partial p_0}{\partial x_i} = \rho_0 g_i \quad (2.15)$$

pa se konačno dobija



$$(\rho_0 + \rho') \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} \right) = \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \rho_0 g_i - \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \rho g_i. \quad (2.16)$$

Deljenjem sa  $\rho_0$  celog izraza, dobija se

$$\left( 1 + \frac{\rho'}{\rho_0} \right) \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} \right) = \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{\rho'}{\rho_0} g_i. \quad (2.17)$$

Za male vrednosti promene gustine dobija se sledeće

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{\rho'}{\rho_0} g_i. \quad (2.18)$$

Član sa desne strane uz  $\rho'$  ostaje u izrazu, jer je veličina  $g_i$  dovoljno velika da utiče na izraz. Konačno se uzimajući u obzir zavisnost gustine od temperature dobija

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x_i} - g_i \beta \Delta T. \quad (2.19)$$

Ako je  $p = p_0 + p'$ , onda je i  $dp = dp'$ , pa sledi

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x_i} - g_i \beta \Delta T, \quad (2.20)$$

Uvođenjem bezdimenzionih veličina za brzinu  $U$ , vreme  $\tau$ , pritisak i temperaturu  $\bar{p}$  i  $\bar{T}$ , kao i rastojanje  $\bar{x}$  dobija se jednačina u sledećem obliku:



$$\frac{1}{Pr} \left( \frac{\partial U_i}{\partial \tau} + \frac{\partial(U_i U_j)}{\partial \bar{x}_j} \right) = \frac{\partial^2 U_i}{\partial \bar{x}_j^2} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}_i} + Ra \bar{T}, \quad (2.21)$$

U ovom izrazu  $Pr$  predstavlja Prantlov broj, dok je  $Ra$  Rejljev broj, analogno Rejnoldsovom broju i predstavlja odnos uzgonskih i viskozni sila, odnosno

$$Ra = \frac{g\beta\Delta TL^3}{\nu\alpha}. \quad (2.22)$$

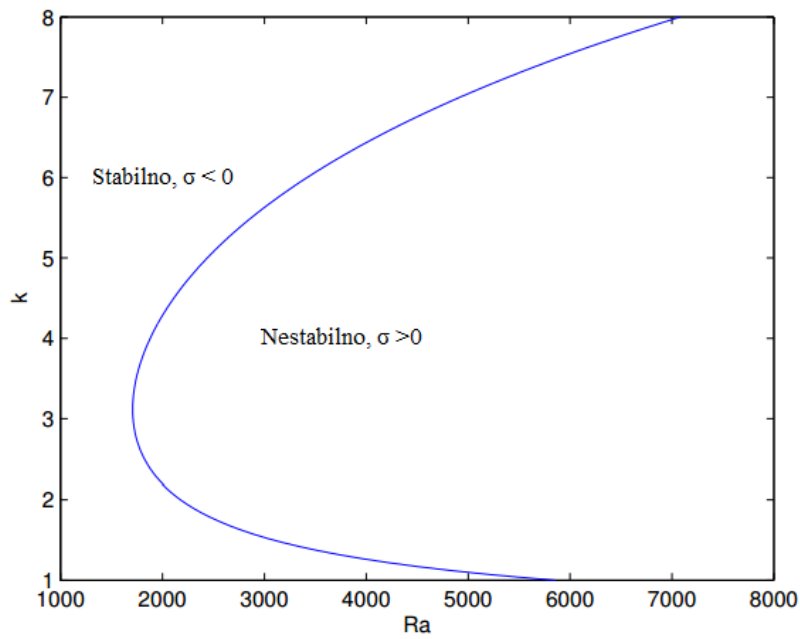
U daljem interesu je da se odredi granica stabilnosti Rejli-Benarove konvekcije, odnosno efekta koje ima poremećaj, odnosno perturbacija na stanje fluida. U linearnoj analizi se poremećaj predstavlja kao funkcija oblika

$$f = \hat{f}(y)e^{ikx+\sigma t} \quad (2.23)$$

pri čemu je  $f$  proizvoljna perturbacija kompleksne amplitude  $\hat{f}$ , talasnog broja  $k$  u  $x$  pravcu sa stepenom porasta  $\sigma$  tokom vremena i to:

- $\sigma > 0$ , perturbacije rastu tokom vremena, nestabilan slučaj;
- $\sigma < 0$ , perturbacije opadaju tokom vremena, stabilan slučaj;
- $\sigma = 0$ , perturbacije opadaju tokom vremena, granični slučaj.

Detalji izvođenja mogu se naći u literaturi [31,32]. Na slici 2. 1 je prikazana oblast stabilnosti za 2D slučaj u funkciji od talasnog broja i porasta perturbacija. Može se videti da je najviši Rejljev broj za koji je strujanje stabilno za bilo koji talasni broj  $k$  iznosi 1708 [31, 33].



Slika 2. 1 Oblast stabilnosti [31]

Takođe se kritičan Rejljev broj može dobiti analitički za različite granične uslove. Najjednostavniji slučaj je rešio Lord Rejli 1916. za slobodni fluid (bez površinskih napona), pri čemu je dobio kao kritičnu vrednost  $Ra = \frac{27}{4} \pi^4 \approx 657,51$  [34, 35]. Takođe, u slučaju strujanja sa jednom granicom kritičan broj iznosi  $Ra = 1100,65$ .





### 3. NUMERIČKI MODEL

---

Navije-Stoksove jednačine su nelinearne parcijalne diferencijalne jednačine drugog reda. U nekim jednostavnim slučajevima, kao što je npr. Stoksovo strujanje, jednačine se mogu pojednostaviti do nivoa linearnih jednačina. Međutim, u svim realnim situacijama jednačine je teško ili nemoguće rešiti te se pribegava uprošćavanju ili modeliranju. Na osnovu zahtevanog nivoa detaljnosti, računarskog vremena, jednostavnosti primene, primenljivosti i tačnosti, date jednačine se mogu rešiti direktnom numeričkom simulacijom (DNS), koja je najdetaljnija, ali i zahteva najviše resursa i vremena (koji daleko prevazilaze mogućnosti današnjih računara). Druga mogućnost je simulacija velikih vrtloga (LES), koji direktno rešava jednačine do neke skale, dok se ostali deo spektra modelira, a ponekad tretira i dodatnim naponskim članom. Model daje dosta detalja, može da prikaže trenutne vrednosti toka, ali i dalje zahteva velike resurse. Ima velike potencijale za dalja istraživanja, uz očekivano poboljšanje karakteristika računara. U datom radu je korišćen RANS pristup, koji rešava osrednjene Rejnoldsove jednačine, numerički je manje zahtevan, ali daje osrednjene karakteristike toka i ne može da prikaže detalje trenutnih turbulentnih struktura, a rezultate pruža u osrednjenom obliku.

#### 3.1 Osrednjene Navije-Stoksove jednačine - RANS

RANS jednačine opisuju ponašanje osrednjenih transportnih veličina, dok se sve ostale turbulentne skale modeliraju. Time se značajno smanjuje potrebno vreme za sračunavanje, kao i potreban nivo računarskih resursa, što ga čini primenljivim na širok opseg inženjerskih problema. Rejnoldsovo osrednjavanje (ili dekompozicija) se zasniva na podeli trenutne vrednosti odgovarajuće veličine na osrednjenu vrednost i fluktuaciju [30,36]

$$\Phi(x, t) = \bar{\Phi}(x) + \Phi'(x, t), \quad (3.1)$$



gde je

$$\bar{\Phi}(x, t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \Phi(x, t). \quad (3.2)$$

Ovde  $t$  predstavlja vreme, a  $2T$  interval na kome se vrši osrednjavanje. Ovom metodom moguće je primeniti dekompoziciju na sve promenjive:

$$u_i = \bar{u}_i + u_i', \quad (3.3)$$

$$\rho = \bar{\rho} + \rho', \quad (3.4)$$

$$T = \bar{T} + T'. \quad (3.5)$$

Osnovna pravila osrednjavanja za neke veličine  $a$  i  $b$  su:

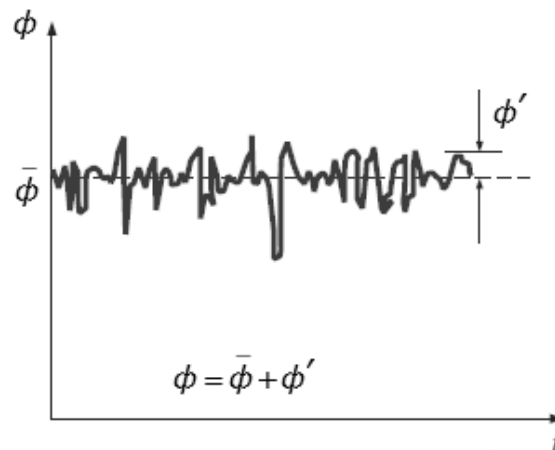
$$\overline{\bar{a}} = \bar{a}, \quad (3.6)$$

$$\overline{a + b} = \bar{a} + \bar{b}, \quad (3.7)$$

$$\overline{ab} = \bar{a}\bar{b}, \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \bar{a}}{\partial x} = \frac{\partial \bar{a}}{\partial x'}, \quad (3.9)$$

$$\bar{a} = \overline{\bar{a} + a'} = \bar{a} + \bar{a}'. \quad (3.10)$$



Slika 3. 1 Reynoldsova dekompozicija veličine  $\Phi$  na izabranom intervalu

Uvrštavanjem izraza (3.1) u izraze za jednačinu održanja materije i jednačine za količinu kretanja dobija se za  $\rho = \text{const.}$ , odnosno nestišljiva strujanja

$$\frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_i} = 0. \quad (3.11)$$

Drugi član na levoj strani jednačine za količinu kretanja je posle dekompozicije jednak

$$\begin{aligned} & \frac{\partial((\bar{u}_j + u'_j)(\bar{u}_i + u'_i))}{\partial x_j} = \\ & = (\bar{u}_j + u'_j) \frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j} + (\bar{u}_i + u'_i) \frac{\partial(\bar{u}_j + u'_j)}{\partial x_j}, \end{aligned} \quad (3.12)$$

pri čemu je poslednji član jednak nuli zbog jednačine (3.11). Dalje jednačina količine kretanja postaje



$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial t} + (\bar{u}_j + u'_j) \frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j} &= \\ &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\bar{p} + p')}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j \partial x_j}. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Ako se primene pravila osrednjavanja na jednačine kontinuiteta i količine kretanja (3.11) i (3.13) pri  $\rho = \text{const.}$ , dobija se

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.14)$$

i

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j}. \quad (3.15)$$

Primenom pravila izvoda složene funkcije na drugi član sa leve strane, dobija se

$$\frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \bar{u}_i \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j}, \quad (3.16)$$

pri čemu je poslednji član na desnoj strani jednak nuli na osnovu jednačine (3.14). Time se na kraju dobije jednačina oblika

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right). \quad (3.17)$$



Ako je entalpija  $h$  jednaka  $h = c_p T$  i zanemarivanjem rada viskoznih sila i izvornog člana, kao i uz pretpostavku da je  $\rho = \text{const.}$ , jednačina (2.4) postaje

$$\rho c_p \left[ \frac{\partial T}{\partial t} + u_i \frac{\partial T}{\partial x_i} \right] = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + S_T. \quad (3.18)$$

Dekompozicijom se jednačina (3.18) svodi na

$$\rho c_p \left[ \frac{\partial(\bar{T} + T')}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{T} + T')(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_i} \right] = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \lambda \frac{\partial(\bar{T} + T')}{\partial x_i} \right) + S_T. \quad (3.19)$$

Uz primenu pravila osrednjavanja (3.6-3.10) za energetska jednačinu dobija se

$$\rho c_p \left[ \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{T} \bar{u}_i)}{\partial x_i} \right] = \lambda \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x_i \partial x_i} - \rho c_p \frac{\partial(\overline{u'_i T'})}{\partial x_i} + S_T. \quad (3.20)$$

Može se uočiti da je oblik jednačine kontinuiteta isti i za trenutni i za osrednjeni tok, dok se kod Reynoldsovih osrednjenih jednačina i u energetska jednačini na desnoj strani javlja dodatni član, koji je posledica samog osrednjavanja. Uobičajeno je da se ovaj član u osrednjenju jednačini kretanja naziva Reynoldsovim naponima, a u osrednjenju energetska jednačini turbulentnim toplotnim fluksevima. Postavlja se pitanje određivanja vrednosti Reynoldsovih napona. To je bio predmet intenzivnog istraživanja i modeliranja još od izvođenja Reynoldsovih jednačina pre više od veka. Problem je prepoznat kao problem zatvaranja sistema jednačina.



### 3.2 Zatvaranje sistema jednačina

Za inženjersku praksu najčešće je nepotrebno da se detaljno odrede turbulentne fluktuacije. Uglavnom je dovoljno odrediti srednje vrednosti toka. Iz tog razloga se većina metoda za proračun turbulentnih tokova zasniva na RANS pristupu. Kako bi se odredile dodatne nepoznate veličine potrebno je da se primeni ili razvije turbulentni model. RANS turbulentni modeli su klasifikovani na osnovu broja dodatnih transportnih jednačina kojima se zatvara sistem.

### 3.3 Modeliranje Rejnoldsovih napona

Svi modeli prikazani u ovom radu sem poslednjeg (Tabela 3.1) se zasnivaju na Businesskovoju hipotezi da su Rejnoldsovi naponi proporcionalni deformaciji [37,38]. Ova pretpostavka se zasniva na činjenici da su viskozni naponi proporcionalni deformaciji u glavnom toku. Ova se pretpostavka može iskazati u obliku

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left( \rho k + \mu_t \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij}, \quad (3.21)$$

gde je  $\mu_t$  tzv. turbulentna viskoznost, koja ne predstavlja osobinu fluida, već samog toka, i kod dvojednačinskih modela se određuje kao  $\mu_t = \rho C_\mu k / \varepsilon$ , gde  $k$  predstavlja kinetičku energiju turbulencije, a  $\varepsilon$  disipaciju kinetičke energije turbulencije. Na ovaj način je sistem zatvoren.

Businesskova hipoteza je istovremeno i najveća snaga i slabost pomenutih modela. Ona omogućava isto tretiranje uticaja turbulencije na glavni tok, poput uticaja viskoznosti na laminarni tok i predstavlja veliko pojednostavljenje i uveliko smanjuje potrebu za računarskim resursima. Ovo je bio primer jednačina nultog reda. Kod njih se najčešće određuje turbulentna dužinska skala  $l$  u formi algebarskog izraza.



Tabela 3. 1 Podela turbulentnih modela po broju dodatnih jednačina

Broj dodatnih jednačina	Naziv modela	Turbulentna viskoznost
0	model putanje mešanja	$\mu_t = \text{const.}$
1	$k$ model	$\mu_t = f(k), l = \text{const.}$
2	$k$ - $\varepsilon$ modeli $k$ - $\omega$ modeli	$\mu_t = f(k, \varepsilon)$ $\mu_t = f(k, \omega)$
4	dvo-razmerni $k$ - $\varepsilon$ modeli	$\mu_{tp} = f(k_p, \varepsilon_p), \mu_{tT} = f(k_T, \varepsilon_T)$
7	modeli Rejnoldsovih napona	pun model turbulentnih napona

Kod jednačina prvog reda se najčešće uvodi transportna jednačina za kinetičku energiju turbulencije  $k = \frac{1}{2} \sqrt{(u'^2 + v'^2 + w'^2)}$ . Uobičajeno je da se dodatno odredi i algebarska jednačina za turbulentnu dužinsku skalu  $l$ .

Dvojednačinski modeli, koji su danas u najširoj upotrebi, pored jednačine za kinetičku energiju turbulencije, uvode i dodatnu jednačinu, poput disipacije kinetičke energije turbulencije  $\varepsilon$  ili modifikovane jednačine za disipaciju,  $\omega$ , koja ne zahteva korišćenje dodatnih zidnih funkcija.

Četvorojednačinski ili dvo-razmerni  $k$ - $\varepsilon$  modeli se zasnivaju na upotrebi dva različita  $k$ - $\varepsilon$  modela u dva različita pravca, čime se vrši tačnije tretiranje anizotropije toka.

Na kraju, tu su modeli Rejnoldsovih napona, ili tzv. modeli drugog reda. Kod njih se određuje dodatna transportna jednačina za svaki član tenzora Rejnoldsovih napona, sa tretiranjem turbulentne difuzije, uzgonskih sila i sličnih izvornih članova. Određuju se odgovarajuće modelske konstante i na taj način procenjuje dati uticaj. Na kraju se uz ovih šest dodatnih jednačina, rešava i jednačina disipacije kinetičke energije turbulencije  $\varepsilon$ . Ovi modeli su relativno novi i tek sa najnovijim poboljšanjem karakteristika računara nalaze primenu u tehničkoj praksi, s obzirom da su dosta zahtevniji od najšire korišćenih dvojednačinskih modela.



### 3.4 Model putanje mešanja

Na osnovu dimenzijske analize može se pretpostaviti da je kinematska turbulentna viskoznost  $\nu_t$  čija je dimenzija  $\text{m}^2\text{s}^{-1}$  proizvod turbulentne brzinske skale  $v$  i turbulentne dužinske skale  $l$ , odnosno

$$\nu_t = Cvl, \quad (3.22)$$

gde je  $C$  bezdimenziona konstanta [28,29,39]. Slično tome je dinamička turbulentna viskoznost

$$\mu_t = \rho Cvl. \quad (3.23)$$

Najveći deo turbulentne kinetičke energije se sadrži u velikim vrtlozima, čija je karakteristika skale  $l$ . Ako shodno tome pretpostavimo da postoji veza između srednjeg toka i najvećih vrtloga mogu se povezati karakteristične brzinske skale vrtloga sa srednjim tokom. Ova ideja je primenjiva kod dvodimenzionalnih turbulentnih tokova gde je

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = -\rho \overline{u'v'}, \quad (3.24)$$

pri čemu je najbitniji gradijent srednjeg toka  $\partial u/\partial y$ . Stoga se može reći da je

$$v = cl \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|. \quad (3.25)$$





Apsolutna vrednost služi da se obezbedi pozitivna vrednost brzinske skale. Kombinovanjem gore navedenih jednačina (3.22) i (3.25), dobija se na kraju

$$v_t = l_m^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|. \quad (3.26)$$

Ovo predstavlja Prantlov model putanje mešanja, gde je  $l_m$  odgovarajuća dužinska skala. Korišćenjem izraza (3.23) i pod pretpostavkom da je  $\partial u / \partial y$  najuticajniji gradijent brzine dobija se na kraju

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = -\rho \overline{u'v'} = \rho l_m^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial u}{\partial y} \quad (3.27)$$

Transport skalara se opisuje na sličan način kao

$$-\rho \overline{u'\phi'} = \Gamma_t \frac{\partial \phi}{\partial y}. \quad (3.28)$$

### 3.5 Osnove $k$ - $\varepsilon$ modela

Za razliku od drugih modela turbulencije,  $k$ - $\varepsilon$  model se fokusira na mehanizme koji utiču na turbulentnu kinetičku energiju. Model putanje mešanja nema ovakavu opštost. Pretpostavka ovog modela je da je turbulentna viskoznost izotropna, drugim rečima stopa deformacija je ista u svim pravcima. Egzaktna  $k$ - $\varepsilon$  jednačina sadrži mnoge nepoznate i nemerljive vrednosti. Za praktičan rad, koristi se više varijanti  $k$ - $\varepsilon$  turbulentnog modela, kao što su npr. standardni  $k$ - $\varepsilon$  turbulentni model i *RNG*  $k$ - $\varepsilon$  model [40-45]. Za turbulentnu kinetičku energiju važi transportna jednačina [29,30,46]



$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{u'_i p'}}{\partial x_i} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j u'_k}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_j^2} - \\ &- \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \nu \frac{\partial \overline{u'_i \partial u'_i}}{\partial x_j} - \frac{g}{\rho} \overline{u'_i \rho'} \delta_{ij} \end{aligned} \quad (3.29)$$

a za njenu disipaciju [19]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} &= -\frac{\partial}{\partial x_k} \left( \overline{u'_k \varepsilon'} + -\frac{2\nu \overline{\partial p'} \partial u'_k}}{\rho \partial x_l \partial x_l} - \nu \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right) \\ &- 2\nu \left( \frac{\partial \overline{u'_i \partial u'_i}}{\partial x_l \partial x_k} + \frac{\partial \overline{u'_i \partial u'_k}}{\partial x_l \partial x_l} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} - 2\nu \overline{u'_k} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_l} \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_k \partial x_l} \\ &- 2\nu \frac{\partial \overline{u'_i \partial u'_k \partial u'_i}}{\partial x_l \partial x_l \partial x_k} - 2\nu \left( \frac{\partial^2 \overline{u'_i}}{\partial x_l \partial x_k} \right) - 2\nu \frac{\partial \overline{u'_i \partial f'_i}}{\partial x_l \partial x_l} \end{aligned} \quad (3.30)$$

Uopšteno se transportna jednačina za  $k$  ili  $\varepsilon$  može napisati kao

Promena $k$ ili $\varepsilon$	+	Prenos $k$ ili $\varepsilon$ konvekcijom	=	Prenos $k$ ili $\varepsilon$ difuzijom	+	Produkcija $k$ ili $\varepsilon$	-	Destrukcija $k$ ili $\varepsilon$
----------------------------------	---	--	---	--	---	-------------------------------------	---	--------------------------------------



### 3.6 Standardni $k$ - $\varepsilon$ model

Osnovna pretpostavka standardnog  $k$ - $\varepsilon$  modela (*SKE* model) je da je turbulentni tok potpuno izotropan, tj. pri visokim vrednostima Rejnoldsovih brojeva [40]. Turbulencija se generiše na niskim frekvencijama u spektru i na istom mestu disipira na visokim frekvencijama spektra. Glavna prednost mu je jednostavnost i potrebno je samo zadati granične i/ili početne uslove. U širokoj je primeni u velikom broju inženjerskih aplikacija i najčešće je korišćen model. Međutim, nedostatak mu je da precenjuje produkciju  $k$  u stagnantnim zonama. Stoga, tretiranje graničnog sloja nije adekvatno s obzirom na izraženi anizotropni karakter turbulencije. Jednačine za  $k$  i za  $\varepsilon$  u standardnom  $k$ - $\varepsilon$  modelu su

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + 2\mu_t S_{ij} S_{ji} - \rho \varepsilon, \quad (3.31)$$

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\varepsilon\bar{u}_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} 2\mu_t S_{ij} S_{ji} - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}. \quad (3.32)$$

Konstante modela su date u tabeli 3.2.

Tabela 3. 2 Konstante standardnog  $k$ - $\varepsilon$  modela

Konstanta	$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	$C_\mu$
Vrednost	1,0	1,314	1,44	1,92	0,09



### 3.7 RNG k-ε model

RNG  $k$ - $\varepsilon$  model je razvijen 1986. i dobijen je tehnikom renormalizovane grupe – RNG sa ciljem da se razvije model koji bi adekvatnije tretirao male turbulentne skale u domenima velikih skala pomoću modifikovanih transportnih koeficijenata [41,42,43]. RNG procedura uvodi član koji opisuje fluktuacije brzine malih skala i prikazuje njihove efekte na velikim skalama, zajedno sa početnim i graničnim uslovima, na vrtloge u inercijalnom opsegu. Ovaj član je tako definisan da su globalne osobine rezultujućeg strujnog polja iste kao i one u glavnom toku.

Uvedene korekcije omogućavaju uspešnu primenu i pri velikim i pri malim vrednostima Rejnoldsovih brojeva u toku. Posledica je da pri velikim vrednostima Rejnoldsovih brojeva *RNG* koristi istu matematičku formulaciju kao i *SKE* model, sa izuzetkom nešto izmenjenih modelskih konstanti

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\varepsilon\bar{u}_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} 2\mu_t S_{ij} S_{ji} - C_{2\varepsilon}^* \rho \frac{\varepsilon^2}{k}, \quad (3.33)$$

$$C_{2\varepsilon}^* = C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \frac{\eta}{\eta_0})}{1 + \beta \eta^3}. \quad (3.34)$$

Dobijeni oblik *RNG k-ε* modela se pokazao uspešnim za izračunavanje separacionih tokova za visoke Rejnoldsove brojeve. Konstante *RNG k-ε* modela su date u tabeli 3.3.

Tabela 3. 3 Konstante *RNG k-ε* modela

Konstanta	$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	$C_\mu$	$\eta_0$	$\beta$
Vrednost	0,7194	0,7194	1,42	1,68	0,0845	4,38	0,012



### 3.8 k- $\omega$ model

Prvi dvojednačinski turbulentni model je  $k$ - $\omega$  model Kolmogorova (Kolmogorov) predstavljen 1942. godine. Ovaj model, koji je također poznat kao  $k$ - $f$  i  $k$ - $w$  model, podrazumeva rešenje transportnih jednačina za turbulentnu kinetičku energiju  $k$  i frekvenciju turbulencije  $\omega$ . Nekoliko različitih i poboljšanih verzija Kolmogorovog modela su predložene, uključujući i one od: Saija [47], Spoldinga [48], Vilkoksa [49], Speciala [50] i Menter [51]. Vilkoksov  $k$ - $\omega$  model (1988) koristi frekvenciju turbulencije  $\omega = \varepsilon/k$ , dimenzije  $s^{-1}$  kao drugu nepoznatu. Ako je dužinska skala  $l = \sqrt{k}/\omega$ , onda je i  $\mu_t = \rho k/\omega$  i

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + 2\mu_t S_{ij} S_{ji} - \frac{2}{3} k \rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \delta_{ij} - \rho \omega k \beta^* \quad (3.35)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\omega U_i)}{\partial x_i} = \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \gamma \left( 2\rho S_{ij} S_{ji} - \frac{2}{3} \omega \rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \delta_{ij} \right) - \beta_1 \rho \omega^2. \end{aligned} \quad (3.36)$$

Konstante modela su date u tabeli 3.4.

Tabela 3. 4 Konstante Vilkoksovog  $k$ - $\omega$  modela

Konstanta	$\sigma_k$	$\sigma_\omega$	$\gamma$	$\beta_1$	$\beta^*$
Vrednost	2,0	2,0	0,553	1,68	0,0845



### 3.9 Granični uslovi simulacije

Jednačine modela za  $k$  i  $\varepsilon$  su eliptične zbog gradijenta difuzionog člana.

#### 3.9.1 Zidne funkcije

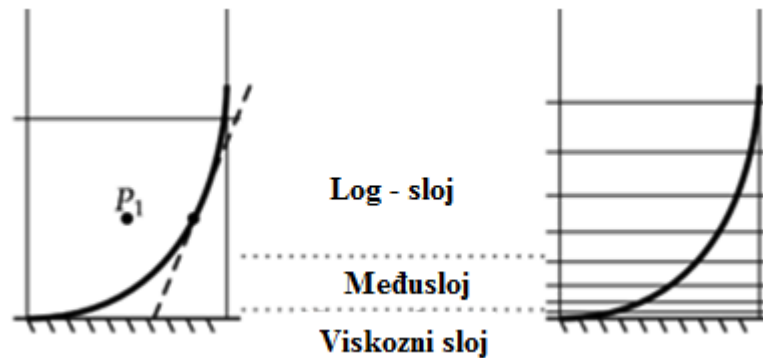
Definisanje graničnih uslova za modelirane transportne jednačine predstavlja ozbiljan problem i zaslužuje posebno razmatranje. Poseban problem predstavlja tretman graničnih uslova na zidu. Direktna integracija jednačina do zida zahteva rešavanje jednačina i unutar viskoznog podsloja, a to znači uvođenje viskoznih efekata u modelirane jednačine. Problem modeliranja viskoznih efekata, posebno u jednačini za disipaciju, kao i drastično smanjenje ekonomičnosti računanja, glavni su razlozi da ovakvi modeli nisu naišli na široku primenu uprkos veoma dobrim rezultatima. Umesto ovakvog pristupa, prihvaćena je praksa, koju su uveli Launder i Spalding da se viskozna zona premošćuje zidnim funkcijama i rešavanje jednačina ograniči samo na turbulentne oblasti (slika 3.2) [29,30,40]. Danas su prisutni naponi u pravcu poboljšanja metoda tretmana viskoznosti i graničnih uslova na zidu. Napori su usmereni u dva moguća pravca: u pravcu poboljšanja zidnih funkcija uvođenjem dodatnih efekata ili ka poboljšanju modeliranja uticaja zidova. U daljem tekstu, pažnja će se posvetiti zidnim funkcijama jer je ova praksa u ogromnoj većini i danas zadržana. Ove funkcije povezuju granične uslove na zidu sa vrednostima zavisno promenljivih u čvorovima ćelija susednih odgovarajućem zidu. Upotrebom ovih funkcija se izbegava korišćenje ekstremno finih mreža, ali, nažalost, pretpostavke na kojima se baziraju, nisu u potpunosti tačne.

Ova je ograničenja naglasio još Patankar (Patankar) [52]. Javljaju se pokušaji poboljšanja ovih funkcija, ali nedostatak u pogledu logaritamskog profila brzine ostaje [53,54]. Ferstig i Malalasekera (Versteeg, Malalasekera) potvrđuju ograničenja zidnih funkcija [29]. Razvijene su brojne formulacije zidnih funkcija na bazi eksperimentalnih rezultata raznih tokova u otvorenim kanalima. Međutim, sve ovo povećava zahteve za performansama računara, tako da je njihova praktična primena još uvek nemoguća.

U ovoj disertaciji su, imajući u vidu računarske resurse, korišćene dobro poznate logaritamske zidne funkcije.

### 3.9.2 Ravnotežne logaritamske zidne funkcije

Pri visokim Reynoldsovima brojevima kod standardnog  $k-\varepsilon$  modela ne postoji potreba da se jednačine modela integrale do samog zida, već se koriste takozvane zidne funkcije [40]. U literaturi su prisutni detalji izvođenja zidnih funkcija, tako da će se ovde uzeti gotovi izrazi.



Slika 3. 2 Aproksimacija brzinskog profila zidnim funkcijama u zavisnosti od finoće mreže

Zidne funkcije povezuju međusobno lokalni tangencijalni napon i srednju brzinu [28,29,30]

$$U^+ = \frac{U_R}{U_\tau} = \begin{cases} y^+, & \text{za } y^+ < 11,6 \\ \frac{\ln(Ey^+)}{k}, & \text{za } y^+ \geq 11,6' \end{cases} \quad (3.37)$$

$$k = \frac{U_\tau^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad (3.38)$$

$$\varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{k\Delta}, \quad (3.39)$$



gde je  $U^+$  - bezdimenzijska brzina,  $U_R$  - rezultujuća brzina paralelna sa zidom u prvom sloju ćelija do zida,  $U_\tau$  - rezultatna frikciona brzina,  $\Delta$  - normalno odstojanje između zida i prvog čvora konačne zapremine,  $u^+$  - bezdimenzijska koordinata,  $k=0,417$  fon Karmanova (von Karman) konstanta i  $E=0,86$  koeficijent hrapavosti zida (u ovom slučaju za potpuno gladak zid).

Rezultatna frikciona brzina i bezdimenzijska koordinata se određuju iz izraza

$$U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_z}{\rho}}, \quad (3.40)$$

$$y^+ = \frac{U_\tau \Delta}{\nu} = \frac{C_\mu^{1/4} k^{1/2} \Delta}{\nu}, \quad (3.41)$$

pri čemu je

$$\tau_z = \frac{\xi}{4} \frac{\rho U_{sr}^2}{2}. \quad (3.42)$$

Na osnovu prethodnih izraza može se odrediti koeficijent trenja

$$C_z = \max[C_{zt}, C_{zl}], \quad (3.43)$$

$$C_{zl} = \frac{1}{Re}, \quad Re \leq 132,5, \quad (3.44)$$

$$C_{zt} = \frac{k}{[\ln(ERe\sqrt{C_{zt}})]^2}, \quad Re > 132,5 \quad (3.45)$$





gde je lokalni Reynoldsov broj dat izrazom

$$Re = U^+ y^+ = U_R \frac{\Delta}{\nu}. \quad (3.46)$$

Za prenos toplote može se koristiti zidna funkcija zasnovana na univerzalnoj distribuciji temperatura validnoj za visoke Reynoldsove brojeve [40]

$$T^+ = -\frac{(T_P - T_w) c_p \rho U_\tau}{q_w} = \sigma_{T,t} \left( U^+ + P \left[ \frac{\sigma_{T,l}}{\sigma_{T,t}} \right] \right). \quad (3.47)$$

gde su

- $T_P$  – temperatura u tački  $y_p$  u blizini zida,
- $T_w$  – temperatura zida,
- $c_p$  – specifični toplotni kapacitet fluida pri konstantnom pritisku,
- $q_w$  – toplotni fluks zida,
- $\sigma_{T,t}$  – turbulentni Prantlov broj
- $\sigma_{T,l}$  – Prantlov broj, i
- $P$  – *pee*-funkcija [29,40].

Za niske Reynoldsove brojeve nije moguće koristiti navedene modele, već se predlažu drugačiji modeli. Za strujanje se smatra da odgovara visokim Reynoldsovim brojevima kada su inercijalne sile znatno veće od viskoznih ( $Re \gg 1$ ). Obzirom na vrednosti Reynoldsovih brojeva u ovom istraživanju modeli za niske Reynoldsove brojeve neće biti posebno razmatrani. Dobar pregled modifikacija modela za niske Reynoldsove brojeve su dali Patel i Rodi [55,56].



### 3.9.3 Neravnotežne logaritamske zidne funkcije

Generalizacija izraza (3.37) za neravnotežne uslove na zidu je predložena od strane Laundera i Spoldinga, u obliku [57]

$$\frac{U_R \sqrt{k}}{U_\tau^2} = \frac{1}{k_{st}} \ln \left( \frac{E_{st} \Delta \sqrt{k}}{\nu} \right), \quad (3.48)$$

gde je  $k_{st} = k C_\mu^{1/4}$ ,  $E_{st} = k E_\mu^{1/4}$ . Kao što se može videti iz izraza (3.48), neravnotežne zidne funkcije su bazirane na  $\sqrt{k}$  kao karakterističnom brzinskom razmeru turbulencije, umesto frikционе brzine  $U_\tau$ . Turbulentni koeficijent trenja se određuje iz izraza

$$C_{zt} = \frac{k_{st} \sqrt{k}}{U_R \ln \left( \frac{E_{st} \Delta \sqrt{k}}{\nu} \right) U_\tau^2}. \quad (3.49)$$

Granična vrednost za kinetičku energiju turbulencije na zidu se određuje iz njene transportne jednačine, dok se difuzioni doprinos na zidu izjednačava s nulom. Srednja vrednost produkcionog i disipacionog člana se određuje integraljenjem po kontrolnim zapreminama uz zid pretpostavljajući da se tangencijalni naponi i kinetička energija turbulencije ne menjaju kroz prvi sloj ćelija uz zid.



### 3.10 Low-Re $k$ - $\varepsilon$ model

U prethodnom odeljku smo diskutovali o zidnim funkcijama koje se koriste radi smanjenja broja ćelija. Međutim, ova aproksimacija je za slučaj strujanja uz zidove relativno gruba. U mnogim unutrašnjim tokovima - gde su sve granice zidovi, ulaz ili izlaz iz domena - granični sloj nije toliko važan, jer je strujno polje često određeno preko pritiska. Za spoljašnja strujanja (npr. oko automobila, brodova, aviona itd.), međutim, uslovi u graničnom sloju su skoro uvek važni. Kada se istražuje prenos toplote sa zidova zidne funkcije imaju određene manjkavosti, jer je prenos toplote na zidovima važan za temperaturno polje u domenu.

Kada se ne koriste zidne funkcije, potrebno je da se mreža dovoljno profini u blizini granice sa čvrstim telom, tako da granični sloj može biti adekvatno rešen. Međutim, u blizini zidova viskozni efekti postaju važniji i za  $y^+ < 5$  viskozna difuzija postaje dominantna u odnosu na turbulentnu.

Stoga, do sada predstavljeni modeli turbulencije nisu adekvatni za ovakve slučajeve koji se tiču analiza uz sam zid, odnosno u viskoznom podsloju, jer je modelom pretpostavljeno razvijeno turbulentno strujanje. Ovakvi modeli se često nazivaju i "high-Re" modeli. U ovom delu će biti razmotrene izmene high-Re modela tako da mogu da se koriste za simulacije strujanja u celom domenu do samih zidova, odnosno u viskoznom podsloju. Ovi modifikovani modeli se zovu analogno "Low-Re" modeli. Bitno je da se naglasi da se izraz "visok Rejnoldsov broj" i "nizak Rejnoldsov broj" ne odnosi na globalni Rejnoldsov broj (npr.  $Re_L$ ), već se govori o lokalnom turbulentnom Rejnoldsovom broju  $Re_\ell = U\ell/\nu$ . Lokalni Rejnoldsov broj varira u celom domenu i proporcionalan je odnosu turbulentne i kinematske viskoznosti  $\nu_t / \nu$ , odnosno  $Re_\ell \sim \nu_t / \nu$ . Ovaj odnos je reda veličine 10 ili više unutar potpuno razvijene turbulentne struje i teži nuli uz sam zid. Dobar pregled modela za niske Rejnoldsove brojeve su dali Patel i Rodi [55,56].

Modifikacije koje se uvode su sledeće:



$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + 2\mu_t S_{ij} S_{ji} - \rho \varepsilon - \rho D, \quad (3.50)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \varepsilon \bar{u}_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} f_1 \frac{\varepsilon}{k} 2\mu_t S_{ij} S_{ji} - C_{2\varepsilon} f_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + \rho E, \quad (3.51)$$

i

$$\mu_t = C_\mu f_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}. \quad (3.52)$$

Vrednosti veličina  $f_1, f_2, f_\mu, D, E$  su date u tabeli 3.5

Tabela 3. 5 Konstante za Low Re modele [58,59,60]

Konstanta	Chien	Launder-Sharma	Nagano-Tagawa
$C_\mu$	0.09	0.09	0.09
$\sigma_k$	1	1	1.4
$\sigma_\varepsilon$	1.3	1.3	1.3
$D$	$2\nu \frac{k}{y^2}$	$2\nu \left( \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2$	0
$E$	$-2\nu \frac{\varepsilon}{y^2} \exp - 0.5y^+$	$2\nu v_t \left( \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)^2$	0
$\varepsilon_{wall}$	0	0	$\nu \left( \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2$
$C_{\varepsilon 1}$	1.35	1.44	1.45
$C_{\varepsilon 2}$	1.8	1.92	1.9
$f_\mu$	$-\exp - 0.0115y^+$		
$f_1$	1	1	1
$f_2$	$-0.22 \exp - \left( \frac{Re_t}{6} \right)^2$	$-0.3 \exp - Re_t^2$	$\left( 1 - 0.3 \exp \left( \frac{Re_t}{6.5} \right)^2 \right) \left( 1 - \exp \frac{-y^+}{6} \right)^2$

gde je  $Re_t \equiv \frac{k^2}{\nu \varepsilon}$ .



### 3.11 Modeliranje uzgonskih sila i termofizičkih osobina

Numeričke simulacije sprovedene u ovoj disertaciji se mogu podeliti na dve grupe u zavisnosti od toga kako su modelirane uzgonske sile, i to u zavisnosti od radnog fluida:

- fluide sa promenljivom gustinom - ovu grupu čini vazduh obzirom da mu se pri atmosferskom pritisku gustina menja za približno 10%.
- fluida sa konstantnom gustinom - ovu grupu čine voda, etanol, ulje i dizel gorivo, obzirom da se u rasponu od 30 stepeni njihova gustina menja manje od 5%.

Kod vazduha se u skladu sa usvojenom promenljivom gustinom za modeliranje uzgonskih sila koristi razlika gustina, odnosno jednačina stanja idealnog gasa. Kod tečnosti je usvojen model Businesska, kojim se pretpostavlja linearna promena gustine sa temperaturom. Uvođenjem uzgonskih sila u  $k$ - $\varepsilon$  model, kao i promena u vremenu, jednačina za  $k$  postaje

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + 2\mu_t S_{ij} S_{ji} + \beta g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_i} - \rho \varepsilon, \quad (3.53)$$

dok se stepen uticaja uzgonskih sila na disipaciju  $\varepsilon$  se dobija uvrštanjem člana  $C_{3\varepsilon}$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\varepsilon\bar{u}_i)}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} 2\mu_t S_{ij} S_{ji} + \\ &+ C_{3\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \beta g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_i} - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}. \end{aligned} \quad (3.54)$$

Konstanta  $C_{3\varepsilon}$  iako se naziva konstantom zavisi od odnosa horizontalne i vertikalne komponente brzine i iznosi



$$C_{3\varepsilon} = \tanh \left| \frac{u}{v} \right|.$$

U slučaju idealnih gasova, u skladu sa jednačinom stanja idealnog gasa za  $p \approx \text{const}$ .

$$\beta g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_i} = -\beta g_i \frac{\mu_t}{\rho Pr_t} \frac{\partial \rho}{\partial x_i}. \quad (3.55)$$

Pri modeliranju termofizičkih osobina fluida usvojene su sledeće pretpostavke

- kinematski viskozitet vazduha je konstantan,
- toplotni kapacitet vazduha je konstantan,
- termička provodljivost vazduha je konstantna,
- kinematski viskozitet tečnosti je promenljiv sa temperaturom,
- toplotni kapacitet tečnosti je konstantan i
- termička provodljivost tečnosti je konstantna.

U zavisnosti od podataka o viskozitetu, usvojena je linearna ili kvadratna zavisnost kinematskog viskoziteta od temperature, dok su ostale termofizičke veličine usvajane za srednju temperaturu fluida. Kinematska viskoznost je jednaka

$$v = A + BT \quad (3.56)$$

odnosno u zavisnosti od zahtevanog poklapanja

$$v = A + BT + CT^2 \quad (3.57)$$

gde su  $A$ ,  $B$  i  $C$  konstante aproksimacije.



### 3.12 Diskusija modela

Model putanje mešanja je pogodan za korišćenje u jednostavnim dvodimenzionim slučajevima sa sporim promenama u pravcu strujanja. U tom slučaju je stvaranje turbulencije u ravnoteži sa njenom disipacijom duž toka i turbulentne veličine su u odnosu sa dužinskom skalom osrednjenog toka,  $L \propto l_m$ . Model putanje mešanja se lako implementira i sa stanovišta računarskih resursa je povoljan za korišćenje. U slučaju smičućih slojeva daje dobre rezultate: mlazevi, mešanje slojeva, turbulentni pobuđaji i granični slojevi. Takođe, jedna od bitnih prednosti je ta što je kao model dosta verifikovan. Međutim, potpuno je neprimenjiv za strujanja u kojima se javlja separacija i recirkulacija.

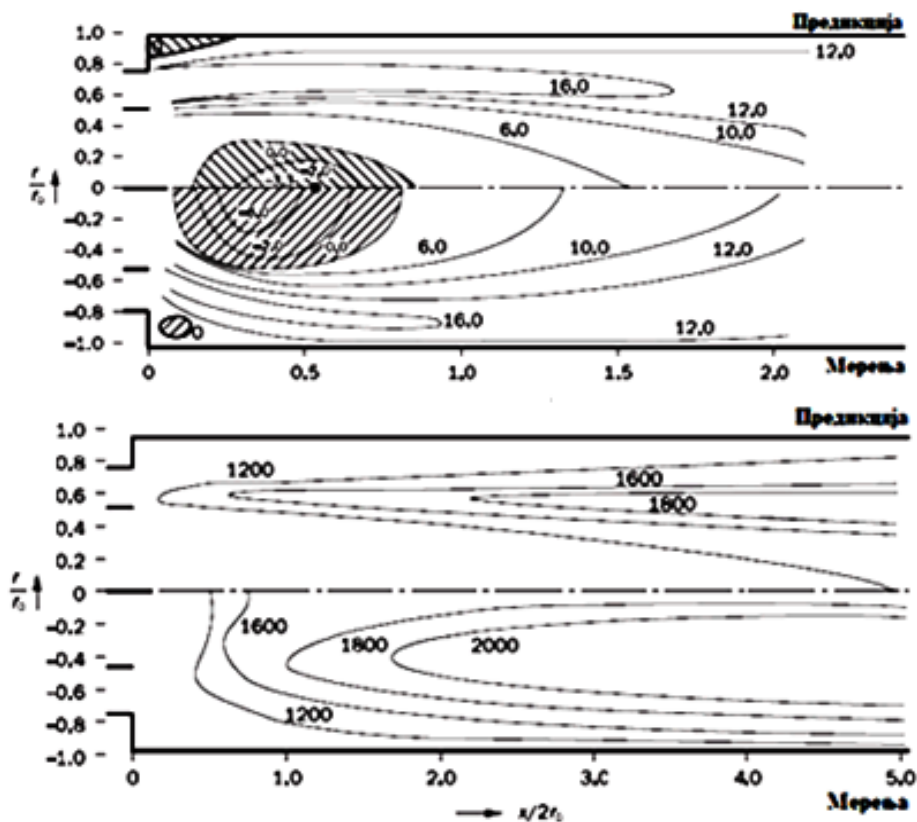
Model  $k-\varepsilon$  je trenutno najšire zastupljen i isproban model. Postigao je značajan uspeh u računanju raznih strujanja sa smičućim slojevima i recirkulacionim strujanjima bez potrebe posebnog podešavanja konstanti modela. Model se posebno pokazao pouzdanim u računanju strujanja gde su Reynoldsovi smičući naponi dominantni. Obzirom da je ovo čest slučaj u inženjerskoj praksi, jasno je zašto je model popularan. U nekim verzijama  $k-\varepsilon$  modela uključene su i uzgonske sile što ga čini pogodnim za izučavanje problema izloženog u disertaciji [61,62,63].

Na slici 4.3 je prikazano istraživanje strujanja koje su uradili Džons i Vajtlou u osnosimetričnom gorioniku [64]. Kako se može videti, strujno polje je dosta dobro predviđeno, mada temperaturno polje odudara u detaljima, što je posledica i problematike modeliranja sagorevanja, koje u ovoj disertaciji nije predmet izučavanja.

Ako međusobno poredimo  $k-\varepsilon$  modele - standardni i *RNG* na poznatom validacionom primeru naglog proširenja strujnog prostora *RNG* model je nešto precizniji, tako da je greška u proceni rastojanja na kojem dolazi do spajanja struja manja kod naglog proširenja strujnog prostora (slika 4.4) 12,3% prema 15,3% u odnosu na izmerene vrednosti [65]. Nešto bolji rezultati su posledica dodatnog izvornog člana u jednačini za  $\varepsilon$ . Ovaj dodatni član u jednačini za  $\varepsilon$  čini *RNG* model posebno pogodnim za strujanja sa razdvajanjem tokova [45].

Low Re  $k-\varepsilon$  modeli za razliku od ostalih  $k-\varepsilon$  modela daju odlične rezultate u graničnom sloju, jer zbog finije mreže koju zahteva nema potrebe za uvođenjem zidnih funkcija. Međutim, s druge strane ukoliko cilj istraživanja nije dobijanje samih toplotnih flukseva ili vrednosti veličine trenja uz same zidove, zbog ograničenih računarskih resursa, poželjno bi bilo koristiti neki drugi  $k-\varepsilon$  model koji se dobro ponaša pri nižim Reynoldsovim brojevima, kao što je npr. RNG  $k-\varepsilon$ .

Iako nije široko rasprostanjen kao  $k-\varepsilon$ ,  $k-\omega$  model se ponaša dobro u tranzicionim tokovima i tokovima sa nepovoljnim gradijentima pritiska. Model je numerički veoma stabilan, pogotovo verzija za niske Reynoldsove brojeve, jer brže konvergira ka rešenju od  $k-\varepsilon$  modela i njegovih varijanti za niske Reynoldsove brojeve. Takođe ne zahteva računanje rastojanja od zida, dodatnih uslova izvora i/ili damping funkcije na osnovu frikционе brzine.



Slika 3. 3 Istraživanje strujanja u osnosimetričnom gorioniku [64]





Slika 3. 4 Strujanje pri naglom proširenju strujnog prostora

Glavna slabost  $k-\omega$  modela je da je za razliku od modela  $k-\varepsilon$ , vrlo osetljiv na granični uslov slobodne struje za  $\omega$ . U zatvorenoj posudi, u inicijalnom trenutku kada  $k, \varepsilon \rightarrow 0$ , njihov količnik  $\omega$  je nedefinisan.



### 3.13 Numerička procedura

Transportne jednačine svih zavisno promenljivih se mogu predstaviti u generalizovanoj formi

$$\frac{\partial \rho \Phi}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_j \Phi)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right) + S_\Phi \quad (3.58)$$

gde je  $\Gamma_\Phi$  difuzioni koeficijent, a  $S_\Phi$  izvorni član. Oblik izraza za  $\Gamma_\Phi$  i  $S_\Phi$  zavisi od promenljive  $\Phi$ .

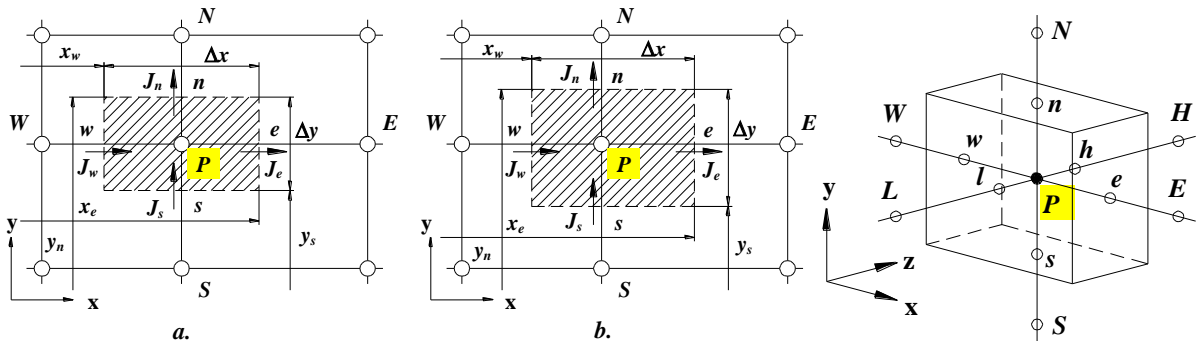
Kako se u gotovo svim modelima uzima pretpostavka nekompresibilnosti, to se jednačina kontinuiteta, količine kretanja,  $k$  i  $\varepsilon$ , mogu predstaviti pomoću pomenute opšte transportne jednačine.

### 3.14 Osnove metode konačnih zapremina

Uvođenje opšte transportne jednačine je važan korak koji značajno smanjuje računarsko vreme. Koncept generalne promenljive  $\Phi$  omogućava ekvivalentno tretiranje svih transportnih veličina, što je od velikog značaja za povećanje efikasnosti simulacija. Sledeći problem je kako istovremeno tretirati konvektivne i difuzione procese, budući da je za prve bitno definisati flukseve na stranama numeričkih ćelija, a za druge vrednosti u čvorovima. Najzad, potrebno je nekom procedurom prevesti sistem parcijalnih diferencijalnih jednačina u algebarske, koje računar može iterativnim postupcima da dovede do fizički prihvatljivog rešenja.

Tri su najčešća pristupa rešenju ovih problema: metod konačnih razlika, metod konačnih elemenata i metod konačnih zapremina. Kako je za tretiranje strujanja fluida najpogodniji metod konačnih zapremina – MKZ, to je on i primenjen u ovom radu. Osnova MKZ je podela fizičkog domena na diskretne 3D kontrolne zapremine, takozvane ćelije, nakon čega se vrši formalna integracija transportnih jednačina za svaku od njih. Na ovaj način se dobijaju vrednosti promenljivih u čvorovima ćelija, a varijacija vrednosti između čvorova se vrši linearnom ili nelinearnom aproksimacijom. Bitna osobina MKZ je globalna konvergencija za sve promenljive, bez obzira na veličinu ćelija u mreži.

Svaka ćelija ima čvornu tačku P i 6 susjednih, koje se obeležavaju kao Severna (North – N), Južna (South – S), Istočna (East – E), Zapadna (West – W), Gornja (High – H) i Donja (Low – L), što je prikazano na slici 3.5. Skalarnе promenljive, poput pritiska, se sračunavaju u čvornim tačkama, dok se vektorske promenljive, poput komponenata brzine, sračunavaju na stranicama ćelija, koje se, respektivno, označavaju sa  $(n,s,e,w,h,l)$ .



Slika 3. 5 Prikaz kontrolnih zapremina u dvodimenzionom domenu (a), (b) i trodimenzionom domenu (c)

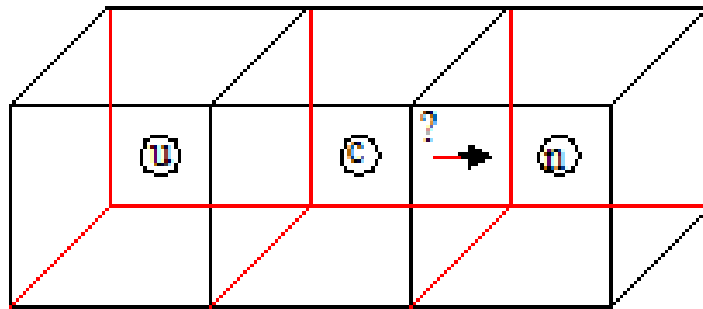
Diskretizovana generalna transportna jednačina je oblika

$$\sum_{cf} J_{cf} + \sum_{cf} D_{cf} = S_p, \quad (3.59)$$

gde je  $S_P$  izvorni član,  $J_{cf}$  konvektivni, a  $D_{cf}$  difuzioni fluks pomenjive  $\Phi$  kroz stranice ćelije sa čvornom tačkom P. Konvektivni fluks se može sračunati kao

$$J_{cf} = \Phi_{cf} C_{cf}, \quad (3.60)$$

gde je  $C_{cf}$  maseni protok kroz stranicu ćelije  $cf$ . Vrednost promenljive  $\Phi_{cf}$  se sračunava iz diskretizacione šeme. Shodno pravcu strujanja, ćelije se mogu označiti kao  $u$  (uzvodna),  $c$  (centralna) i  $n$  (nizvodna).



Slika 3. 6 Susedne ćelije

Vrednost zavisno promenljive u datoj ćeliji se može odrediti na osnovu nizvodne i jedne ili dve uzvodne vrednosti. Prvi pristup je da je vrednost zavisno promenljive na stranici jednaka aritmetičkoj sredini vrednosti u susednim čvorovima, što predstavlja pristup centralne diferentne šeme (CDS)

$$\Phi_{cf} = \frac{1}{2}(\Phi_c + \Phi_n). \quad (3.61)$$



Ova šema je pogodna za niske vrednosti Rejnoldsovih brojeva, dok u regionima visokih vrednosti Pekleovih brojeva daje nerealne vrednosti. Iz tih razloga je razvijena uzvodna diferentna šema (*UDS*). Za nju se pretpostavlja da je vrednost zavisno promenljive na stranici ćelije ista kao u uzvodnom čvoru

$$\Phi_{cf} = \Phi_u. \quad (3.62)$$

Ova šema je bezuslovno konvergentna i veoma stabilna, ali ima veliku numeričku difuzivnost kada je strujanje pod uglom u odnosu na mrežu. Iz tih razloga se najčešće koristi hibridna diferentna šema *HDS*, koja uzima dobre osobine *CDS* i *UDS*, u odnosu na vrednost Pekleovog broja u datoj ćeliji, odnosno

$$\Phi_{cf} = \frac{1}{2}(\Phi_c + \Phi_n), Pe < 2, \quad (3.63)$$

$$\Phi_{cf} = \Phi_u, Pe > 2, \quad (3.64)$$

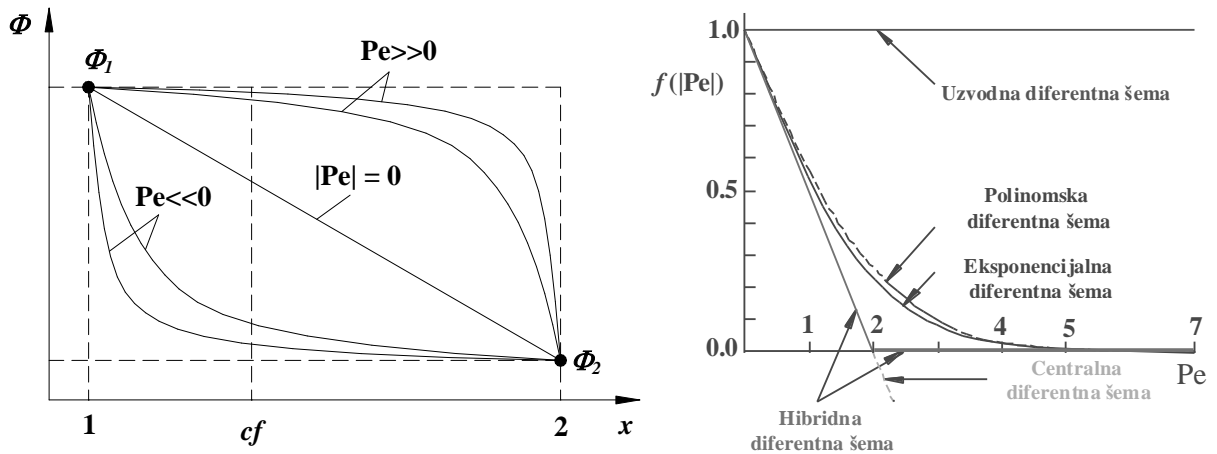
$$Pe = \frac{\rho A_{cf} |U_{cf}|}{D_{cf}}, \quad (3.65)$$

gde je  $A_{cf}$  površina stranice ćelije,  $D_{cf}$  koeficijent fizičke difuzije. Za  $Pe > 2$ , *CDS* postaje nestabilna, pa *HDS* prelazi na *UDS*, i ignoriše fizičku difuziju. Na ovaj način se optimalno koriste sve dobre strane obe šeme.

Razvijene su različite šeme viših redova uvođenjem novih dodatnih izraza višeg reda u izvorni član. Vrednosti  $\Phi_{cf}$  se najzad mogu izraziti u odnosu na vrednosti zavisno promenljive u čvorovima susednih ćelija kao

$$\Phi_{cf} = f(\Phi_{cf}) \quad (3.66)$$

gde  $\Phi_{Nb}$  predstavlja vrednosti  $\Phi$  u čvorovima susjednih ćelija. Konačna forma diskretizovane transportne jednačine je oblika



Slika 3. 7 Poređenje diferentnih šema u odnosu na Pekleov broj

$$a_P \Phi_P = \sum_{Nb} a_{Nb} \Phi_{Nb} + B_P, \quad (3.67)$$

gde su  $a_P$  i  $a_{Nb}$  koeficijenti dobijeni iz HDS,  $\Phi_P$  predstavlja srednju vrednost  $\Phi$  u čvoru ćelije, dok se sumiranje vrši nad susjednim čvorovima  $Nb$ . Koeficijent popravke  $B_P$  je oblika

$$B_P = C_l \Phi_l^* - C_h \Phi_h^* + C_s \Phi_s^* - C_n \Phi_n^* + C_w \Phi_w^* - C_e \Phi_e^* \quad (3.68)$$

Diskretizacione šeme se mogu jednoznačno predstaviti pomoću formulacije limitiranih flukseva, koja je za limitirajuću funkciju  $\beta(r)$  data u obliku



$$\begin{aligned}\Phi_{cf} &= \Phi_c + \frac{1}{2}\beta(r)(\Phi_c - \Phi_u) \\ r &= \frac{(\Phi_n - \Phi_c)}{(\Phi_c - \Phi_u)}\end{aligned}\tag{3.69}$$

Generalizacija ovog tipa je razvijena za tretiranje neuniformnih mreža. Iz jednačine 3.52 je jasno da  $\beta(r) = 0$  daje UDS, a da  $\beta(r) = r$  daje CDS. Na sličan način se tretiraju i šeme višeg reda.

### 3.15 Struktura korišćenog programskog paketa

Za simulacije je korišćen programski paket *PHOENICS*, što predstavlja akronim za *Parabolic Hyperbolic Or Elliptic Numerical Integration Code Series*. Zasnovan je na MKZ diskretizaciji transportnih jednačina i prvi je softver ovog tipa. Tvorac je prof. Brajan Spolding, *Imperial College in London*, rodonačelnik CFD tehnologija, i u komercijalnoj upotrebi je još od 1980. Danas razvoj vrši multidisciplinarni tim istraživača.

Sva komunikacija se vrši preko *QI* fajla. Struktura samog *PHOENICS*-a je sastavljena iz 3 dela:

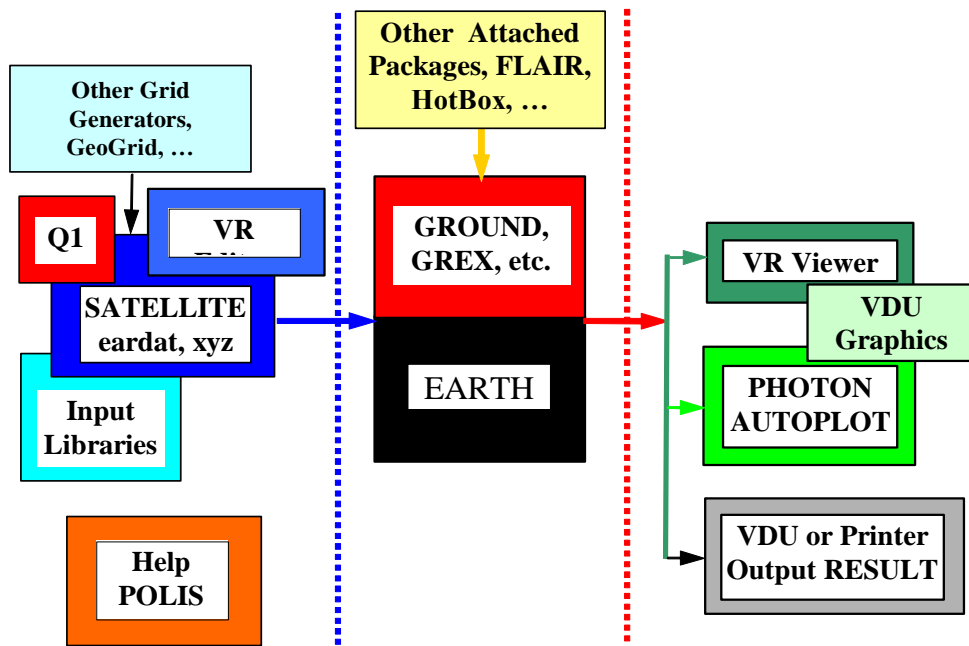
- predprocesorskog,
- procesorskog i
- postprocesorskog.

Predprocesor se naziva *SATELITE/VR - editor*. On prihvata sve instrukcije iz *QI* fajla napisane u *PIL (PHOENICS Input Language)* i pretvara ih u *ASCII* fajl pod imenom *EARDAT*, koji se prosleđuje procesorskom delu odnosno *solveru EARTH*.

Procesor *EARTH*, sa svojom stanicom *GROUND* sadrži glavne funkcije koje omogućavaju simulacije strujanja. Pozivanjem *GROUND* fajlova u *EARTH*, moguće je uticati na tok rešavanja, što *PHOENICS* čini poluotvorenim kodom, za razliku od ostalih kodova gde se na rad procesorskog dela ne može uticati. Procesor *EARTH* produkuje dva fajla:

- *RESULT* fajl, koji se može čitati kao tekstualni fajl i
- binarni *PHI* fajl, koji se može čitati u grafičkom postprocesoru.

Postprocesorski deo je *PHOTON/VR-Viewer*. U njemu se mogu videti detalji geometrije i mreže, vektorski prikazi, konture, kombinacije istih, različite animacije itd. Struktura softverskog paketa *PHOENICS* je prikazana na slici 3.8.



Slika 3. 8 Struktura softverskog paketa PHOENICS

### 3.16 Odabir modela

Kao što se može videti iz do sada izloženog, postoji dosta numeričkih modela, šema i načina na koji se može generisati mreža. Od toga koji model ili procedura će se izabrati, kao i na koji će se način koristiti zavise i konačni rezultati. Kako bi se osigurao kvalitet simulacije izvršena je analiza postojećih modela i diskretizacionih šema u nekoliko koraka:

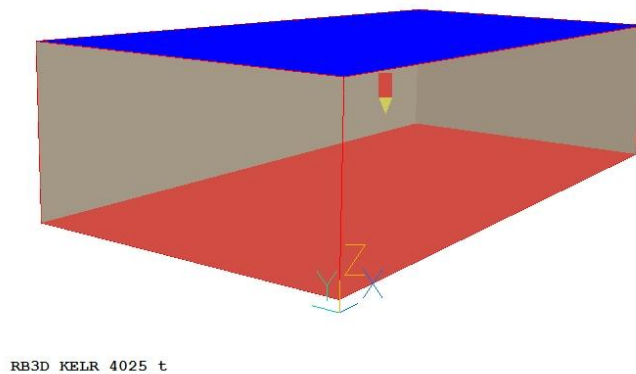
- izbor finoće mreže,
- izbor modela (*RNG  $k-\varepsilon$* , *Low Re  $k-\varepsilon$* , *Wilcox  $k-\omega$* ),
- izbor vremenskog koraka.

Za poređenje i validaciju su korišćeni rezultati dobijeni merenjem.



### 3.16.1 Izbor diskretizacije šeme

Kako bi se pristupilo odabiru diskretizacije šeme, za analizu je korišćen  $k-\varepsilon$  model kao najzastupljeniji. Komora, čiji je 3D model prikazan na narednoj slici 3.9. je dimenzija 125x250x500mm, shodno veličini prave komore. Obzirom da je komora bočno izolovana, u numeričkoj postavci je pretpostavljeno da su bočni zidovi adijabatski izolovani, dok je za gornju i donju stranicu pretpostavljeno da je na konstantnoj temperaturi u skladu sa realnim izmerenim vrednostima, dok je prenos toplote modeliran logaritamskom zidnom funkcijom.



Slika 3. 9 Izometrijski prikaz 3D modela

### 3.16.2 Izbor modela

Pri izboru modela razmatrani su *Low Re*  $k-\varepsilon$ , *RNG*  $k-\varepsilon$ ,  $k-\omega$  model koji su ugrađeni u softverski paket [45]. Uz pravilno podešavanje svi modeli su dali dobre rezultate, međutim obzirom da *RNG*  $k-\varepsilon$  model ne traži finu mrežu kao *Low Re*  $k-\varepsilon$ , te je stoga i brži, usvojen je za korišćenje. Sumarni prikaz svih jednačina dat je u tabeli 3.6.



Tabela 3. 6 Sumarni prikaz matematičkog modela RNG  $k - \varepsilon$

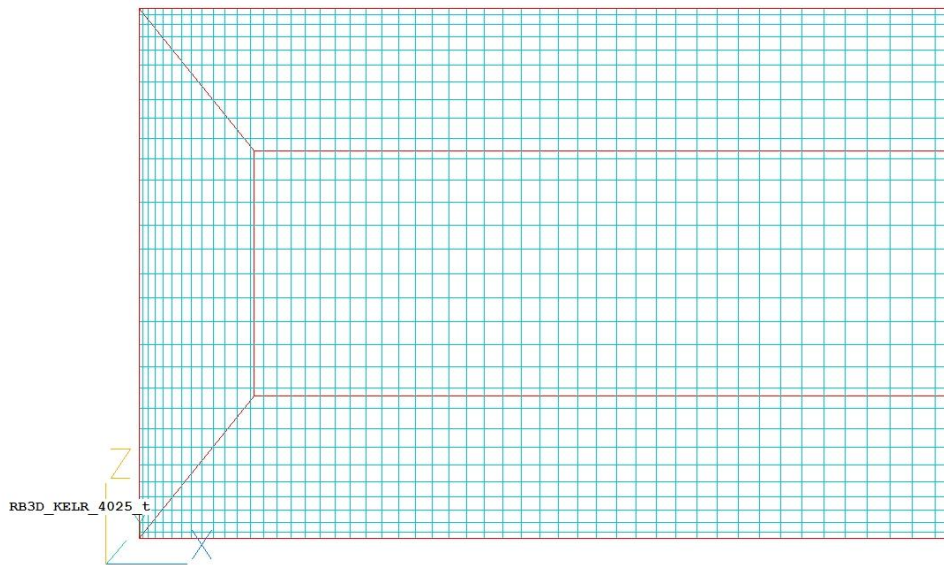
Transportna jednačina	$\Phi$	$\Gamma_\Phi$	$S_\Phi$
Kontinuiteta	1	0	0
Količine kretanja	$u_i$	$\nu$	$-\frac{\partial p}{\partial x_j} - \frac{\partial(\rho \overline{u_i u_j})}{\partial x_i}$
Energije	$h$	$\lambda$	0
Kinet. energija turbul.	$k$	$\nu_t/\sigma_k$	$\rho(G - \varepsilon)$
Disipacija kin. en. turb.	$\varepsilon$	$\nu_t/\sigma_\varepsilon$	$\rho \frac{\varepsilon}{k} (C_{1\varepsilon}G - C_{2\varepsilon}^*)$
$G = \nu_t (\partial_k u_i + \partial_i u_k) \partial_k u_i$		$\nu_t = C_\mu k^2 \varepsilon$	$C_{\varepsilon 2}^* = C_{\varepsilon 2} + \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \eta / \eta_0)}{1 + \beta \eta^3}$
$(\sigma_k, \sigma_\varepsilon, C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}, C_\mu, \eta_0, \beta) = (0.7194, 0.7194, 1.42, 1.68, 0.0845, 4.38, 0.012)$			

### 3.16.3 Izbor mreže

U slučaju izbora mreže, vodilo se računa o sledećim parametrima: računarski resursi, veličina  $y^+$ . Generalno, mreža je profinjena ka zidovima tako da je u skladu sa zahtevima zidnih funkcija  $y^+ < 30$ . U skladu sa odnosima između Grashofovog i Rejnoldsovog broja, mogu se približno odrediti ove vrednosti, koje iznose 8,5 mm i 24,6 mm u slučaju vazduha, odnosno 0,01 mm i 0,03 mm za slučaj vode. Imajući sve ovo u vidu, izabrana je kartezijanska mreža sa  $100 \times 50 \times 25$  ćelija u x, y i z pravcu, respektivno.

### 3.16.4 Izbor vremenskog koraka

Vremenski korak je određen u skladu sa referentnom brzinom i dužinom, tako da se pri strujanju naviše u slučaju Rejli-Benarove konvekcije dobije minimum 5 vremenskih koraka.



Slika 3. 10 Generisana mreža u blizini zidova

### 3.17.1 Rezultati numeričkih simulacija za RBC

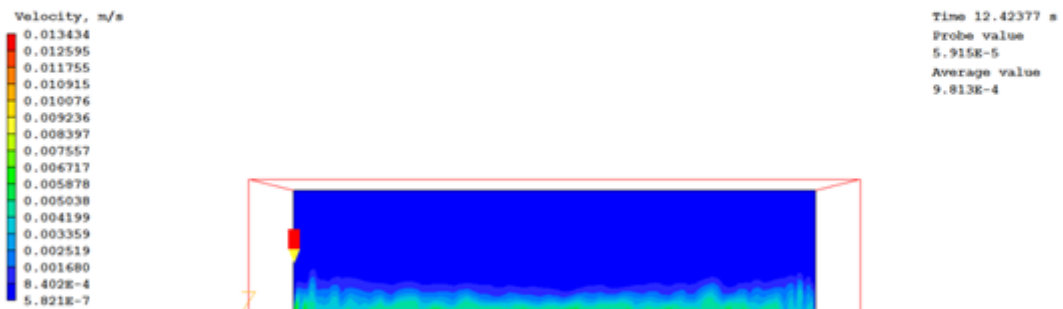
Na slikama 3.11 i 3.12 su dati rezultati RBC za alkohol, koji je dovoljno reprezentativan, budući da je oblik polja i kod ostalih fluida veoma sličan, dok je na slici 3.13 prikazana konvergencija za ovaj slučaj. Sa slika se može videti, da se već u samom početku počinju se formirati vrtlozi uz same zidove posude. Daljim zagrevanjem fluida, posle ~15 sekundi se jasno formiraju perjanice sa tipičnim brzinama reda veličine ~0,01 m/s. Posle dolaska u kontakt sa gornjom površinom, dolazi do mešanja fluida u posudi i do stvaranja kvaziponavljajućih konvektivnih struktura RBC.



RB3D\_KERING\_AL\_4025

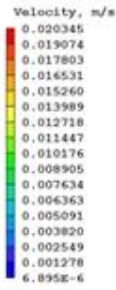


RB3D\_KERING\_AL\_4025

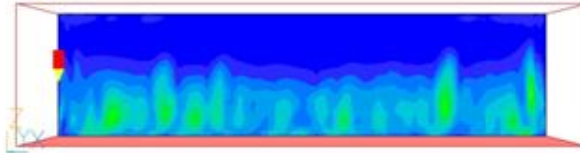


RB3D\_KERING\_AL\_4025

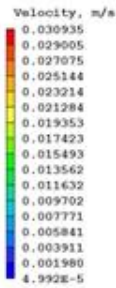
Slika 3. 11 Formiranje struktura RBC u prvim vremenskim koracima – konvektivne strukture



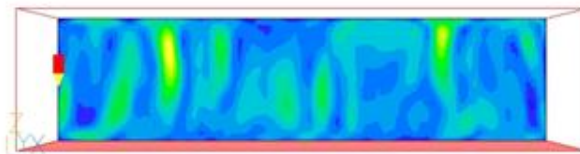
Time 18.11215 s  
Probe value  
0.001230  
Average value  
0.002883



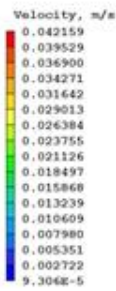
RH3D\_KERNG\_AL\_4025



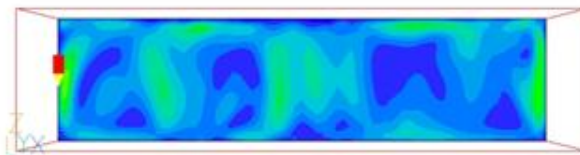
Time 26.16092 s  
Probe value  
0.002941  
Average value  
0.007394



RH3D\_KERNG\_AL\_4025

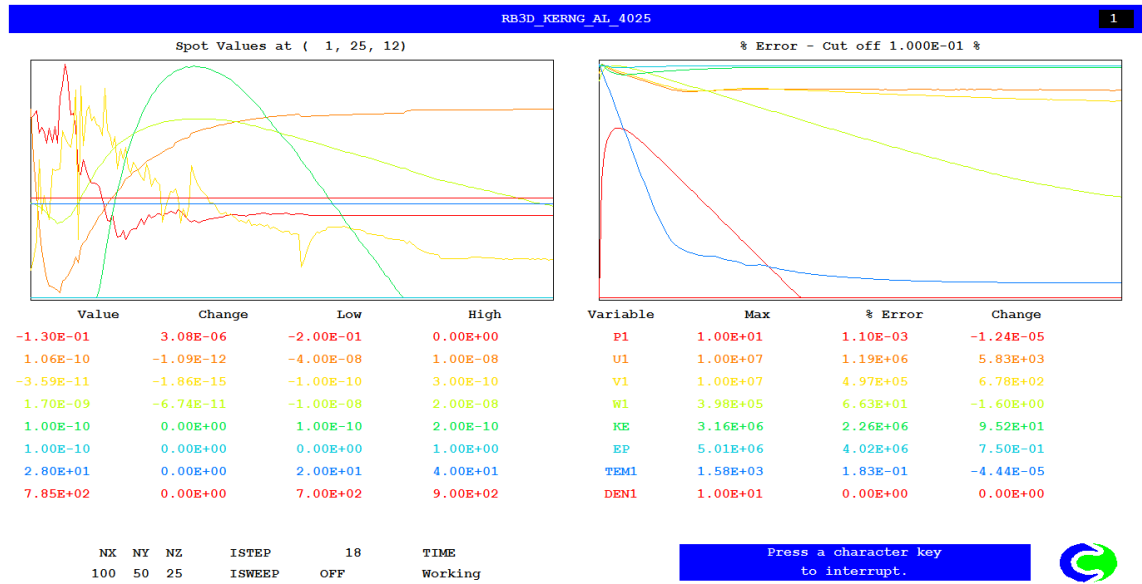


Time 71.72866 s  
Probe value  
0.006820  
Average value  
0.008955



RH3D\_KERNG\_AL\_4025\_t

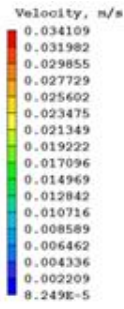
Slika 3. 12 Formiranje struktura RBC po celom domenu integracije – konvektivne strukture



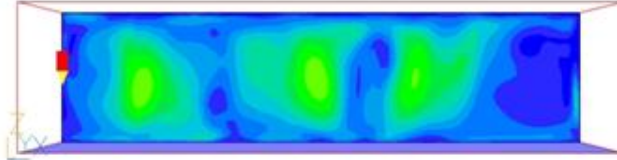
Slika 3. 13 Tipična konvergencija za slučaj alkohola pri RBC

### 3.17.2 Rezultati numeričkih simulacija za RRBC

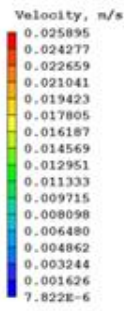
Na slikama 3.14 i 3.15 su dati tipični rezultati RRBC za tečnosti, dok je na slici 3.16 prikazana tipična konvergencija. Za razliku od RBC u ovom slučaju ne postoje uzgonske sile, odnosno fluid ostaje slično Koanda efektu "zalepljen" za topliju gornju površinu. U toku vremena dolazi do "progrevanja" fluida, njegova specifična zapremina raste i vrši pritisak na donji sloj fluida i izaziva na taj način kretanje, potpomognuto trenjem o bočne zidove, koji stvaraju tangencijalne napone u fluidima. Kako se fluid zagreva, njegova tipična brzina sa  $\sim 0,02\text{m/s}$  opada na  $\sim 0,001\text{m/s}$ .



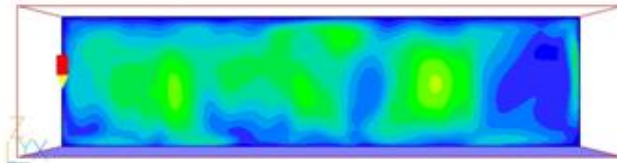
Time 1.897367 s  
Probe value  
0.001720  
Average value  
0.008220



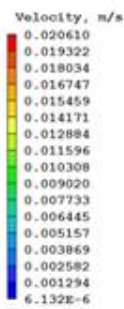
RRB3D\_KERONG\_AL\_4025



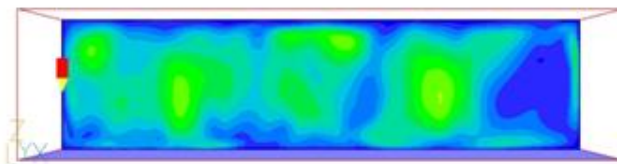
Time 9.859007 s  
Probe value  
3.857E-4  
Average value  
0.007160



RRB3D\_KERONG\_AL\_4025

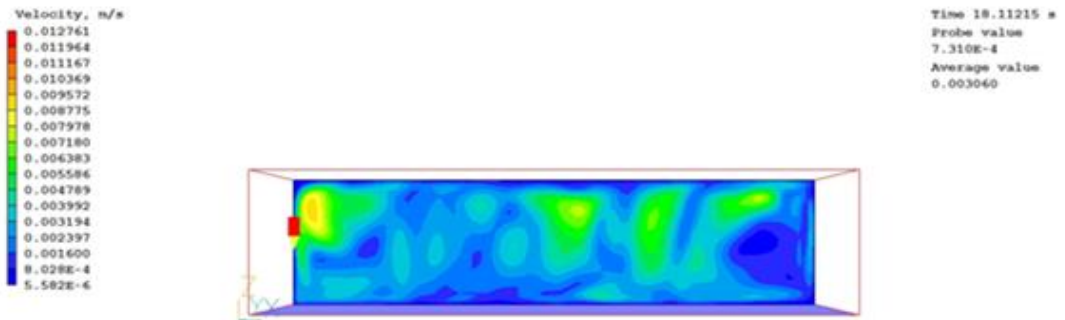


Time 12.42377 s  
Probe value  
7.367E-4  
Average value  
0.005785

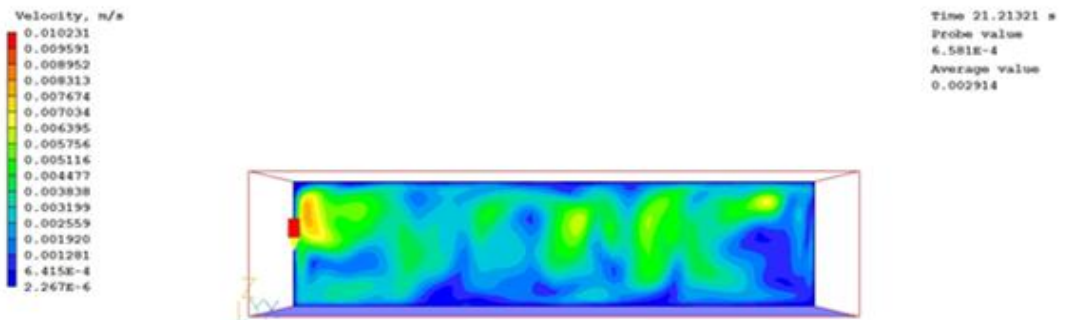


RRB3D\_KERONG\_AL\_4025

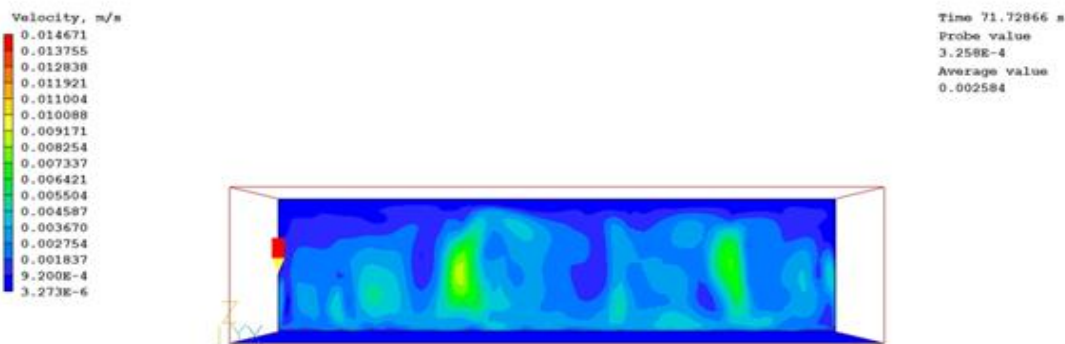
Slika 3. 14 Formiranje struktura RRBC u prvim vremenskim koracima – konvektivne strukture



RUN3D\_KERONG\_AL\_4025



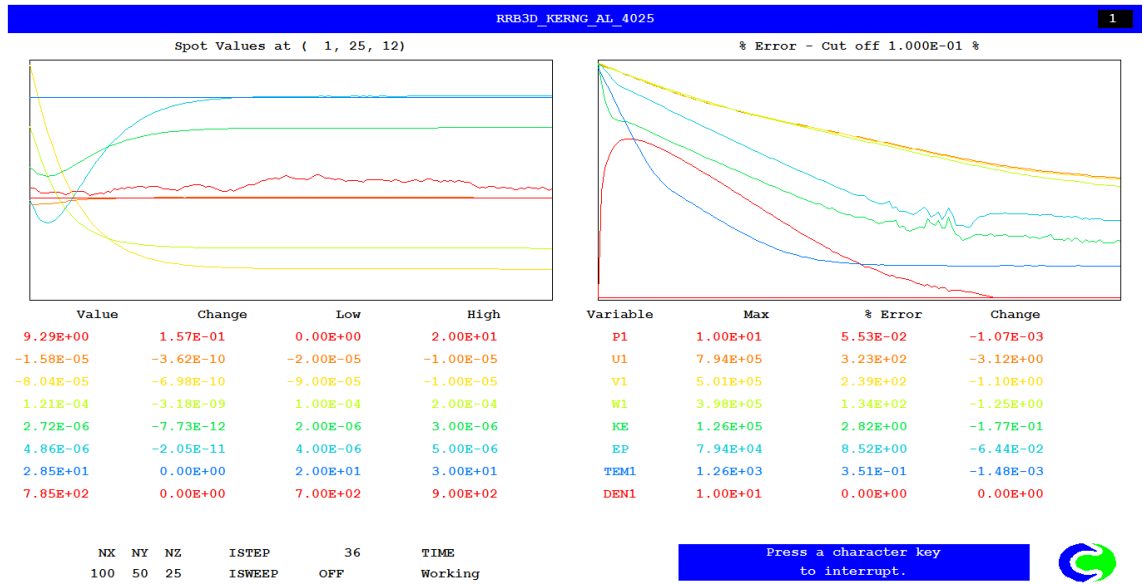
RUN3D\_KERONG\_AL\_4025



RUN3D\_KERONG\_AL\_4025

Slika 3. 15 Formiranje struktura RRBC po celom domenu integracije – konvektivne strukture

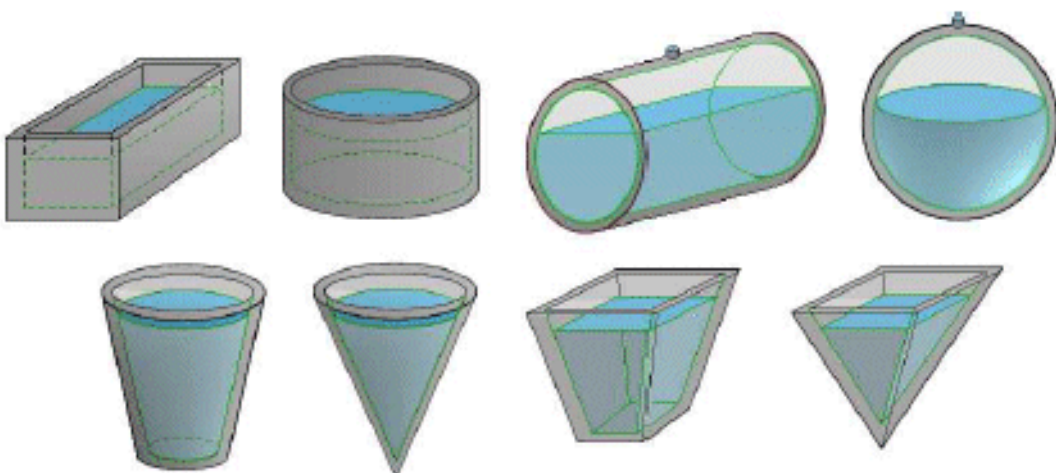




Slika 3. 16 Tipična konvergencija za slučaj alkohola pri RRBC

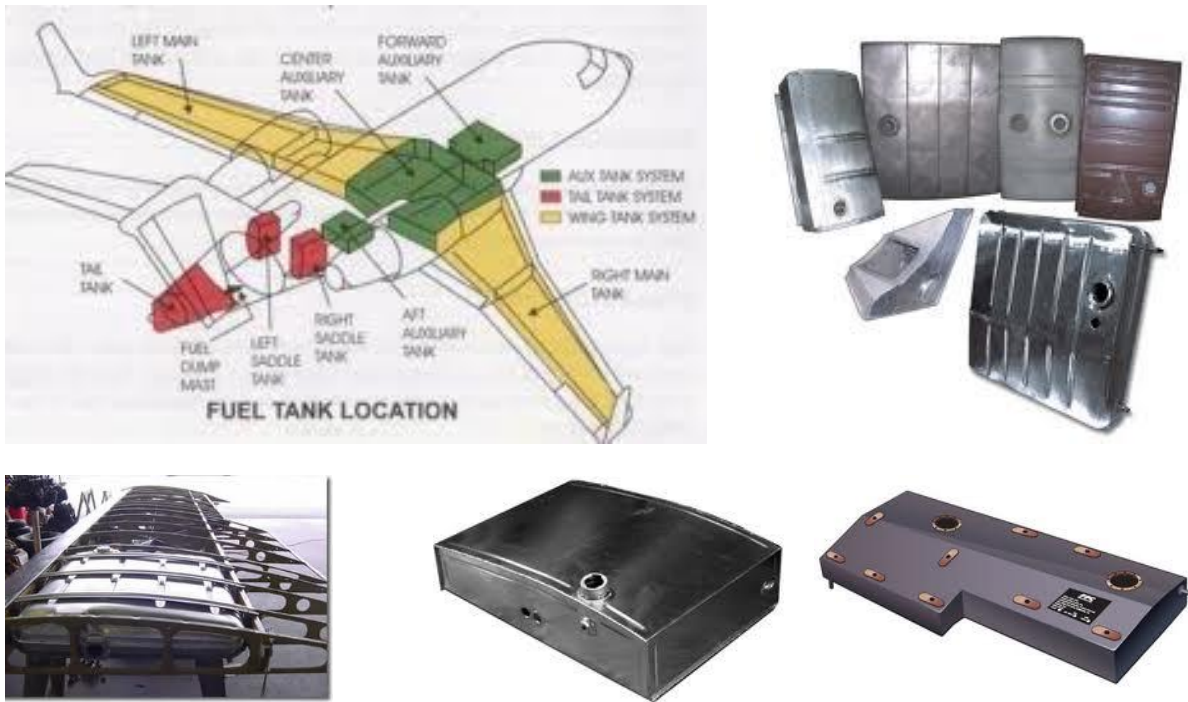
## 4. EKSPERIMENTALNO ISTRAŽIVANJE

Osnovni cilj istraživanja u datoj doktorskoj disertaciji je određivanje realnih parametara strujanja u realnim rezervoarima izloženim spoljnim uticajima. Kako je gradijent temperature glavni uzrok datog strujanja, temperature su uzimane u realnom opsegu temperatura koje se javljaju na lokaciji gde je bio izvršen eksperiment, tj. u laboratorijskom prostoru Mašinskog fakulteta u Nišu. Izvor temperaturnog gradijenta je insolacija, i, kako je jasno da je intenzitet konvekcije, odnosno brzina koje se javljaju, u direktnoj srazmeri sa navedenom razlikom temperatura, biće uzete u razmatranje najveće temperaturne razlike koje se na odgovarajućim površinama javljaju.



Slika 4. 1 Vrste rezervoara

U praksi se javljaju tri vrste rezervoara – sferični, cilindrični i prizmatični. Prva dva tipa su uglavnom skladišni rezervoari velikih zapremina, a samim tim i stacionarni. Kako je većina rezervoara koja se u pokretnim sistemima javlja približno paralelopipednog oblika (kod vozila, u krilima i trupu aviona...), to će se ovo istraživanje usredsrediti na dati tip.

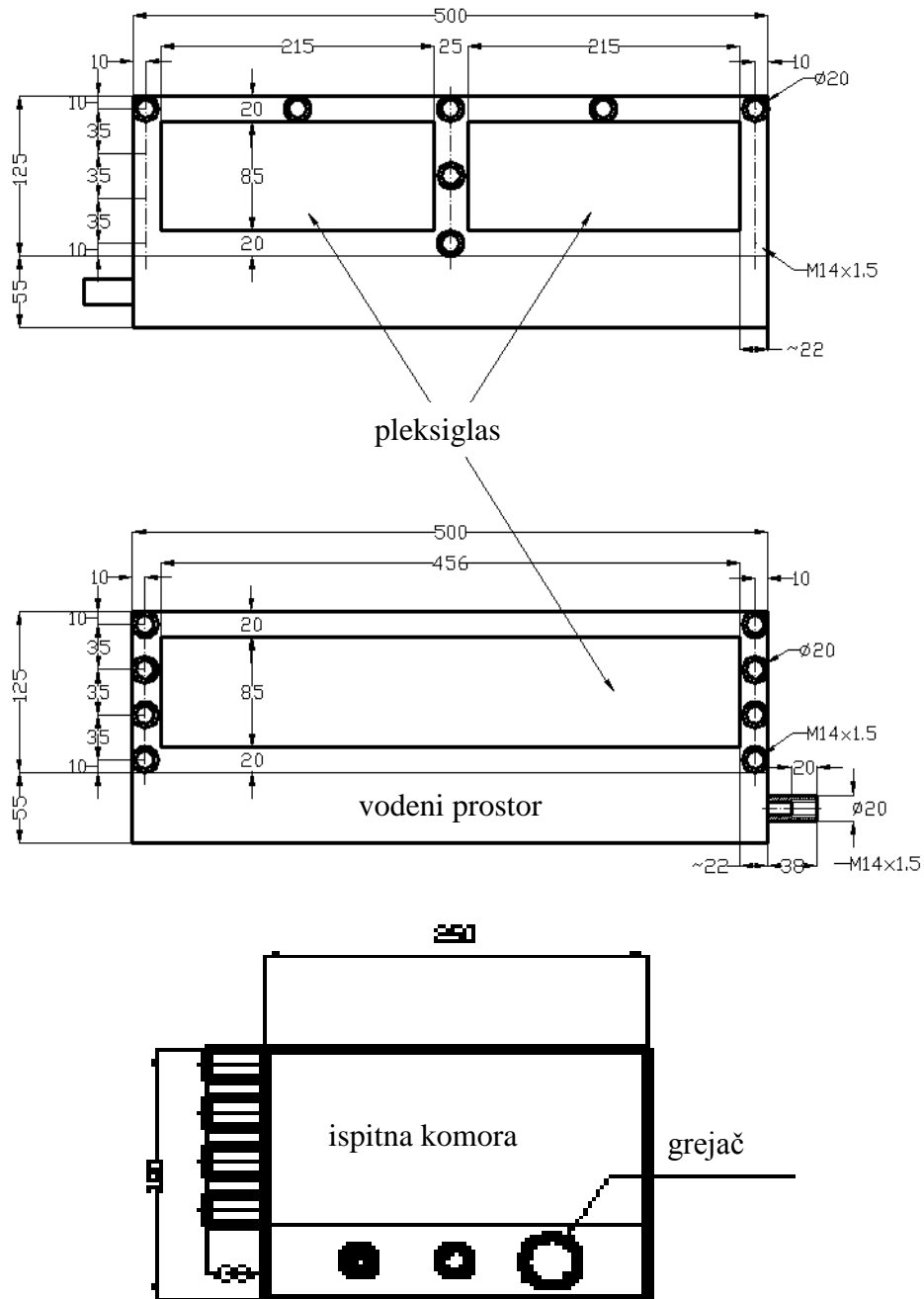


Slika 4. 2 Primeri paralelopipednih rezervoara

Kako je poznato da su intenziteti brzina koji se prilikom ovakve konvekcije javljaju prilično niski, istraživanje je bazirano na numeričkom eksperimentu. U cilju validacije numeričkog eksperimenta je sastavljena eksperimentalna instalacija sa odnosom dimenzija  $V \times \check{S} \times D$  od  $1 \times 2 \times 4$  ( $500 \times 250 \times 125$ mm, u x, y i z pravcu, respektivno) [19]. U eksperimentu je vršeno merenje profila temperature u više preseka, kako vertikalnih, tako i horizontalnih.

Kako postoji više vrsta hidrauličkih fluida koji se u rezervoarima mogu naći, realni, kao i numerički eksperiment su izvršeni sa pet različitih radnih fluida – vodom, dizel gorivom, motornim uljem, alkoholom i vazduhom (slučaj "praznog" rezervoara). Može se, sa dovoljnom tačnošću, uzeti da izabrani fluidi verno reprezentuju većinu fluida koji se mogu naći u rezervoarima.

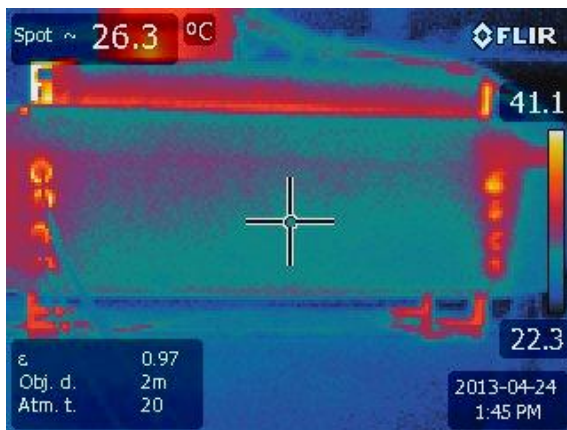
Kako uticaji Rejli-Benarove konvekcije nisu ekstenzivno istraženi u dostupnoj literaturi za realne rezervoare, to je cilj ovog istraživanja da pokaže realne termo-strujne procese na primeru pomenutog paralelopipednog rezervoara. Bolje poznavanje ovih procesa može povećati sigurnost i pouzdanost celih sistema čiji su oni sastavni deo, što je od izvanrednog značaja, posebno u slučaju rezervoara u raznim hidrauličkim sistemima kod vazduhoplova.



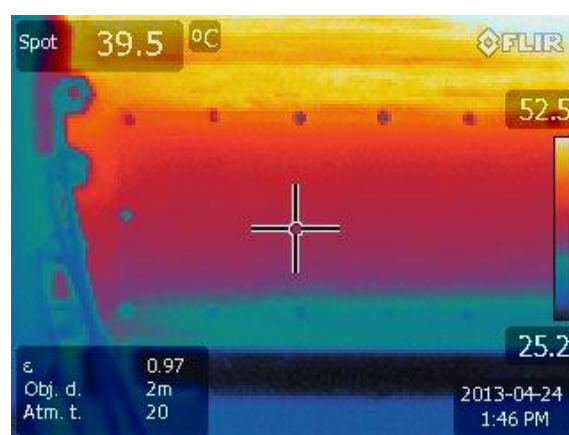
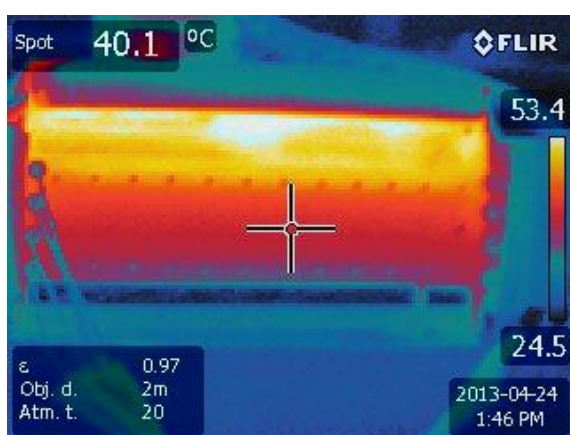
Slika 4. 3 Šema eksperimentalne instalacije

U cilju potvrđivanja rezultata numeričkog eksperimenta, u prostorijama Laboratorije za termotehniku, termoenergetiku i procesnu tehniku je formirana eksperimentalna instalacija u kojoj je merena temperatura u 16 tačaka na komori, u više preseka, kako vertikalnih, tako i horizontalnih, pomoću posebne konstrukcije PT100 temperaturnih senzora koja je omogućila zaptivanje komore na datim pozicijama. Komora je izolovana na bokovima pomoću izolacije od sundera i stiropora. Dodatna provera rezultata je izvršena snimanjem termo kamerom.

Kako se može uočiti na šemi sa slike 4.3, pored komore postoji vodeni prostor, visine 50mm, u kome se nalazi grejač, kojim se preko promenljivog otpornika (varijak) može precizno dovoditi toplota vodi. U ovoj komori postoji i mešač, koji služi za ujednačavanje temperature vode, a time i tople ploče, a nalazi se sa suprotne strane od grejača. Na komori se mogu uočiti nožice koje omogućavaju njeno okretanje, što omogućava da topla ploča može biti i sa gornje i sa donje strane komore. Spoljni uticaji se simuliraju zagrevanjem gornje ploče (insolacija). Na narednoj slici se mogu videti polja temperature na odgovarajućim slojevima izolacije, dobijene termo kamerom Flir E30.







Slika 4. 4 Prikaz provere temperatskog polja termo kamerom pri postepenom uklanjanju izolacije za slučaj vazduha kao radnog medijuma

#### 4.1 Merni sistem

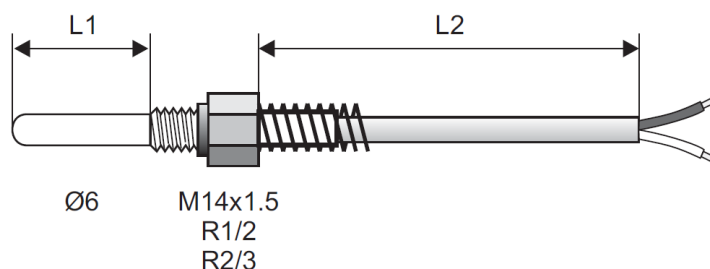
Merni sistem je razvijen u saradnji sa firmom Nigos iz Niša [65]. On se sastoji od dva osmokanalna logera za prikupljanje podataka o temperaturama u odgovarajućim tačkama komore (slika 4.3). Ovim pristupom se mogu dobiti profili temperature u tri vertikalne ravni, sa obe strane komore, ne bi li se utvrdila odstupanja temperature sa “prednje” (osunčane) i “zadnje” strane komore. Radi utvrđivanja ravnomernosti raspodele temperature tople ploče, u neposrednoj blizini je postavljeno 5 temperaturnih senzora sa jedne i 2 sa druge strane.

#### 4.1.1 Uređaj za merenje temperature



Slika 4. 5 VT-08 je mikroprocesorski uređaj koji meri i prikazuje trenutne vrednosti temperature sa 8 mernih mesta

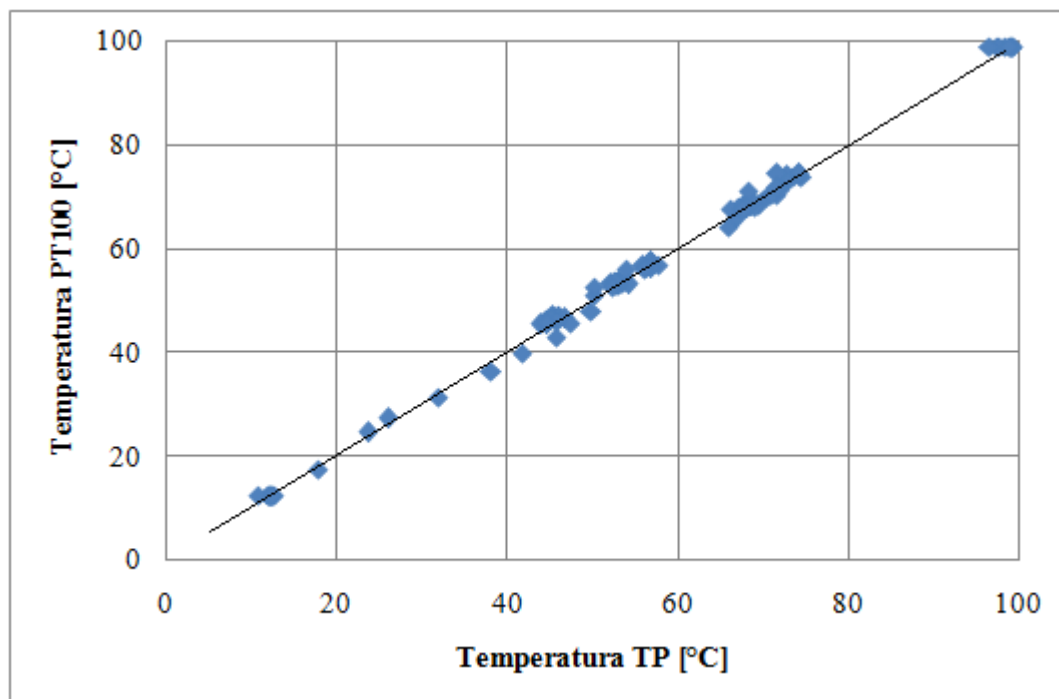
## TS-05



<b>Opšte karakteristike</b>	
Tip	Sonda sa navojem za posude pod pritiskom
Dužina cevi L1	80mm ili po zahtevu
Prečnik cevi	Ø6mm ili po zahtevu
Dužina kabla L2	1.5m ili po zahtevu
Priključak sonde	M 14 x 1.5; R 1/2; R 2/3
Tip senzora	Pt100 do 400°C; Pt1000 do 400°C; KTY10 do 100°C; Fe-Ko (J) do 400°C; NiCr-NiAl (K) do 600°C
Materijal	Neoksidirajući čelik 4580

Slika 4. 6 Konstrukcija i parametri temperature sonde TS-05 sa PT100 senzorom temperature

Za merenje i akviziciju temperature je korišćen sistem sa 2 osmokanalna logera VT08 (slika 4.5) i 16 PT100 sonde konstrukcije tipa TS05, tačnosti 0.1°C, koje omogućavaju potrebno zaptivanje komore (slika 4.6). Baždarenje PT100 sonde pomoću referentnog termopara (TP) je prikazano na narednoj slici.



Slika 4. 7 Baždarenje PT100 sonde

Mikroprocesorski loger VT08, pored merenja temperature vrši i upoređivanje izmerenih vrednosti sa zadatim graničnim vrednostima. Ukoliko na nekom mernom mestu izmerena vrednost prekorači dozvoljene granice, aktivira se jedan od relejnih izlaza koji se koriste kao alarmni. Vrednosti dozvoljenih granica su široko podesive. Postoji mogućnost podešavanja temperaturnog ofseta za svaki ulaz. Na gornjem displeju se prikazuje izmerena trenutna vrednost temperature mernih mesta, a na donjem se prikazuje broj mernog mesta.

Promena prikaza može biti automatska ili ručna. Kod automatske promene na displeju se na određeno vreme smenjuju merna mesta za koja se prikazuju izmerene vrednosti temperature. U slučaju ručne promene, može se podesiti stalni prikaz željenog mernog mesta.



<b>Opšte karakteristike</b>		
Napajanje	90 ÷ 250 Vac; 40 ÷ 400Hz; 4VA max	
Broj ulaza	8	
Broj izlaza	3	
Displej	Dvostruki, 4-cifarski x 7 segmenata LED, 13mm, crveni	
Signalizacija rada izlaza	3 x LED dioda, 3mm, crvena (OUT1, OUT2, OUT3)	
Radni uslovi	T: 0 ÷ 50°C; RH: 5 ÷ 90%	
Skladištenje	T: -40 ÷ 85°C; RH: 5 ÷ 90%	
Dimenzije / otvor za ugradnju (ŠxVxD) / (ŠxV)	DIN 1/4: 96 x 96 x 145 / 91 x 91 (mm)	
Težina	550g	

<b>Ulaz</b>		
Termopar	Tip	J, K,L, R, S, B Termoparovi moraju biti galvanski izolovani
Otporni senzor	Tip	Pt100, 2-žični; KTY10, 2-žični
Linearni ulaz	Strujni signal	0 ÷ 20mA
	Naponski signal	0 ÷ 1V
Merenje	Ukupna greška merenja	< 0.5% ± 1 digit
	Ulazni filter	1 ÷ 128
	Brzina merenja	8 ulaza / sec

<b>Izlazi</b>		
Relejni	Karakteristike	2-pinski (SPST); 8A/250Vac, trajno 3A za otporna opterećenja
	Primena	Alarm

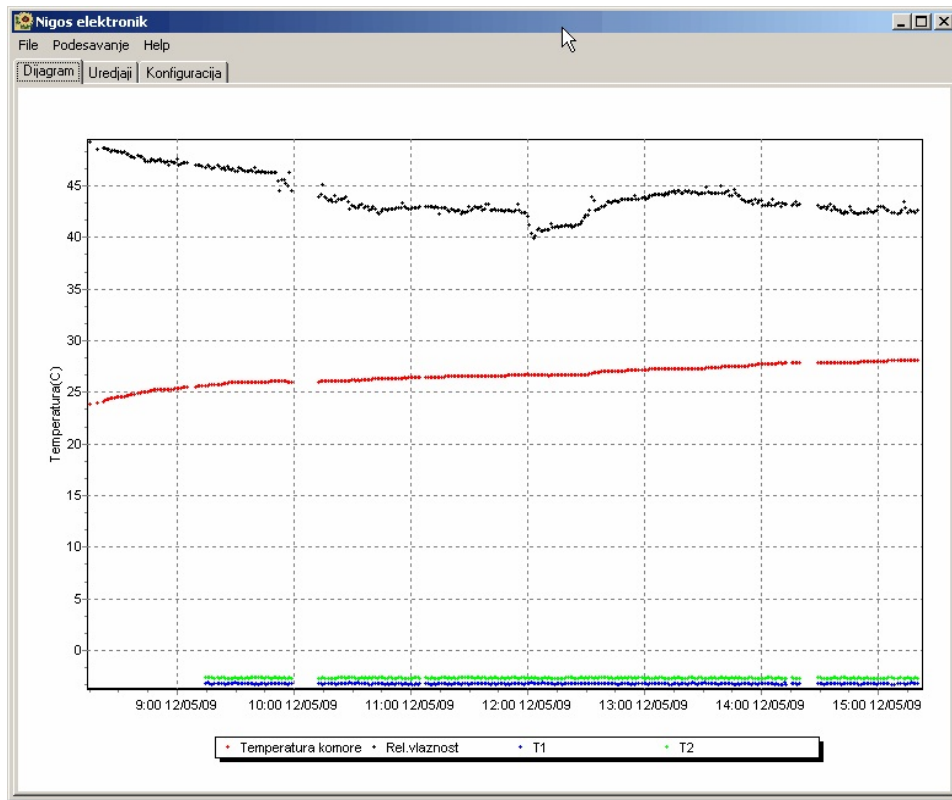
  

<b>Komunikacija</b>		
Digitalna	Komunikacioni standard	EIA 485
	Protokol	EI - BISYNC

Slika 4. 8 Parametri logera VT08

## 4.2 Sistem za prikupljanje i obradu podataka – NIGOS Menadžer akvizicioni softver

NIGOS Manager je PC aplikacija koja omogućava praćenje i upravljanje radom svih merno regulacionih uređaja koji imaju ugrađen komunikacioni interfejs [65]. Aplikacija omogućava komunikaciju sa uređajima preko serijskog ili USB porta i odgovarajućeg adaptera. Moguć je rad i u LAN mreži uz korišćenje komunikacionog servera na udaljenim računarima.



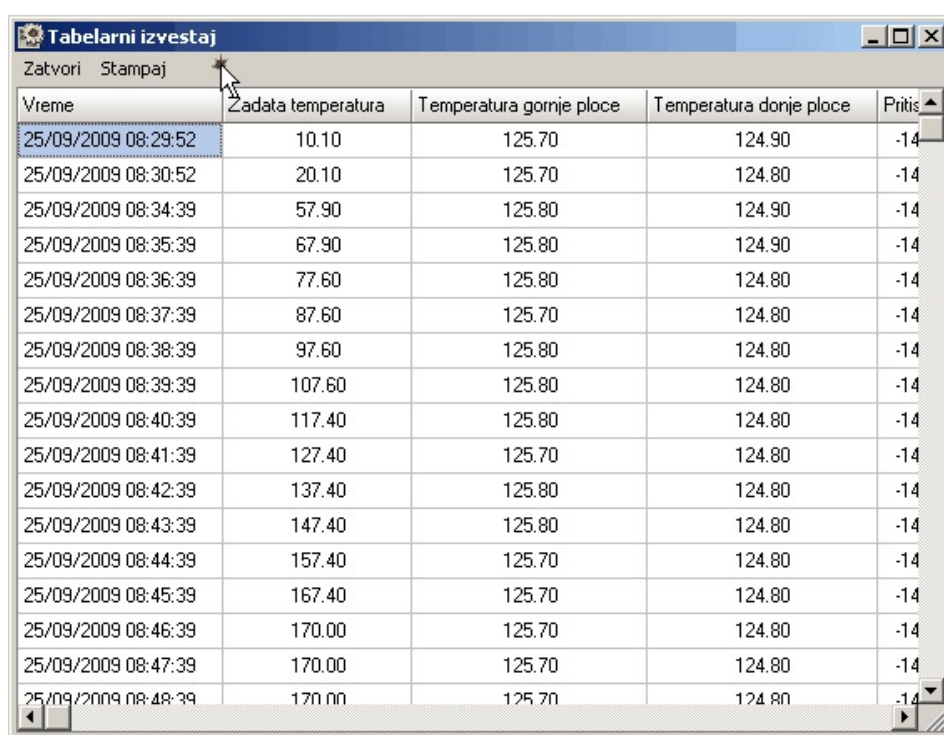
Slika 4. 9 Primer dijagrama koji se može dobiti u softveru NIGOS menadžer



Slika 4. 10 Primer prikaza na računaru koji se može dobiti u softveru NIGOS menadžer

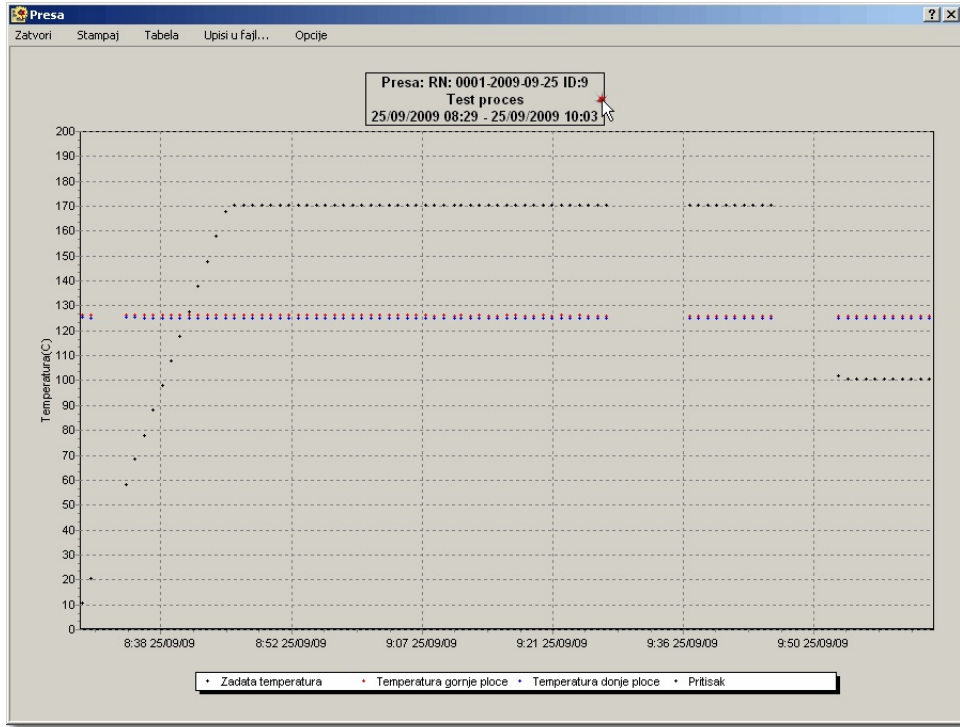


Korisnik sa administratorskim pravom pristupa definiše mrežu uređaja sa kojima aplikacija komunicira. On ima mogućnost da izabere parametre uređaja koje prati (generiše se dijagram sa trenutnim vrednostima) i arhivira u bazi podataka. Na osnovu prikupljenih podataka, kasnije se mogu generisati izveštaji u grafičkom ili tabelarnom obliku (slika 4.11), ili se podaci mogu eksportovati u fajl za obradu u drugim aplikacijama za tabelarne proračune kao što je Excel, Calc i sl.

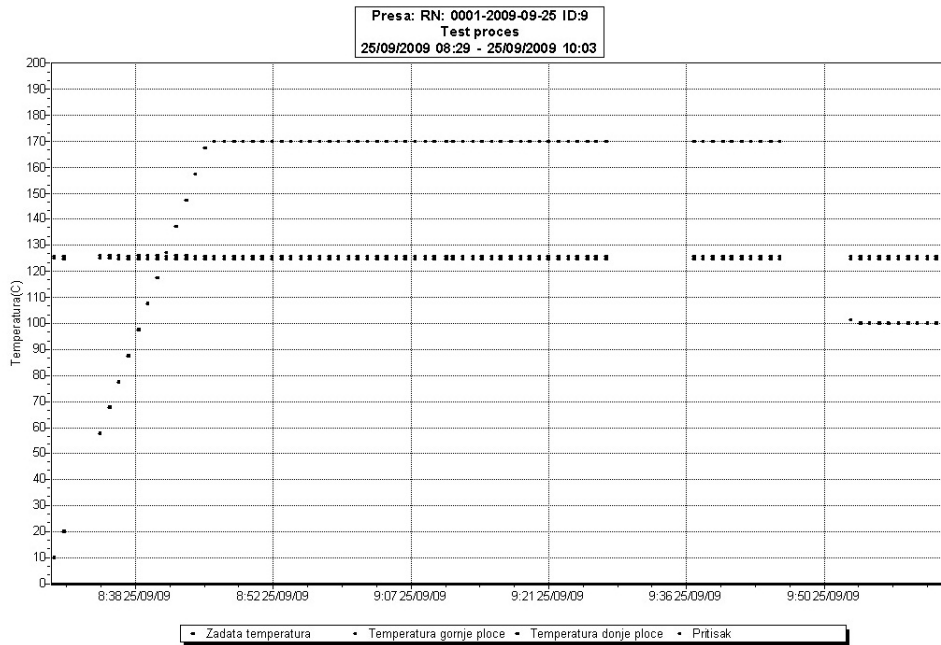


Vreme	Zadata temperatura	Temperatura gornje ploče	Temperatura donje ploče	Pritis
25/09/2009 08:29:52	10.10	125.70	124.90	-14
25/09/2009 08:30:52	20.10	125.70	124.80	-14
25/09/2009 08:34:39	57.90	125.80	124.90	-14
25/09/2009 08:35:39	67.90	125.80	124.90	-14
25/09/2009 08:36:39	77.60	125.80	124.80	-14
25/09/2009 08:37:39	87.60	125.70	124.80	-14
25/09/2009 08:38:39	97.60	125.80	124.80	-14
25/09/2009 08:39:39	107.60	125.80	124.80	-14
25/09/2009 08:40:39	117.40	125.80	124.80	-14
25/09/2009 08:41:39	127.40	125.70	124.80	-14
25/09/2009 08:42:39	137.40	125.80	124.80	-14
25/09/2009 08:43:39	147.40	125.80	124.80	-14
25/09/2009 08:44:39	157.40	125.70	124.80	-14
25/09/2009 08:45:39	167.40	125.70	124.80	-14
25/09/2009 08:46:39	170.00	125.70	124.80	-14
25/09/2009 08:47:39	170.00	125.70	124.80	-14
25/09/2009 08:48:39	170.00	125.70	124.80	-14

a)



b)



c)

Slika 4. 11 Primer izveštaja koji se može dobiti u softveru NIGOS menadžer tabelarni prikaz (a), dijagram u boji (b) i crno-beli dijagram (c)



Izveštaj se generiše kao dijagram na jednoj strani papira A4 formata.

Postoji i mogućnost upisa podataka iz izveštaja u fajl. Podaci se upisuju u formatu .csv (Comma-separated values). Ovaj fajl se može otvoriti u bilo kom tekst editoru, a i u Microsoft Office Excel-u.

Generisanje izveštaja može biti vremenski zahtevna operacija, zavisno od broja podataka koji se prikazuju (zavisno od vremenskog perioda za izveštaj i period upisa podataka u bazu), pa radi bržeg generisanja treba birati kraći vremenski period, odnosno manju učestanost upisa podataka u bazu.

NIGOS Menadžer se može koristiti i za podešavanje uređaja, jer se preko komunikacionog interfejsa može pristupiti njihovim parametrima. Može se snimiti postojeće podešenje u fajl (podešavanje svih parametara), a omogućeno je upisivanje prethodno snimljenih podešenja u druge uređaje istog tipa.

#### 4.4 Termo kamera Flir E30

Radi poređenja podataka izmerenih na PT100 temperaturnim sondama, izvršeno je uporedno povremeno merenje temperaturnog polja termo kamerom Flir E30 [66]. Tehnički podaci kamere su dati u narednoj tabeli 4.1. Iz datih podataka se vidi da je tačnost očitavanja temperaturnog polja  $\pm 2^{\circ}\text{C}$  ili  $\pm 2\%$  od očitavanja, pa, s obzirom da su temperature bile u vrednosti do oko  $50^{\circ}\text{C}$ , to proizilazi da je tačnost u nivou  $\pm 1^{\circ}\text{C}$ , što je za red veličine manja tačnost od korišćenih PT100 sonde. Time je korišćenje termo kamere bilo ograničeno na upoređivanje temperaturnih polja sa izmerenim i vizualizaciju, a ne i stvarno merenje. Ipak, dobijeni rezultati su u skladu sa izmerenim, te se kao uporedne vrednosti i mogu uzeti u obzir, u okviru navedene tačnosti.



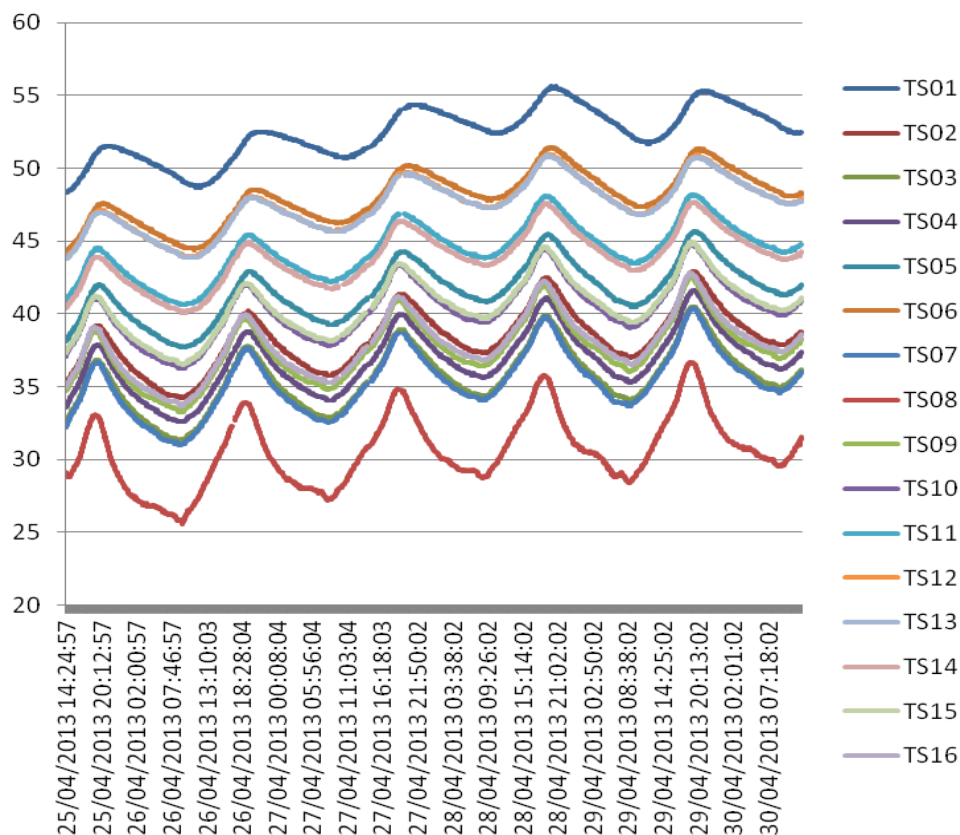
Slika 4. 12 Termo kamera Flir E30

Tabela 4. 1 Tehnički podaci termo kamere Flir E30 [66]

Model	FLIR E30
Optička svojstva	
Resolucija	160 × 120 piksela
Ukupna rezolucija	19,200 piksela
Temperaturna osetljivost	< 0.10°C
Tačnost	±2°C ili ±2% od očitavanja
Temperaturni opseg	-4°F do 662°F (-20°C do 350°C)
Video kamera w/lampa	2.0 MP
Video izlaz	Kompozitni
Frekvencija uzorkovanja	60 Hz

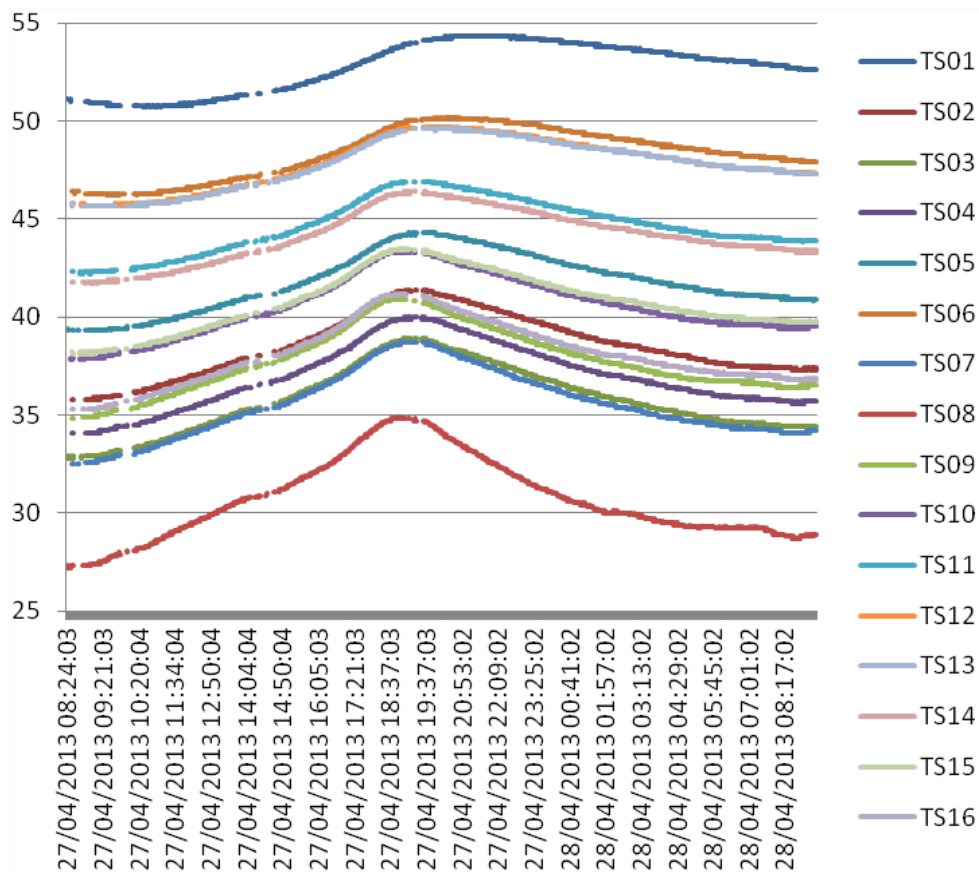
## 4.2 Rezultati merenja

Cilj eksperimenta je bio utvrđivanje uticaja spoljnih uslova na fluid koji se nalazi u paralelopipednom rezervoaru. Radi lakšeg upoređenja rezultata, vodi u komori je dovođen isti toplotni fluks, a stanje okolnog vazduha je prepušteno delovanju atmosfere. Komora je testirana sa vazduhom kao radnim fluidom. Na sledećoj slici su prikazani preliminarni rezultati merenja za period od 5 dana. Temperatura TS01 predstavlja temperaturu komore sa vodom, koju možemo smatrati temperaturom toplije ploče, u opsegu tačnosti sonde, uzevši u obzir veliku toplotnu provodljivost zidova komore. Dnevna promena temperature TS01 je bila između 3 i 4°C, sa najvećom časovnom promenom od 0.2°C, što je u nivou tačnosti sonde, te se može smatrati da je promena kvazistatična. Dnevna promena temperature u prostoriji je varirala između 7 i 8°C, sa najvećom časovnom promenom od 0.5°C, tako da je time potvrđena pretpostavka o kvazistatičnosti procesa [19].



Slika 4. 13 Petodnevna promena temperature za vazduh kao radni fluid

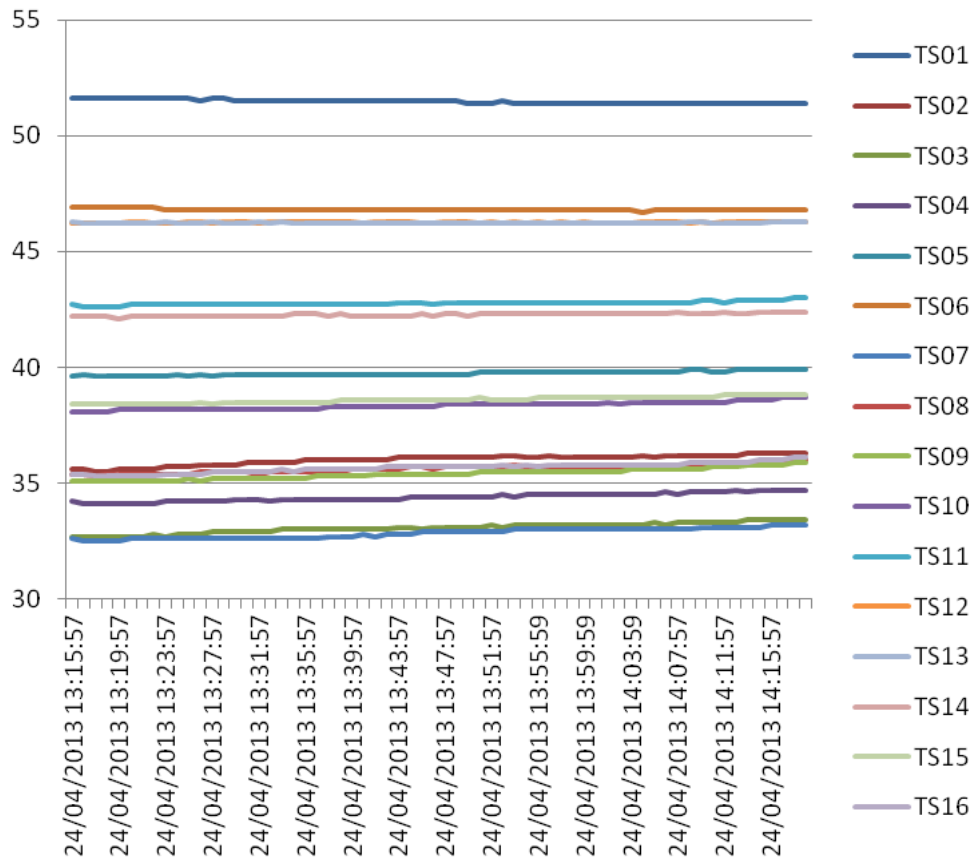
Na sledećoj slici je prikazana tipična dnevna promena temperature. Može se zaključiti da sve temperature pokazuju slično ponašanje u odnosu na promenu temperature okoline.



Slika 4. 14 Tipične dnevne promene temperatura

Na sledećoj slici su prikazane časovne promene temperatura za vreme paralelnih merenja IC kamerom. Prikazan je period 30 minuta pre i 30 minuta posle merenja termo kamerom (rezultati prikazani na slici 4.4). Samo merenje termo kamerom je trajalo 4 minuta, u toku čega je uklanjao sloj po sloj izolacije. Kako merne sonde na komori nisu pokazale primetne razlike temperature (osim onih pored same hladne ploče, a koje pokazuju sasvim blagi porast, u nivou do  $0.4^{\circ}\text{C}$ ), može se zaključiti da je i ovo posledica povećane konvektivne razmene toplote, usled povećane brzine strujanja vazduha u prostoriji (otvaranje vrata, kretanja tokom merenja, skidanja i vraćanja izolacije i slično.)





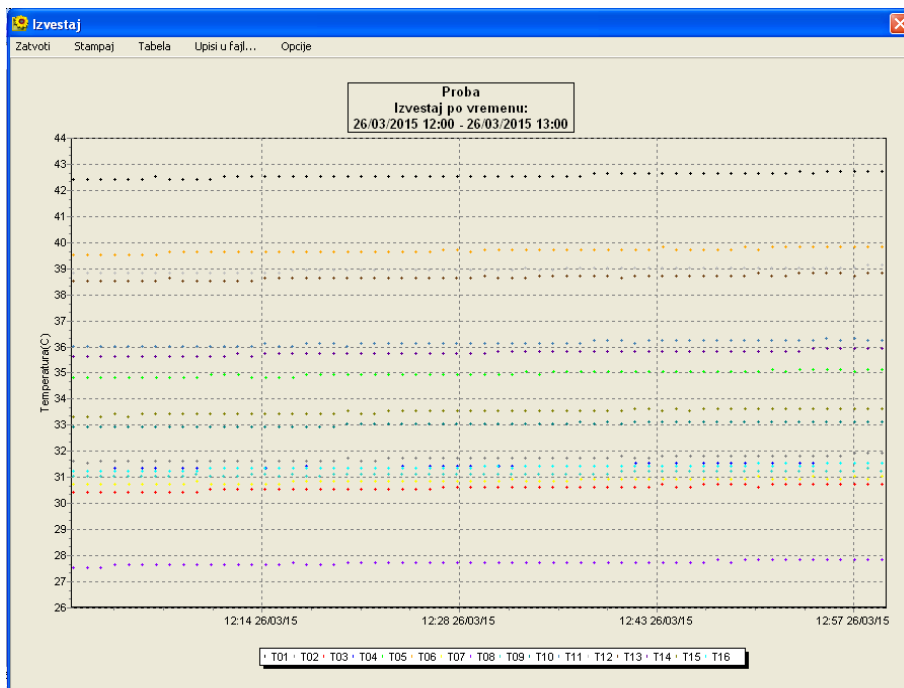
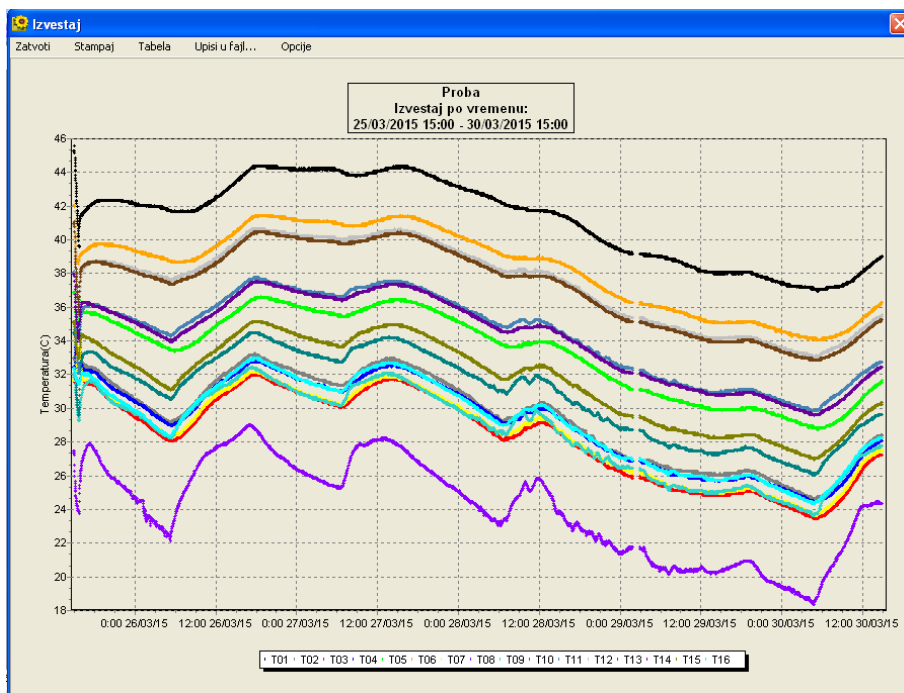
Slika 4. 15 Tipične časovne promene temperatura (za vreme merenja termokamerom)

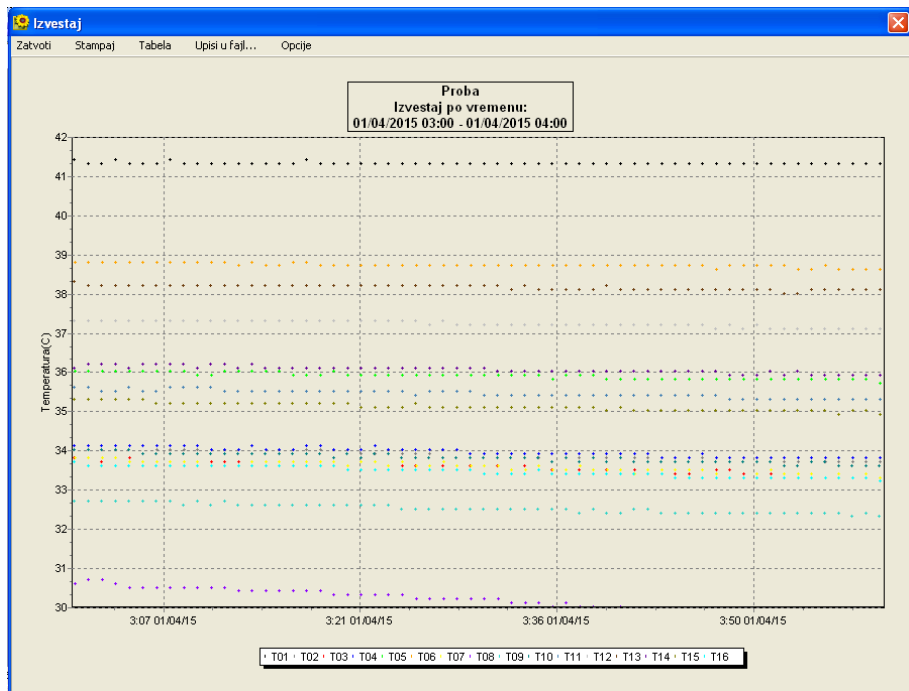
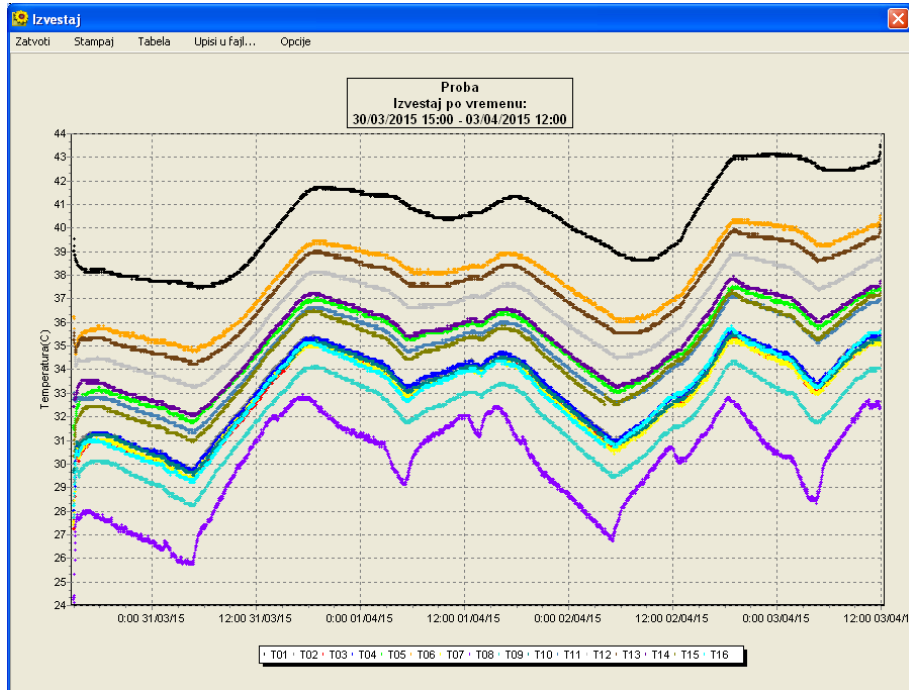
Komora korištena u eksperimentu je pokazala veliku fleksibilnost u radu. Sonde su postavljene na odgovarajućim lokacijama, tako da postoje 3 ili 4 sonde koje mere temperature u 3 različita vertikalna preseka. Ovakav raspored omogućuje merenje sa raznim hidrauličkim fluidima, pri različitim temperaturnim režimima i položajima toplije i hladnije ploče. Eksperiment je pokazao da je relativna stabilnost okolnog vazduha omogućila da hladnija ploča bude direktno izložena spoljnim uslovima. Merni sistem je pokazao odgovarajući odziv na spoljne uslove, čime je omogućena raznovrsnost eksperimenta. Izabrana sonda TS-05 je zbog masivnog navojnog dela unekoliko povećala inerciju merenja, ali je to omogućilo kontrolna merenja termokamerom. Merenja termokamerom su pokazala da nema značajnijih gubitaka toplote na izolovanom delu komore.



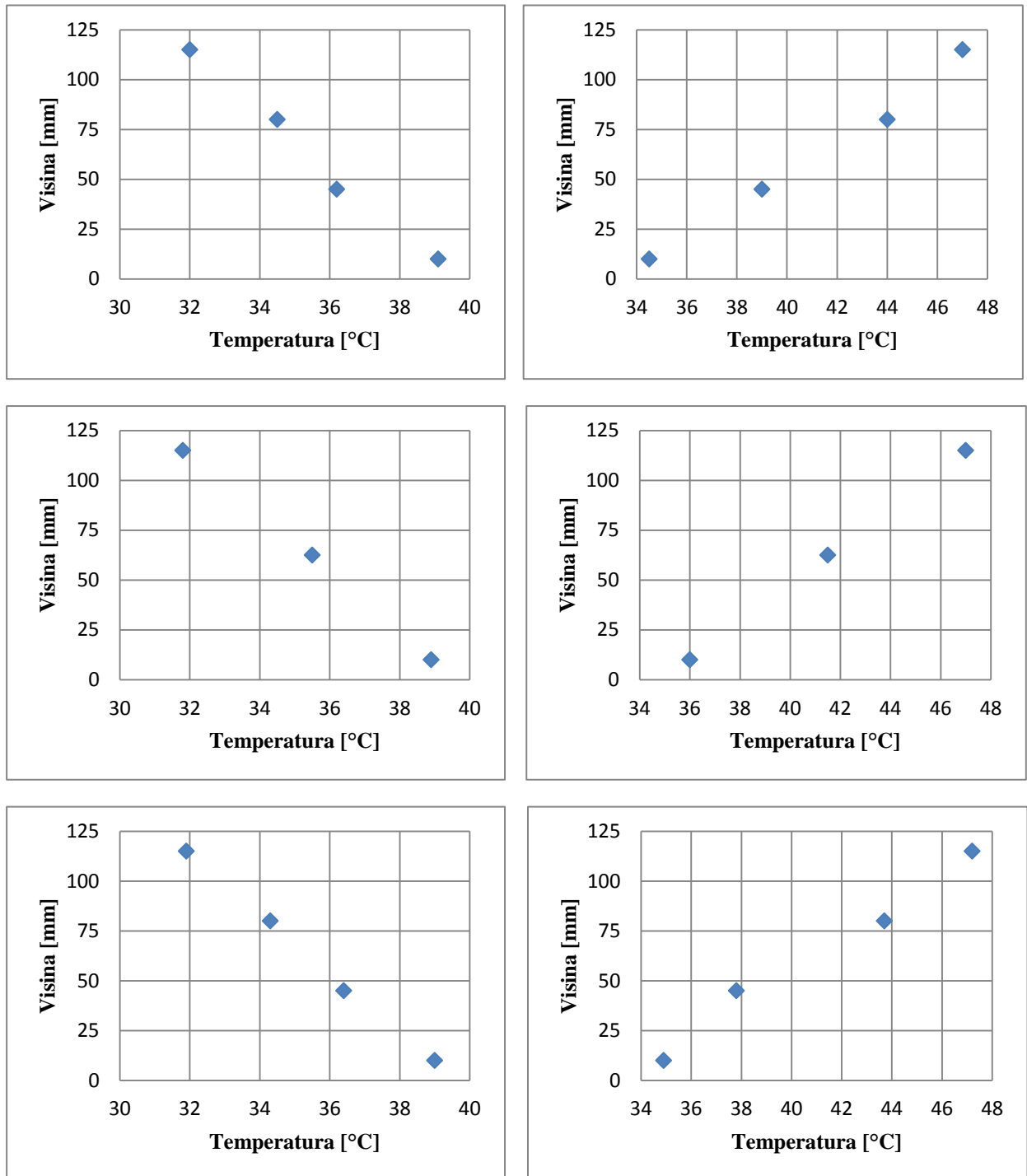
#### 4.2.1 Uporedni prikaz rezultata merenja za izabrane radne fluide u slučaju RBC i RRBC

Na slikama 4.17 - 4.21 su uporedno prikazani rezultati merenja za slučaj RRBC i RBC, za vazduh, vodu, alkohol, dizel i ulje, pri temperaturi vode u komori TS01 i okolnog vazduha TS16. Na slici 4.16 su prikazani višednevni i izabrani stabilni časovni podaci za ulje dobijeni u softveru NIGOS Menadžer.

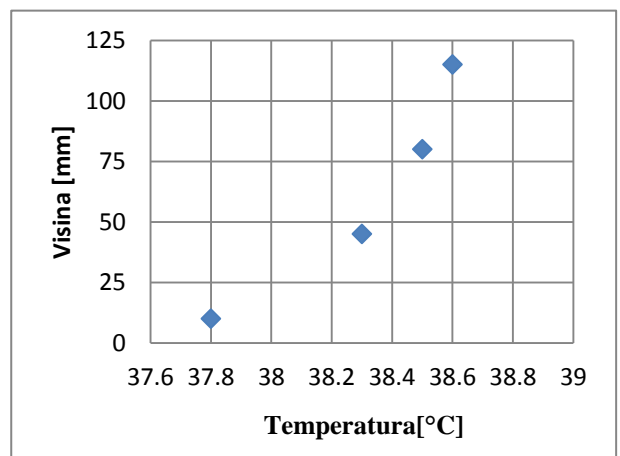
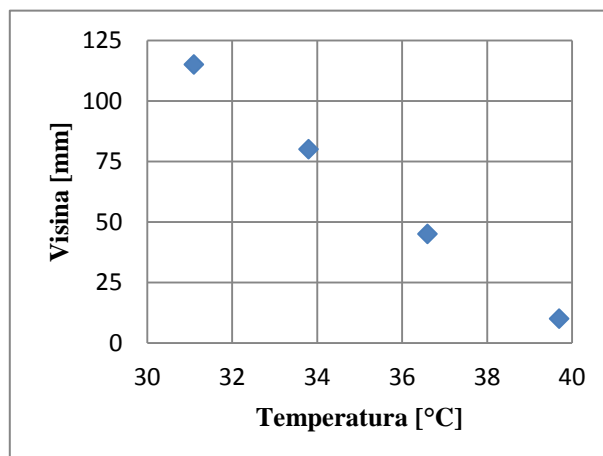
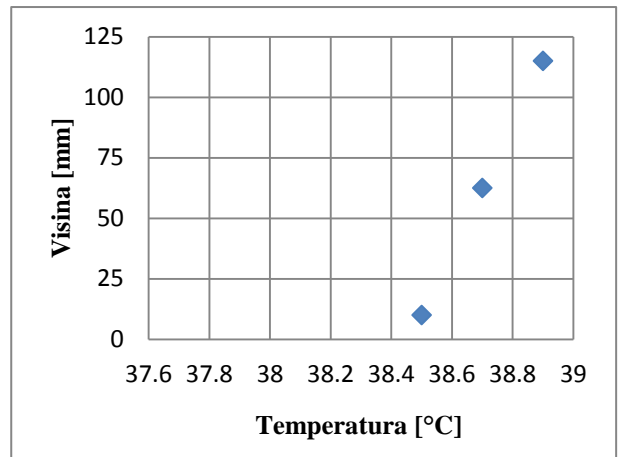
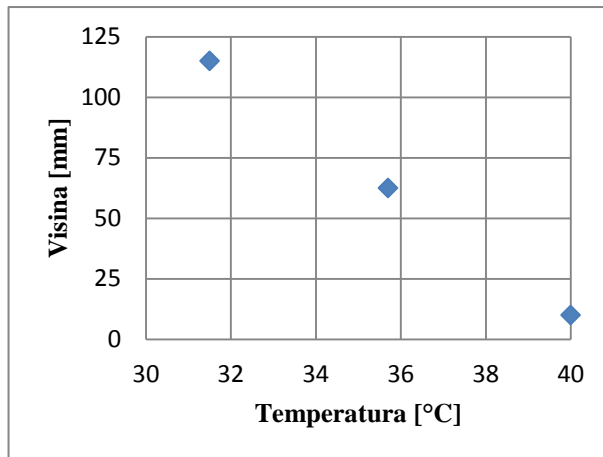
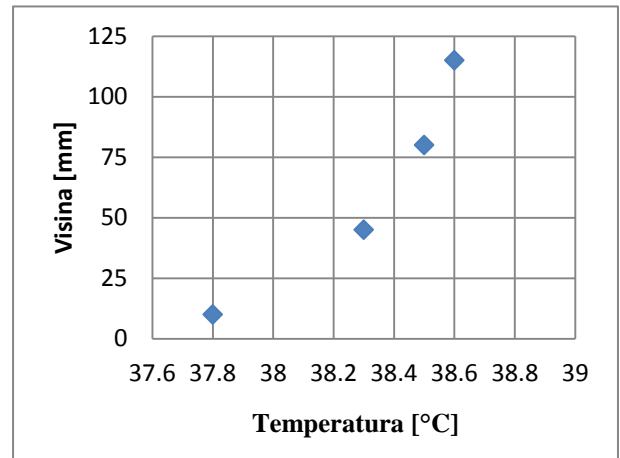
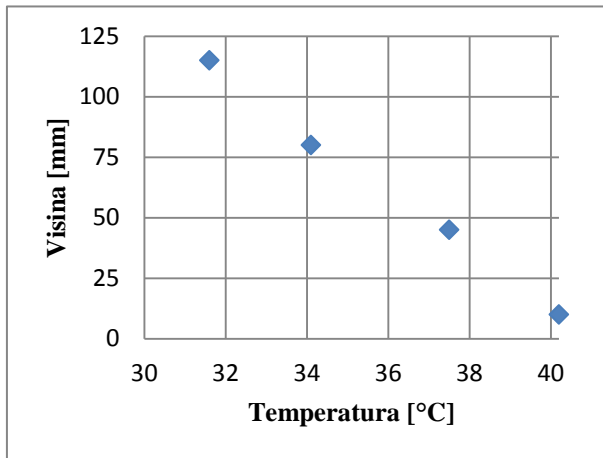




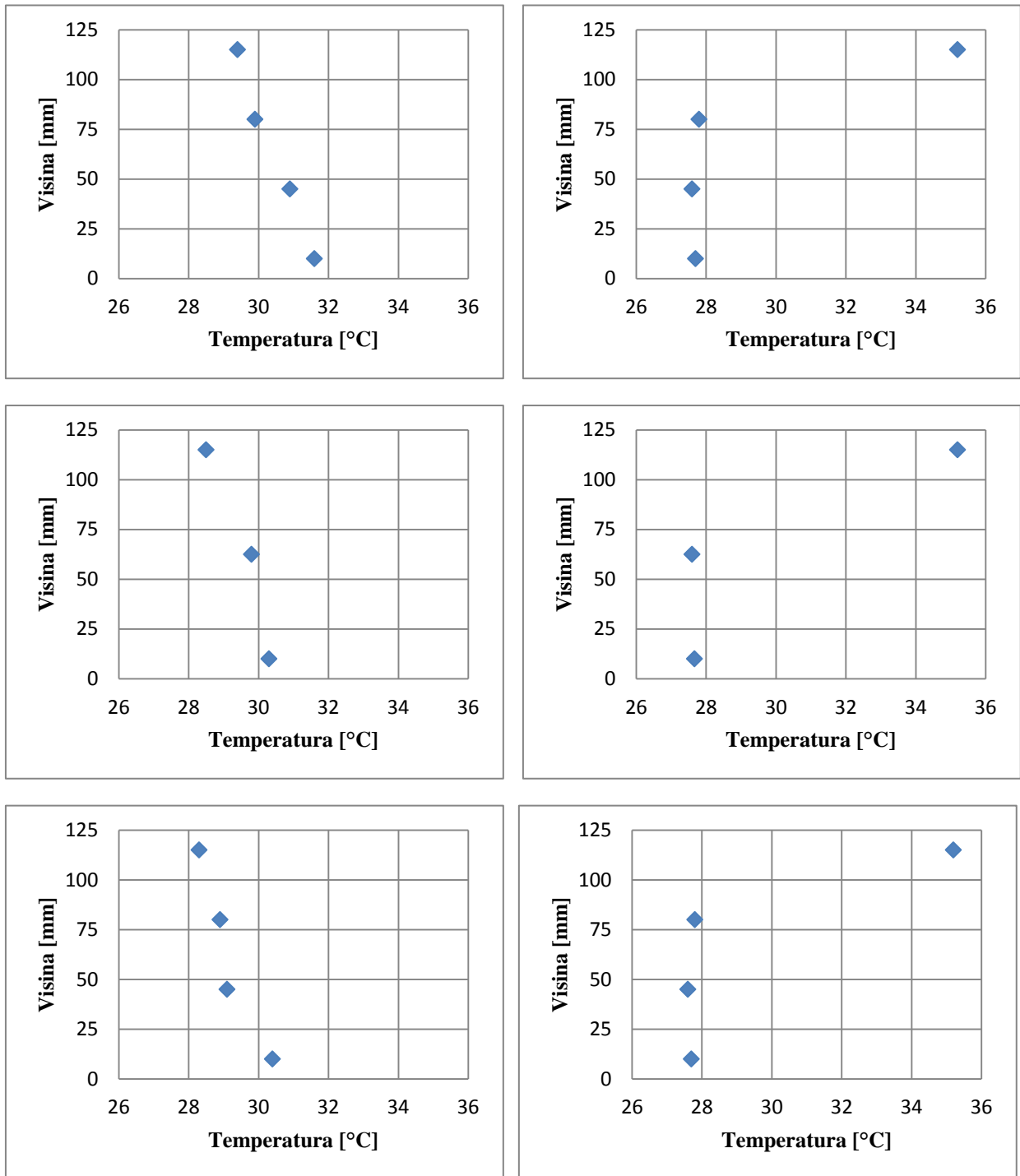
Slika 4. 16 Tipični višednevni i izabrani časovni rezultati merenja sa uljem za slučaj RBC i RRBC



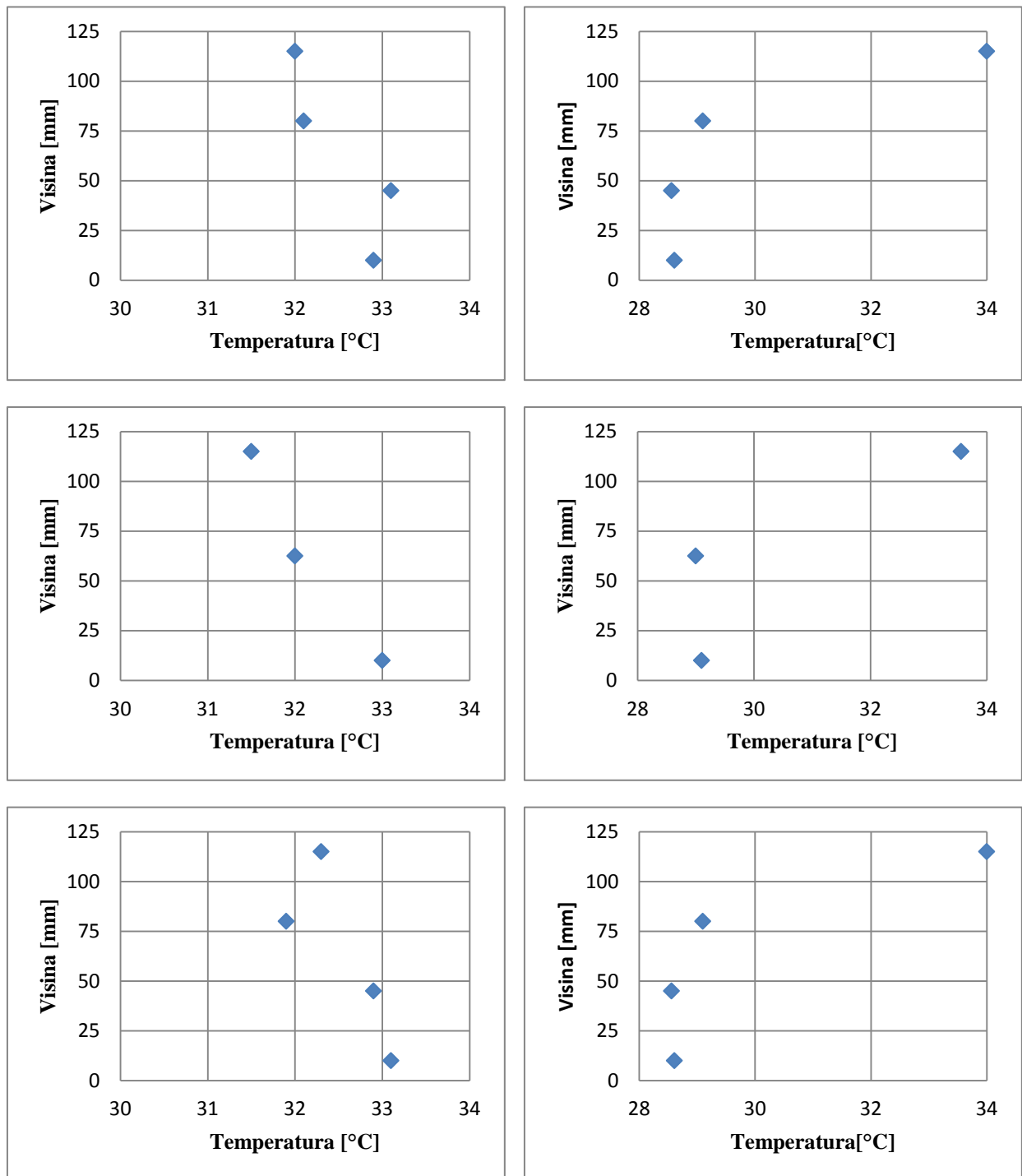
Slika 4. 17 Temperaturni profili u levom, srednjem i desnom vertikalnom preseku komore sa vazduhom za slučaj RBC (levo) pri temperaturama TS01=41.3°C i TS16=30.3°C i RRBC (desno) pri temperaturama TS01=51°C i TS16=33°C



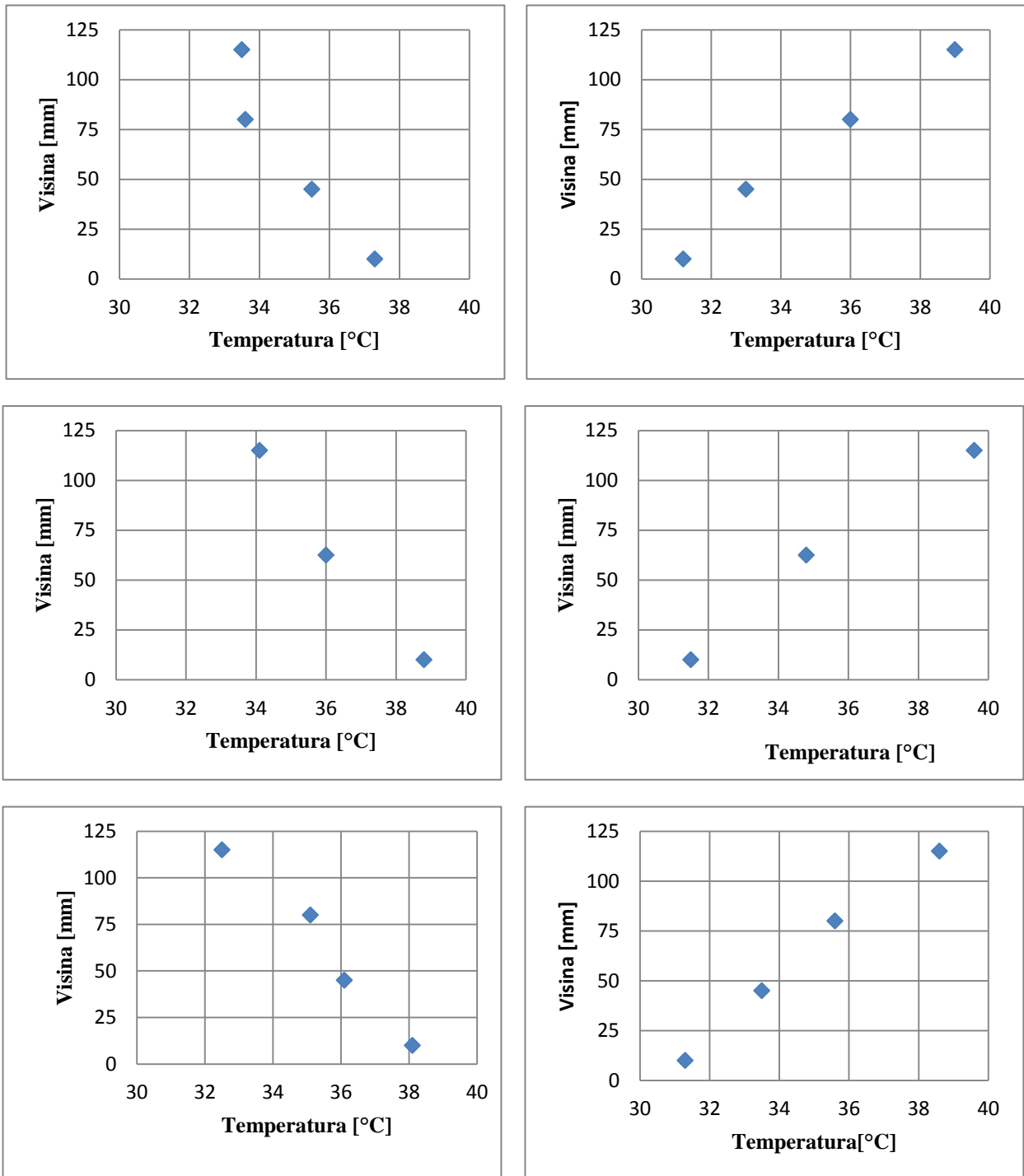
Slika 4. 18 Temperaturni profili u levom, srednjem i desnom vertikalnom preseku komore sa vodom za slučaj RBC (levo) pri temperaturama  $TS_{01}=42.4^{\circ}\text{C}$  i  $TS_{16}=27.4^{\circ}\text{C}$  i RRBC (desno) pri temperaturama  $TS_{01}=42.4^{\circ}\text{C}$  i  $TS_{16}=27.4^{\circ}\text{C}$



Slika 4. 19 Temperaturni profili u levom, srednjem i desnom vertikalnom preseku komore sa alkoholom za slučaj RBC (levo) pri temperaturama TS01=40°C i TS16=20°C i RRBC (desno) pri temperaturama TS01=41,8°C i TS16=28°C



Slika 4. 20 Temperaturni profili u levom, srednjem i desnom vertikalnom preseku komore sa dizelom za slučaj RBC (levo) pri temperaturama  $TS_{01}=42.4^{\circ}\text{C}$  i  $TS_{16}=27.4^{\circ}\text{C}$  i RRBC (desno) pri temperaturama  $TS_{01}=41.2^{\circ}\text{C}$  i  $TS_{16}=29^{\circ}\text{C}$



Slika 4. 21 Temperaturni profili u levom, srednjem i desnom vertikalnom preseku komore sa uljem za slučaj RBC (levo) pri temperaturama  $TS_{01}=41.3^{\circ}\text{C}$  i  $TS_{16}=30.3^{\circ}\text{C}$  i RRBC (desno) pri temperaturama  $TS_{01}=42.5^{\circ}\text{C}$  i  $TS_{16}=27.6^{\circ}\text{C}$





### 4.3 Poređenje eksperimentalnih i numeričkih rezultata

Validacija numeričkog modela je izvršena poređenjem rezultata numeričkog i realnog eksperimenta. Odstupanja rezultata koja se javljaju u numeričkoj simulaciji su između ostalog posledica greške ulaznih veličina, greške modela, greške diskretizacije, numeričke greške, kao i aproksimacije stvarne geometrije.

Odstupanje rezultata numeričke simulacije veličine  $\Phi$  se određuje u odnosu na najveće odstupanje dobijeno poređenjem u više tačaka, kao

$$\varepsilon_i = \frac{|\Phi_{i,mer} - \Phi_{i,sim}|}{\Phi_{i,mer}} [\%], \quad (4.1)$$

gde su

- $\Phi_{i,mer}$  – veličina izmerena u  $i$ -toj tački,
- $\Phi_{i,sim}$  – veličina dobijena numeričkom simulacijom u  $i$ -toj tački.

Validacija je izvršena na primeru RBC (Rejli-Benarova konvekcija) i RRBC (Rejli-Benarova konvekcija za topliju gornju ploču) za slučaj ulja. U tabeli 4.2 su data poređenja rezultata merenja temperature i numeričke simulacije za slučaj RBC za ulje. U tabeli 4.3 su data poređenja rezultata merenja temperature i numeričke simulacije za slučaj RRBC za ulje. Svi rezultati se odnose na trenutak kada se temperature u fluidu ustale, približno 30 minuta od početka merenja, odnosno početka simulacije.



Tabela 4. 2 Poređenje izmerenih vrednosti i vrednosti dobijenih simulacijom za RBC

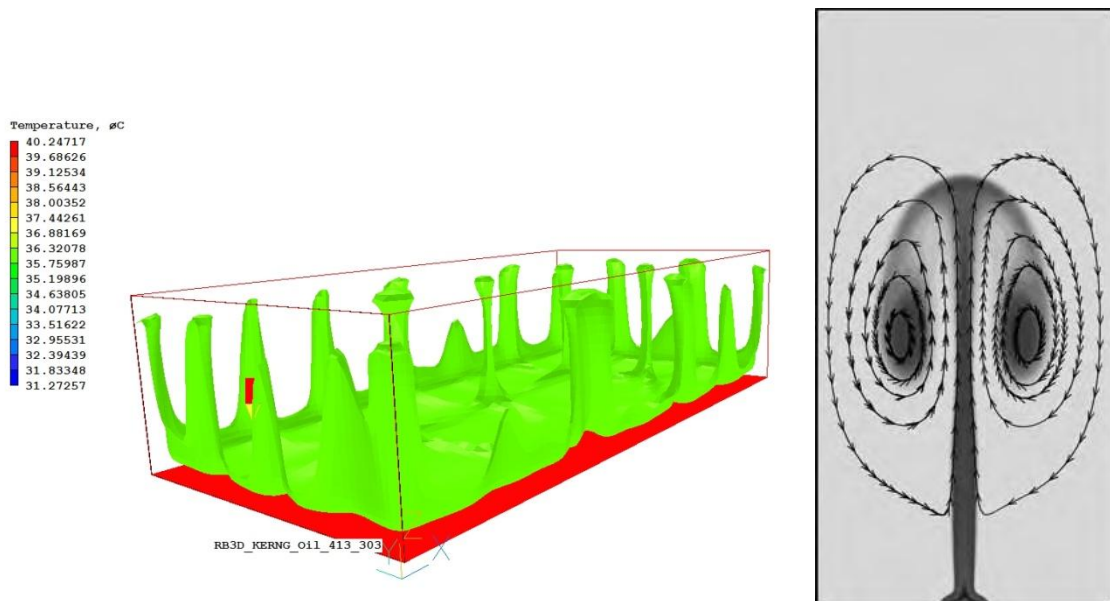
Poz.	Izm. vr.	Simulacija	$\varepsilon$ [%]	Poz.	Izmerene vrednost	Simulacija	$\varepsilon$ [%]
1	41,5	-	-	9	33,5	34,94	4,30
2	33,8	35,27	4,35	10	33,6	36,44	8,45
3	33,7	34,88	3,50	11	35,5	36,56	3,13
4	34,0	33,48	1,41	12	37,3	37,9	1,61
5	35,9	35,11	2,20	13	38,3	35,29	7,83
6	38,8	37,24	4,02	14	36,1	36,44	0,94
7	33,7	33,34	1,07	15	35,1	36,08	2,79
8	30,3	-	-	16	32,5	34,08	4,86

Tabela 4. 3 Poređenje izmerenih vrednosti i vrednosti dobijenih simulacijom za RRBC

Poz.	Izm. vr.	Simulacija	$\varepsilon$ [%]	Poz.	Izmerene vrednost	Simulacija	$\varepsilon$ [%]
1	42,5	-	-	9	31,2	29,84	4,36
2	31,6	29,84	5,57	10	33,0	35,71	8,21
3	30,5	29,84	1,88	11	36,0	34,23	4,92
4	31,5	29,84	5,27	12	39,0	40,34	3,44
5	34,8	34,96	0,46	13	38,6	40,34	4,51
6	39,6	40,35	1,94	14	35,6	34,23	3,85
7	30,8	29,84	3,38	15	33,5	35,77	6,63
8	27,6	-	-	16	31,3	29,84	4,66

Na osnovu izloženog, može se videti da je maksimalno odstupanje za temperaturu fluida u slučaju RBC 8,45% pri čemu su većina merenja (osim u dva slučaja) odstupala za manje od 5%. U slučaju RRBC na lokacijama PT100 elemenata maksimalno odstupanje je iznosilo 8,21% pri čemu su ostala merenja imala grešku oko 5%.

Također, može se izvršiti poređenje numeričkog eksperimenta poređenjem dobijenih struktura RBC-a sa tipičnim perijanicama koje se javljaju. Može se zapaziti da strukture koje nastaju pri RBC za ulje u uslovima kada je  $Pr=1900$  i  $Ra=8,8 \times 10^6$  odgovaraju strukturama koje se dobiju za slučaj neviskozno-difuzionog režima (Slika 4.22).



Slika 4. 22 Poređenje rezultata simulacije za RBC ulja pri  $Pr=1900$  i  $Ra=8,8 \times 10^6$  i perjanice pri neviskozno-nedifuznom režimu ( $Pr \gg 1$  i  $Ra = \infty (10^7)$ ) [32]

#### 4.3.1 Statistički parametri procene

Polje neke skalarne veličine se može opisati preko normalizovane vrednosti  $C^*$ , kako u eksperimentu, tako i u simulacijama. Normalizovana vrednost se može definisati kao:

$$C^* = \frac{C \cdot U_{ref} \cdot H^2}{Q_{source}} \quad (4.2)$$



Procena turbulentnih modela će biti prikazana na primeru normalizovane temperature  $T^*$ , definisane u jednačini 4.3, koja predstavlja generalizaciju jednačine 4.2, za slučaj karakteristične dužine  $L$ , karakteristične za svaki pojedinačan slučaj.

$$T^* = \frac{T \cdot U_{ref} \cdot L^2}{Q_{source}} \quad (4.3)$$

U opštem slučaju, svaki model se može proceniti na 3 osnovna načina [67,68]: statistički [69], naučno [70] ili operativno [61,62]. Statistički metod se zasniva na upoređenju procena modela sa realnim vrednostima. Naučna procena se zasniva na proveru algoritama, fizičkih modela, kao i detalja tačnosti, efikasnosti i osetljivosti, što zahteva dublje poznavanje teoretskih osnova modela. Operativna procena se uglavnom odnosi na detalje vezane za jednostavnost upotrebe modela, poput postojanja uputstava, interfejsa, provere tačnosti rezultata, interne dijagnostike modela, vrste prikaza rezultata i mogućnosti korišćenja od strane više korisnika.

Statistička procena se zasniva na poređenju rezultata modela sa referentnim vrednostima, koje su često samo "posmatranja", koja mogu biti direktne vrednosti merenja, ili poticati od drugih modela ili procedura. Kao izlaz se dobija informacija o opštim osobinama modela, mada je moguća situacija kada model daje tačne rezultate, ali iz pogrešnih razloga (kompenzujuće greške).

Za procenu performansi modela se može koristiti Odstupanje frakcija FB (Fractional Bias), Srednje odstupaje geometrije MG (Geometric mean bias), normalizovana srednja kvadratna greška NMSE (Normalized Mean Square Error), geometrijska varijansa VG (Geometric Variance) i težinski faktor dve procene (FAC2) u obliku:



$$\begin{aligned} FB &= \frac{\overline{T_o^*} - \overline{T_p^*}}{0.5(\overline{T_o^*} + \overline{T_p^*})} & |FB| < 0.3 \\ MG &= \exp(\ln \overline{T_o^*} - \ln \overline{T_p^*}) & 0.7 < MG < 1.3 \\ NMSE &= \frac{(\overline{T_o^*} - \overline{T_p^*})^2}{\overline{T_o^*} \cdot \overline{T_p^*}} & NMSE < 4 \\ VG &= \exp\left[\frac{(\ln \overline{T_o^*} - \ln \overline{T_p^*})^2}{2}\right] & VG < 1.6 \\ FAC2 &= 0.5 \leq \frac{\overline{T_p^*}}{\overline{T_o^*}} \leq 2.0 & FAC2 > 0.5 \end{aligned} \quad (4.4)$$

gde su  $T_o^*$ ,  $T_p^*$  i  $\overline{T^*}$  osmotrena vrednost, rezultat modela i srednja vrednost. Idealni model bi imao (MG, VG, FAC2)=0, kao i (FB, NMSE)=0. Postoje razne studije opsega prihvatljivosti rezultata.

Što se tiče primene samih modela, treba imati u vidu da nijedan nije univerzalno primenljiv. Linearni indikatori FB i NMSE se ponašaju dosta nestabilno pri pojavi velikih oscilacija (i po nekoliko redova veličina), gde su logaritamski MG i VG mnogo stabilniji. FAC2 je najrobustniji pokazatelj, budući da na njega ne utiču mnogo ekstremne vrednosti skalara.

Kako je u slučaju velikih oscilacija vrednosti skalara moguće dobiti vrednosti FB=0 i MG=1, i obzirom da se one sračunavaju na osnovu srednjih vrednosti, predložena je njihova modifikacija [67]. Greška se može podeliti na dva dela, pozitivni (FB<sub>FP</sub>) i negativni (FB<sub>FN</sub>) gde je FB=FB<sub>FN</sub>-FB<sub>FP</sub>. MG je dato kao: MG=MG<sub>FN</sub>/MG<sub>FP</sub>. Obe varijante su dostupne u BOOT softveru, i računaju se prema jednačinama 4.5, gde je N – ukupni broj merenja.



$$\begin{aligned}FB_{FN} &= \frac{\sum_i |T_{oi}^* - T_{pi}^*| + (T_{oi}^* - T_{pi}^*)}{\sum_i (T_{oi}^* + T_{pi}^*)} \\FB_{FP} &= \frac{\sum_i |T_{oi}^* - T_{pi}^*| + (T_{pi}^* - T_{oi}^*)}{\sum_i (T_{oi}^* + T_{pi}^*)} \\MG_{FN} &= \exp\left[\frac{1}{2N} \sum_i \left[|\ln T_{oi}^* - \ln T_{pi}^*| + (\ln T_{oi}^* - \ln T_{pi}^*)\right]\right] \\MG_{FP} &= \exp\left[\frac{1}{2N} \sum_i \left[|\ln T_{oi}^* - \ln T_{pi}^*| + (\ln T_{pi}^* - \ln T_{oi}^*)\right]\right]\end{aligned}\tag{4.5}$$

Pored navedenih, mogu biti definisani i dodatni parametri, poput korelacionog koeficijenta R, koji daje linearnu zavisnost između procenjene i izmerene vrednosti. Ako je  $T_{pi}^* = \alpha + \beta T_{oi}^*$ , gde su  $\alpha$  i  $\beta$  ( $>0$ ) proizvoljne konstante, R će uvek biti jednako 1 između  $T_{pi}^*$  i  $T_{oi}^*$ . Idealna korelacija je potreban, ali ne i dovoljan uslov idealnog modela. Slično se može primetiti i kod drugih opštih parametara, poput aritmetičke sredine MEAN (arithmetic mean average), srednjekvadratne greške SIGMA (Standard Deviation) i apsolutne razlike BIAS (absolute difference in the means), čije se matematičke formulacije mogu naći u literaturi.

Hit-Rate  $q$  ukazuje, na bazi normalizovanih vrednosti rezultata modela  $P_i$  i normalizovanih uporednih vrednosti  $O_i$ , na odnos ukupnih tačno procenjenih vrednosti ( $i_n$ ) prema ukupnom broju uporednih vrednosti ( $N$ ):

$$\begin{aligned}q &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N i_n \\i_n &= \begin{cases} 1 & \text{if } |(O_n - P_n)/O_n| \leq D \text{ or } |O_n - P_n| \leq W \\ 0 & \text{u svim drugim situacijama} \end{cases}\end{aligned}\tag{4.6}$$

gde je  $D$  dozvoljena relativna razlika i  $W$  dozvoljena apsolutna razlika definisana za svaku promenljivu. Radi uspešne procene, predlaže se ekvivalentni "kriterijum prihvatljivosti" [61,62]  $q \geq 0.66\%$  u poređenju sa merenjima ili posmatranjima.



U tabelama 4.4 i 4.5 su dati rezultati parametara ocenjivanja, izvedenih na osnovu podataka prikazanih u tabelama 4.2 i 4.3.

*Tabela 4. 4 Analiza statističkih parametara procene za RBC*

Parametar	Traženi opseg	Odstupanje
FB	$ FB  < 0,3$	0,082
MG	$0,7 <  MG  < 1,3$	$0,92 <  MG  < 1,08$
NMSE	$NMSE < 4$	0,006
VG	$VG < 1,6$	1,008
q(10%)	$q > 0,66$	1
q(5%)	$q > 0,66$	0,85

*Tabela 4. 5 Analiza statističkih parametara procene za RRBC*

Parametar	Opseg	Maksimalno odstupanje
FB	$ FB  < 0,3$	0,057
MG	$0,7 <  MG  < 1,3$	$0,92 <  MG  < 1,06$
NMSE	$NMSE < 4$	0,006
VG	$VG < 1,6$	1,006
q(10%)	$q > 0,66$	1
q(5%)	$q > 0,66$	0,69

Iz priloženog se može uvideti da rezultati simulacije za RBC i RRBC u potpunosti zadovoljavaju sve tražene statističke parametre ocene.



#### 4.4 Uticaj režima strujanja na eventualnu depoziciju u rezervoarima

U toku eksploatacije rezervoara se često mogu naći razne nečistoće, koje se u samom rezervoaru mogu nataložiti ili se preneti dalje i nataložiti u cevovodu, armaturi ili izvršnim uređajima.

Jasno je da se ovde radi o heterogenim sistemima [71]. Imajući u vidu raznovrsnost radnih medijuma koji se koriste u pokretnim sistemima, biće razmotren slučaj vazduha, goriva i ulja kao nosećeg medijuma. Dispergovane čestice mogu biti raznovrsne, a biće razmotrene one koje se najčešće javljaju u pokretnim sistemima.

Ovde možemo podeliti moguće heterogene sisteme prema nosećoj fazi na gasovite i tečne. U slučaju noseće gasovite faze (vazduh), u ovakve sisteme spadaju:

- Prašina – sistem sa gasovitom nosećom fazom u kojoj su dispergovane čestice veličine 5-50 $\mu\text{m}$ , koje se javljaju pri transportu i eksploataciji
- Dim – sistem sa gasovitom nosećom fazom u kojoj su dispergovane čestice veličine 0.3-0.5 $\mu\text{m}$ , koje nastaju nepotpunim sagorevanjem goriva, habanjem i slično
- Magla – sistem sa gasovitom nosećom fazom u kojoj su dispergovane fine kapljice tečnosti (najčešće vode) veličine 0.3-3 $\mu\text{m}$

Ukoliko je noseća faza tečna, u ovakve sisteme spadaju:

- Suspenzija – sistem sa tečnom nosećom fazom u kojoj su dispergovane čestice veličine  $> 100\mu\text{m}$  (gruba suspenzija), 0.1 - 100 $\mu\text{m}$  (fina suspenzija) i  $< 0.1\mu\text{m}$  (koloidni rastvori)
- Emulzija – sistem sa tečnom nosećom fazom u kojoj su dispergovane kapljice druge tečnosti, koja se u ovoj ne rastvara. Veličina dispergovanih kapljica se nalazi u širokom opsegu veličina, i umnogome zavisi od dinamičkog stanja sistema (pojava ulja u sistemu za hlađenje ili vode u sistemu za podmazivanje...)
- Pena – sistem sa tečnom nosećom fazom u kojoj su dispergovani mehurići gasa.





Do izdvajanja pomenutih čestica iz heterogenog sistema može doći pod uticajem sile teže, centrifugalne i elektrostatičke sile i dr. Izdvajanje čestica se najčešće vrši filtracijom.

Ponašanje dispergovanih čestica u nosećem fluidu pripada zasebnoj naučnoj disciplini – hidrokinetici.

Pri kretanju čestice pod dejstvom sile teže, na nju deluju:

*Sila teže* (po Arhimedovom zakonu)

$$G = \frac{\pi \cdot d^3 \cdot g}{6} \cdot (\rho_1 - \rho_2) \quad (4.7)$$

gde je  $d$  prečnik dispergovane čestice,  $\rho_1$  gustina čestice,  $\rho_2$  gustina noseće faze,  $g$  ubrzanje sile zemljine teže,

*Sila otpora sredine*, koja se u opštem slučaju određuje po Njutnovom zakonu

$$S = \xi \cdot F \cdot \rho_2 \cdot \frac{w_0^2}{2} \quad (4.8)$$

gde je  $\xi$  koeficijent otpora sredine, koji je zavistan od Re broja,  $F$  površina projekcije poprečnog preseka (idealizovane) čestice prečnika  $d$  na pravac strujanja i  $w_0$  brzina taloženja.

Većina čestica koje se mogu naći u rezervoarima kod pokretnih sistema je manja od  $100\mu\text{m}$ . Kod ovakvih čestica otpor sredine toliko raste, da se ovakve čestice posle kraćeg vremena počinju kretati konstantnom brzinom, usled uravnoteženja sile zemljine teže i sile otpora sredine, koja se naziva konačnom brzinom taloženja  $w_0$ . Sila otpora sredine se u ovom slučaju (za čestice manje od  $100\mu\text{m}$ ) računa po zakonu Stoksa



$$S = 3 \cdot \pi \cdot d \cdot \mu \cdot w_0 \quad (4.9)$$

gde je  $\mu$  dinamička viskoznost noseće faze.

Pri dostizanju konačne brzine taloženja  $w_0$ , sila otpora  $S$  se uravnotežava sa silom zemljine teže  $G$

$$S = G \quad (4.10)$$

$$3 \cdot \pi \cdot d \cdot \mu \cdot w_0 = \frac{\pi \cdot d^3 \cdot g}{6} \cdot (\rho_1 - \rho_2) \quad (4.11)$$

odakle sledi

$$w_0 = \frac{d^2 \cdot g}{18 \cdot \mu} \cdot (\rho_1 - \rho_2). \quad (4.12)$$

Formula 4.12 važi za vrednost Re broja  $Re = w_0 \cdot d / \nu \leq 0.2$ , gde je  $\nu$  kinematska viskoznost noseće faze.

#### 4.4.1 Filteri za vazduh

Radi održavanja pokretnih sistema u ispravnom stanju, eventualne čestice se iz radnog fluida izdvajaju korišćenjem filtera. U zavisnosti od vrste fluida (vazduh, gorivo, ulje...) se koriste odgovarajući filteri. U narednim tabelama će biti predstavljene karakteristike postojećih filtera i mogućih izvora nečistoća.

Filteri za vazduh u pokretnim sistemima služe za prečišćavanje vazduha u kabinama, vazduha za sagorevanje u cilindrima, kao i zaštitu svih delova sistema od najgrubljih čestica. Izrađuju se od različitih materijala, sa različitim stepenima odvajanja, u zavisnosti od namene. Klase i karakteristike filtera za vazduh su date u tabeli 4.6.



Tabela 4. 6 Klase filtera za vazduh prema ISO klasifikaciji [72,73,74]

Namena	Klasa	Stepen prečišćavanja	Veličina čestice	Veličina čestice sa 100% izdvajanjem	Standard
Primarni filteri	G1	65%	srednja vrednost	>5 µm	BS EN779
	G2	65–80%	srednja vrednost	>5 µm	BS EN779
	G3	80–90%	srednja vrednost	>5 µm	BS EN779
	G4	90%–	srednja vrednost	>5 µm	BS EN779
Sekundarni filteri	M5	40–60%	srednja vrednost	>5 µm	BS EN779
	M6	60–80%	srednja vrednost	>2 µm	BS EN779
	M7	80–90%	srednja vrednost	>2 µm	BS EN779
	F8	90–95%	srednja vrednost	>1 µm	BS EN779
	F9	95%–	srednja vrednost	>1 µm	BS EN779
Polu HEPA	E10	85%	minimalna vrednost	>1 µm	BS EN1822
	E11	95%	minimalna vrednost	>0.5 µm	BS EN1822
	E12	99.5%	minimalna vrednost	>0.5 µm	BS EN1822
HEPA	H13	99.95%	minimalna vrednost	>0.3 µm	BS EN1822
	H14	99.995%	minimalna vrednost	>0.3 µm	BS EN1822
ULPA	U15	99.9995%	minimalna vrednost	>0.3 µm	BS EN1822
	U16	99.99995%	minimalna vrednost	>0.3 µm	BS EN1822
	U17	99.999995%	minimalna vrednost	>0.3 µm	BS EN1822

#### 4.4.2 Filteri za gorivo

Filteri se obično upoređuju prema nominalnoj veličini pore filterskog medijuma. Mrežasti filteri se mogu porediti prema veličini okca mreže. Često se koristi i jedinica „mesh“, koja predstavlja broj okaca po jedinici dužine (inču ili centimetru). Veći broj odgovara finijoj mreži (veći broj okaca, odnosno manji otvor).



Tabela 4. 7 Finoća filtera i primena [75]

Broj okaca i veličina otvora u $\mu\text{m}$				
Broj okaca	Prečnik okca		Uporedna veličina čestice	Vrsta filtera
	$\mu\text{m}$	inča		
	1270	0.05	Ne prolazi kroz ušice igle	Grubi saosni mrežasti filter
	400	0.0157	Mlevena kafa	Grubi filter za cilindrične pumpe za gorivo
50	297	0.0117	Sitan pesak	Grubi 50 mesh prethodni filterski element
80	177	0.007	Grinje	Fini 80 mesh prethodni filterski element
100	149	0.0059	Kuhinjska so	Magnetski saosni mrežasti filter
	115	0.0045	P120 brusni papir (ISO 6344)	Levkasti mrežasti filter za gorivo
200	74	0.0029	Mulj	Patronski nasadni filter za gorivo
	40	0.0016	Donja granica vidljivosti	Fini 40 $\mu\text{m}$ trajni filterski element za ulje
	31	0.0012	Polen	Fini vrećasti filterski za pretakanje goriva
	25	0.001	Bela krvna zrnca	Fini 25 $\mu\text{m}$ filter za gorivo
	8	0.0003	Crvena krvna zrnca	Fini 8 $\mu\text{m}$ naknadni filter za ulje
	5	0.000197	Fina prašina	Ultrafini filter goriva za visoke performanse
	1	0.000039	Bakterije	Canton za gorivo

Uobičajeno je da se u raznim delovima hidrauličkih sistema koriste različiti filteri, zbog različitih zahteva za čistoćom fluida. Može se prihvatiti sledeća podela:

- Hlađenje prenosnika snage - 149 do 1270 $\mu\text{m}$
- Prefilter za motorno ulje - 40 do 1270 $\mu\text{m}$
- Glavni filter motornog ulja - 8 do 40 $\mu\text{m}$
- Prefilter pumpe za gorivo - 25 do 400 $\mu\text{m}$
- Naknadni filter pumpe za gorivo - 1 do 74 $\mu\text{m}$

Za motore visokih performansi se preporučuju filteri za gorivo  $< 10\mu\text{m}$ . Dobra praksa je korišćenje grubog prefiltera pre pumpe (zaštita pumpe) i naknadnog filtera (zaštita motora).



#### 4.4.3 Filteri za ulje

Nivo oštećenja koje čestice mogu prouzrokovati kod motora je u direktnoj vezi sa veličinom čestica. Ulje u motoru podmazuje površine sa zazorima veličine 2 - 22 $\mu$ m. Čestice u ovom opsegu predstavljaju najveću opasnost, jer mogu da zađu između pokretnih delova i uzrokuju veliko habanje i oštećenje radnih površina u motoru. Iako na prvi pogled nije očigledno, čestice veće od 25 $\mu$ m uzrokuju manje problema, budući da u najgorem slučaju mogu da znatno smanje protok ulja za podmazivanje, ali ne mogu da direktno uzrokuju oštećenje nalegajućih površina. Slično kao i kod goriva, i kod ulja možemo čestice po veličini svrstati u nekoliko grupa:

- Krupne čestice su čestice dimenzija 0.5mm ili veće. Oni predstavljaju malu opasnost za sistem jer ih je lako ukloniti filterom za vazduh, ili sličnim grubim filterom.
- Srednje čestice su čestice dimenzija 25 $\mu$ m do 0.5mm. Iako ih je teže ukloniti od krupnih čestica, pretnja koju one predstavljaju sistemu je smanjena, jer su veće od mnogih zazora u sistemu. Njihova veličina ne dozvoljava da dođu u kontakt sa nalegajućim površinama i izazovu ubrzano habanje, pa i oštećenje pokretnih komponenti.
- Sitne čestice su čestice dimenzija 5 do 25 $\mu$ m. Značaj ove grupe čestice je sve veći, jer one mogu da prodru u zazor između pokretnih elemenata sistema i prouzrokuju njihovo ubrzano habanje. Zbog malih dimenzija, njih je najteže ukloniti iz struje ulja, kao radnog fluida.

Istraživanja pokazuju da postoji čvrsta veza između nivoa filtracije i habanja pokretnih delova motora. Rezultati ispitivanja pokazuju da se habanje pokretnih komponenti može smanjiti do 50% prelaskom sa filtera poroznosti 40 $\mu$ m na filter poroznosti 30 $\mu$ m, odnosno do 70% prelaskom na filter poroznosti 15 $\mu$ m, pri stepenu odvajanja 98% i većim [76].

Kontrolisanje kontaminirajućih abrazivnih čestica veličine od 2 to 22 $\mu$ m u motornom ulju je presudno u cilju kontrolisanja radnog habanja motora. Kako dobar deo ovih čestica dolazi u kontakt sa uljem zbog nesavršenosti zaptivanja između cilindra i kartera motora, to je jasno da je veoma bitno utvrditi sve uticaje na strujanje u ulju i drugim radnim fluidima, a time i najpogodnija mesta za postavljanje odgovarajućih filtera.



#### 4.4.4 Uticaj veličine i vrste čestica na taloženje u rezervoarima

Mnogi zagađivači se mogu naći u hidrauličkim fluidima, što je i prikazano u tabeli 4.6. U zavisnosti od vrste noseće faze, veličine i gustine dispergovane čestice, one mogu biti lebdeće, ili se taložiti. Za karakteristične vrste hidrauličkih fluida (vazduh, voda, alkohol, dizel i ulje), najčešće dispergovane čestice (ljuspice boje, prašina, aluminijum, rđa i čelični opiljci) i karakteristične veličine čestica (1, 5 i 40 $\mu\text{m}$ ) je u tabelama 4.8 do 4.12 prikazana teorijska brzina taloženja, sračunata na osnovu jednačine 4.12.

Tabela 4. 8 Brzina taloženja za čestice osušene boje  $\rho_1 = 1400 \text{ kg/m}^3$

Noseća faza	$\rho_2 \text{ [kg/m}^3\text{]}$	$\mu \cdot 10^6 \text{ [kg/m}^3\text{]}$	$w_{1\mu\text{m}} \text{ [}\mu\text{m/s]}$	$w_{5\mu\text{m}} \text{ [}\mu\text{m/s]}$	$w_{40\mu\text{m}} \text{ [}\mu\text{m/s]}$
Vazduh	1,225	18,1	42,1160	1052,91	67386
Voda	995	652,7	0,33816	8,45405	54159
alkohol	785	842,3	0,39793	9,94815	636,681
Dizel	840	1659,8	0,18387	4,59683	294,197
Ulje	870	123105	0,0023464	0,0586593	3,75419

Tabela 4. 9 Brzina taloženja za čestice prašine  $\rho_1 = 2300 \text{ kg/m}^3$

Noseća faza	$\rho_2 \text{ [kg/m}^3\text{]}$	$\mu \cdot 10^6 \text{ [kg/m}^3\text{]}$	$w_{1\mu\text{m}} \text{ [}\mu\text{m/s]}$	$w_{5\mu\text{m}} \text{ [}\mu\text{m/s]}$	$w_{40\mu\text{m}} \text{ [}\mu\text{m/s]}$
vazduh	1,225	18,1	69,2149639	1730,3741	110743,9422
Voda	995	652,7	1,08963261	27,240815	1743,412183
alkohol	785	842,3	0,98025656	24,506414	1568,410493
Dizel	840	1659,8	0,47938356	11,984589	767,0136881
Ulje	870	123105	0,00633077	0,1582694	10,12923927



Tabela 4. 10 Brzina taloženja za čestice aluminijuma  $\rho_1 = 2700 \text{ kg/m}^3$

Noseća faza	$\rho_2 \text{ [kg/m}^3\text{]}$	$\mu \cdot 10^6 \text{ [kg/m}^3\text{]}$	$w_{1\mu\text{m}} \text{ [}\mu\text{m/s]}$	$w_{5\mu\text{m}} \text{ [}\mu\text{m/s]}$	$w_{40\mu\text{m}} \text{ [}\mu\text{m/s]}$
vazduh	1,225	18,1	81,2587635	2031,4691	130014,0216
Voda	995	652,7	1,42361962	35,590491	2277,791396
alkohol	785	842,3	1,23907017	30,976754	1982,512273
Dizel	840	1659,8	0,61072152	15,268038	977,1544245
Ulje	870	123105	0,00810162	0,2025405	12,96259291

Tabela 4. 11 Brzina taloženja za čestice rđe  $\rho_1 = 5242 \text{ kg/m}^3$

Noseća faza	$\rho_2 \text{ [kg/m}^3\text{]}$	$\mu \cdot 10^6 \text{ [kg/m}^3\text{]}$	$w_{1\mu\text{m}} \text{ [}\mu\text{m/s]}$	$w_{5\mu\text{m}} \text{ [}\mu\text{m/s]}$	$w_{40\mu\text{m}} \text{ [}\mu\text{m/s]}$
vazduh	1,225	18,1	157,79711	3944,9278	252475,3765
Voda	995	652,7	3,54610706	88,652676	5673,771296
alkohol	785	842,3	2,88383068	72,095767	4614,129086
Dizel	840	1659,8	1,44537425	36,134356	2312,598805
Ulje	870	123105	0,01935535	0,4838837	30,9685553

Tabela 4. 12 Brzina taloženja za čestice čelika  $\rho_1 = 7800 \text{ kg/m}^3$

Noseća faza	$\rho_2 \text{ [kg/m}^3\text{]}$	$\mu \cdot 10^6 \text{ [kg/m}^3\text{]}$	$w_{1\mu\text{m}} \text{ [}\mu\text{m/s]}$	$w_{5\mu\text{m}} \text{ [}\mu\text{m/s]}$	$w_{40\mu\text{m}} \text{ [}\mu\text{m/s]}$
vazduh	1,225	18,1	234,817209	5870,4302	375707,5346
Voda	995	652,7	5,68195398	142,04885	9091,126364
alkohol	785	842,3	4,53894373	113,47359	7262,309971
Dizel	840	1659,8	2,28528051	57,132013	3656,448814
Ulje	870	123105	0,03067991	0,7669977	49,08785183



Na osnovu eksperimentalnih i numeričkih rezultata je utvrđeno da je srednja brzina strujanja u razmatranim realnim paralelopipednim rezervoarima reda veličine  $\sim 10\text{mm/s}$  za slučaj RBC i  $\sim 1\text{mm/s}$  za slučaj RRBC, koji je osnova istraživanja u ovoj doktorskoj disertaciji. Visina razmatranih rezervoara je reda veličine decimetara.

U tabelama su istaknuti slučajevi u kojima se može očekivati taloženje čestica. Možemo primetiti da se kod vazduha može očekivati taloženje svih čestica veličine preko  $5\mu\text{m}$ , dok se kod ulja može očekivati da sve čestice budu lebdeće.

U tabeli 4.13 je prikazana granična veličina čestice koja će biti lebdeća u struji hidrauličkog fluida, uzevši u obzir razmotrene vrste fluida, kao i vrste dispergivanih nečistoća.

*Tabela 4. 13 Granična veličina čestice  $d_{gr}$  [ $\mu\text{m}$ ] za prosečnu brzinu strujanja ( $1\mu\text{m/s}$ )*

Materijal	Ijuspica boje	prašina	aluminijum	rđa	čelik
vazduh	4,87	3,80	3,51	2,52	2,06
Voda	54,37	30,29	26,50	16,79	13,27
alkohol	50,13	31,94	28,41	18,62	14,84
Dizel	73,75	45,67	40,46	26,30	20,92
Ulje	652,83	397,44	351,33	227,30	180,54

Kako se iz tabele 4.13 jasno može videti, potrebno je obratiti posebnu pažnju na čistoću ulja, koje je najčešći hidraulički fluid. Kao takvo, ono je često izloženo ekstremnim radnim uslovima, poput visokih pritisaka i temperatura. Kako mu je namena i hlađenje i podmazivanje pokretnih delova, to ono često prolazi kroz veoma male procepe i zazore, a samim tim i povećava mogućnost habanja pokretnih delova i začepjenja strujnih kanala, te mu je samim tim i potrebno obezbediti odgovarajuće prečišćavanje.



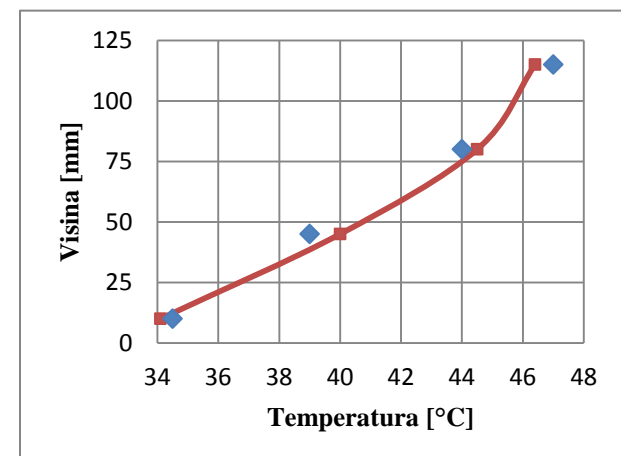
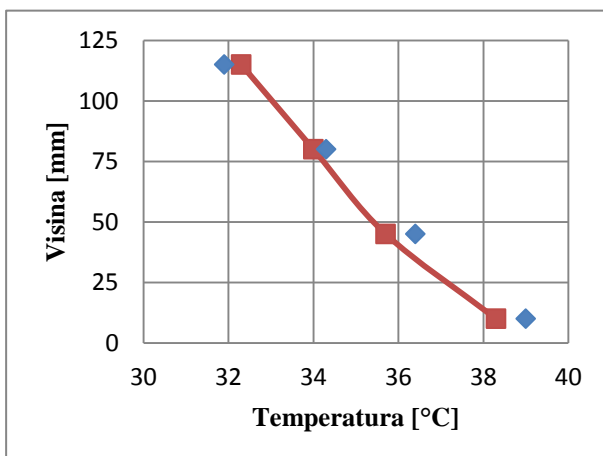
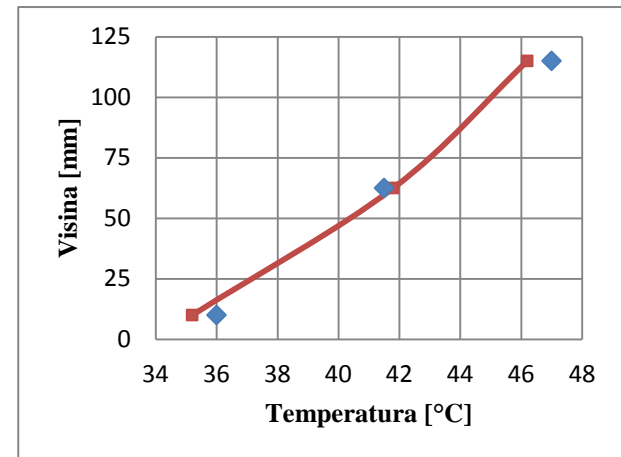
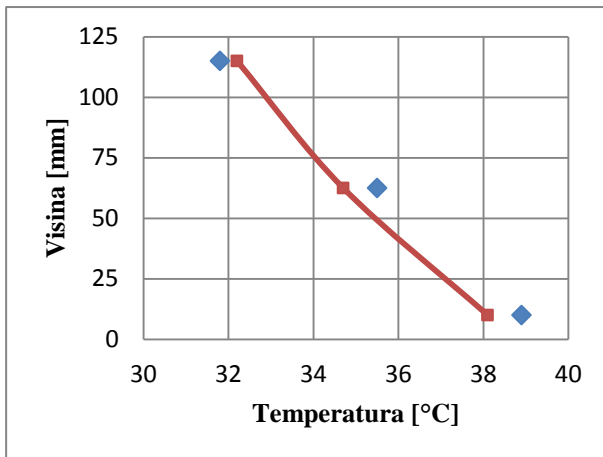
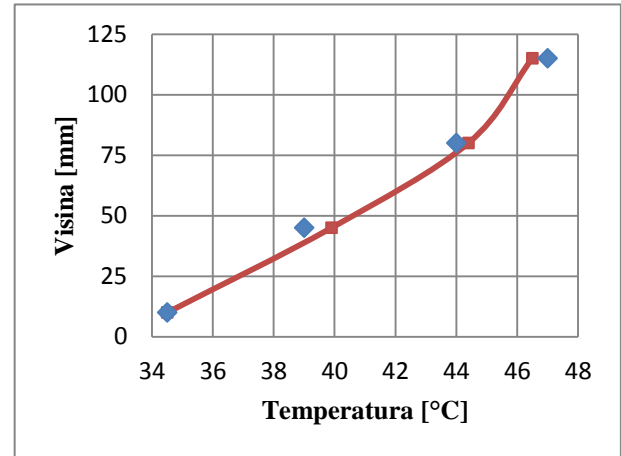
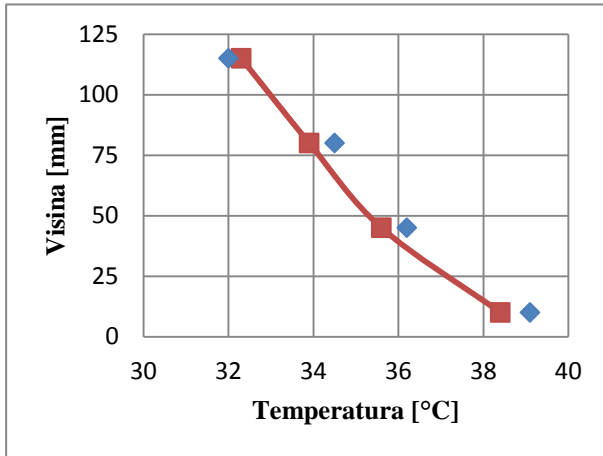


## 4.5 Analiza rezultata

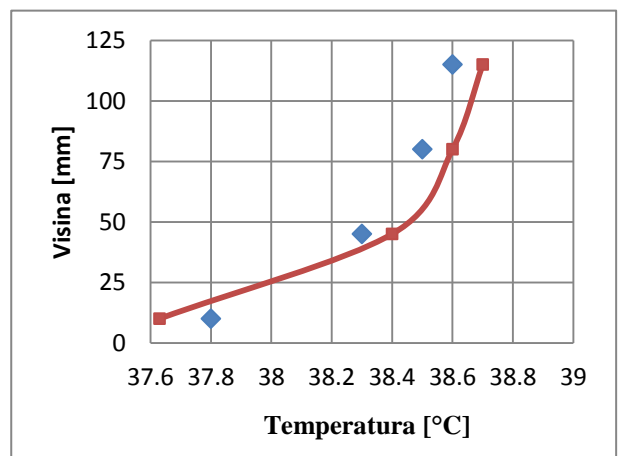
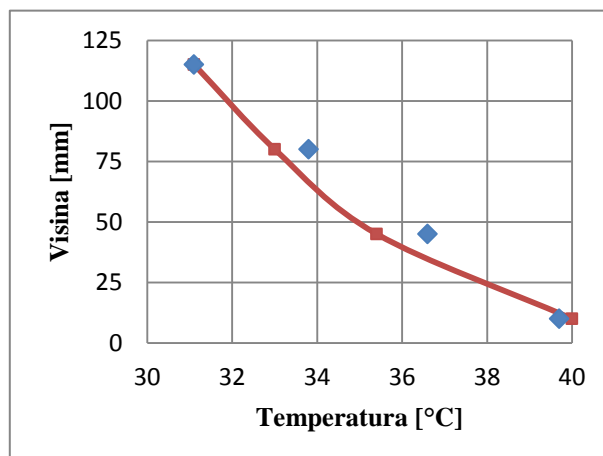
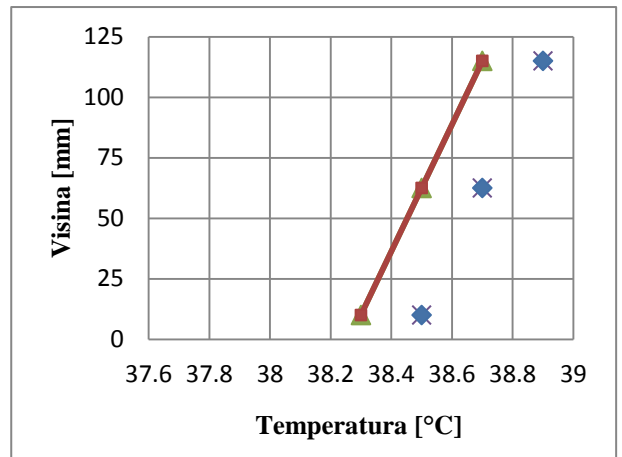
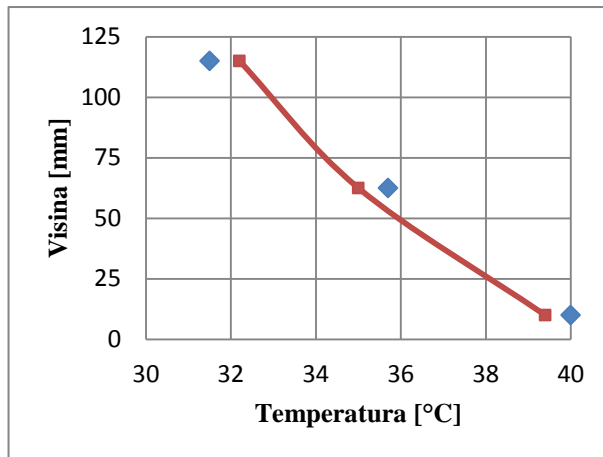
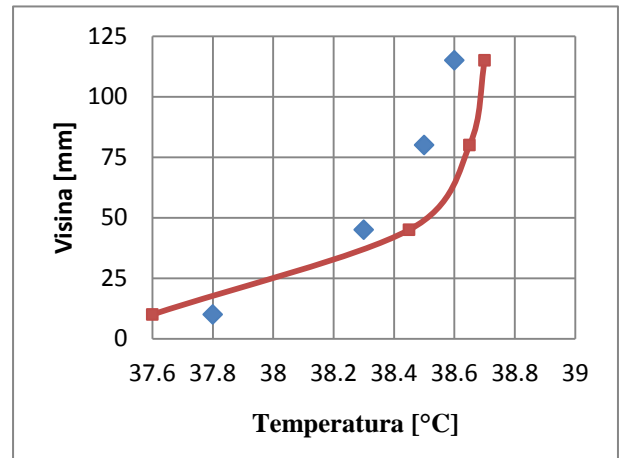
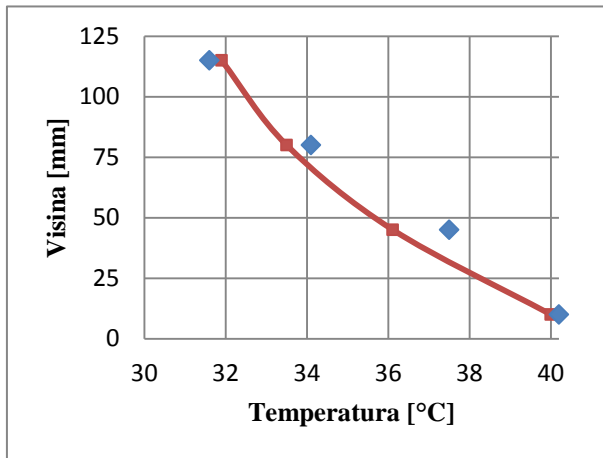
Kako zbog tehničkih uslova u ovom trenutku nije bilo moguće pristupiti merenju brzinskog polja u eksperimentalnoj komori (mada je ista opremljena transparentnim otvorima koji bi omogućili eventualnu primenu laser-dopler anemometrije), izvršeno je merenje temperaturnog profila u više preseka, kako horizontalnih, tako i vertikalnih, za sve navedene radne fluide (vazduh, vodu, alkohol, dizel i ulje). Radi upoređenja, izvršena je serija merenja sa toplijom pločom pozicioniranom sa gornje strane (čime je simuliran uticaj insolacije kao izvora temperaturnog gradijenta u fluidu) – slučaj RRBC, a onda i sa toplijom pločom pozicioniranom sa donje strane (klasična postavka Rejli-Benarove konvekcije) – slučaj RBC.

Navedeni rezultati su predstavljeni na slikama 4.23 do 4.27, gde su izmerene vrednosti temperature u odgovarajućim presecima predstavljene diskretnim tačkama na dijagramima, dok su rezultati numeričkih simulacija predstavljeni kontinualnim profilima, što odgovara kontinualnosti polja veličina dobijenih numeričkom simulacijom. Na slikama su navedene temperature toplije ploče merene sondom TS01 i hladnije ploče izložene atmosferskim uticajima TS16. Iste vrednosti su korištene kao granični uslovi za numeričke simulacije.

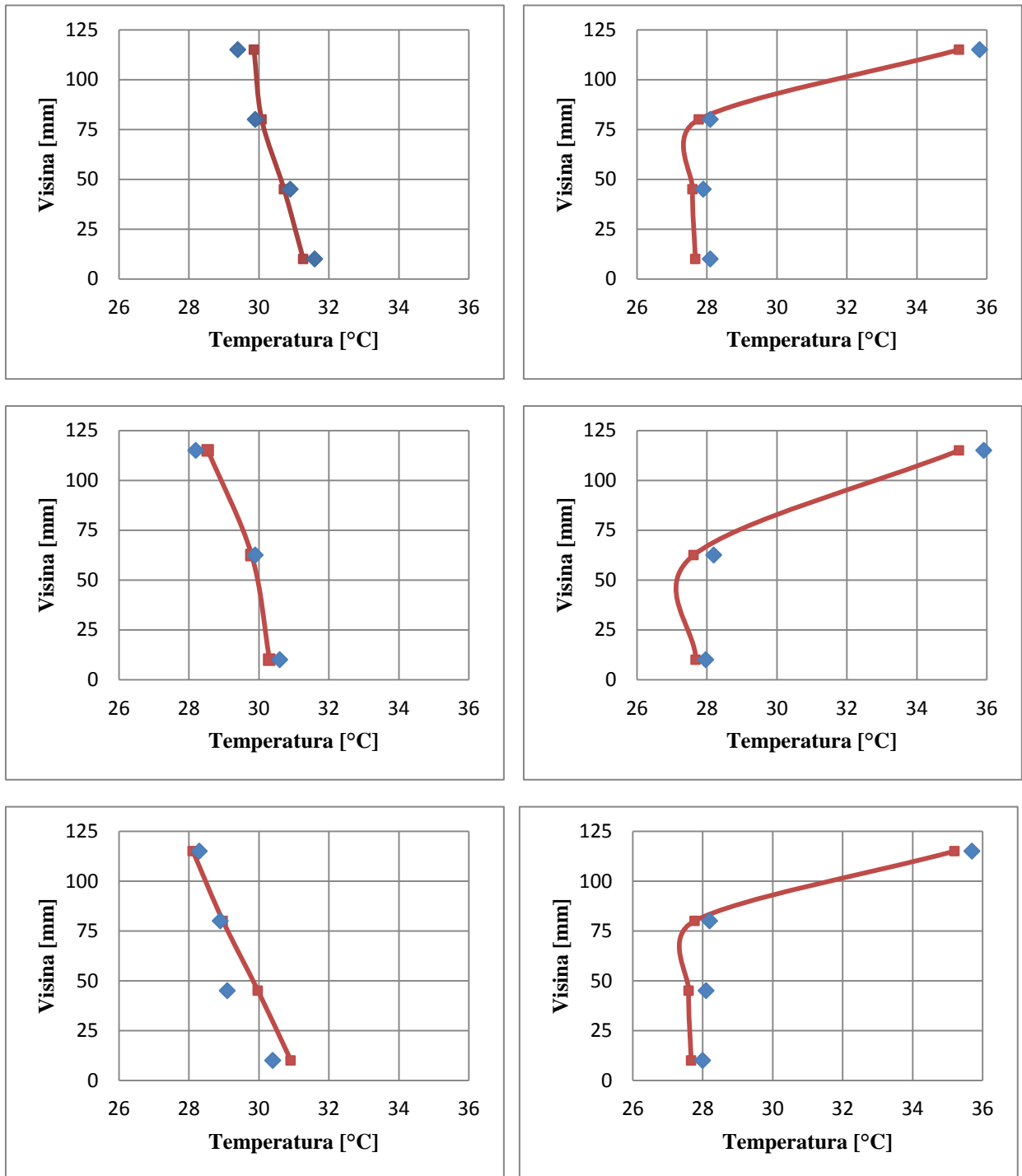
Dobijeni rezultati pokazuju dobro slaganje eksperimentalnih i numeričkih rezultata, sa primetnom tendencijom da numerički rezultati imaju nešto niže vrednosti od eksperimentalnih rezultata, što je posledica inertnosti temperaturnih sonde. Remećenje struje sondama koje bi bile uronjene direktno u prostor komore višestruko bi povećalo greške merenja zbog narušavanja očekivanih struktura. Uzevši sve uticaje u obzir, može se prihvatiti da su dobijeni rezultati prihvatljivog nivoa tačnosti, pogotovo ako uzmemo u obzir globalni uslov konvergencije numeričkog eksperimenta od 10%.



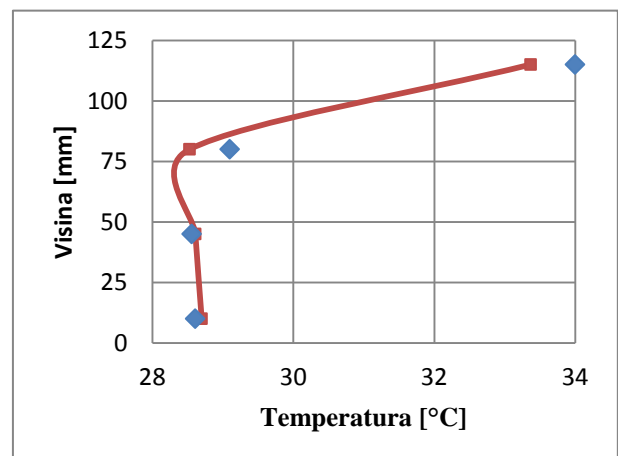
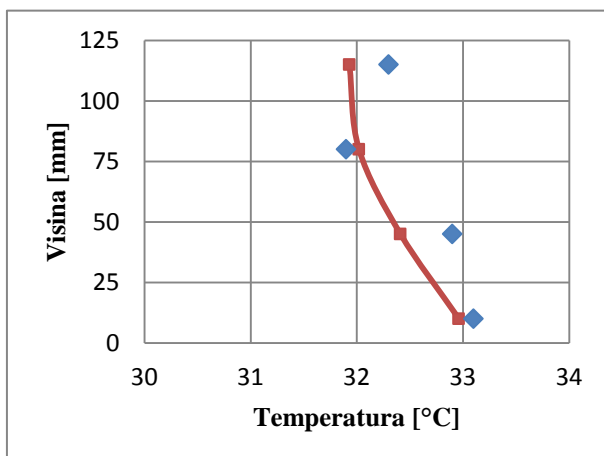
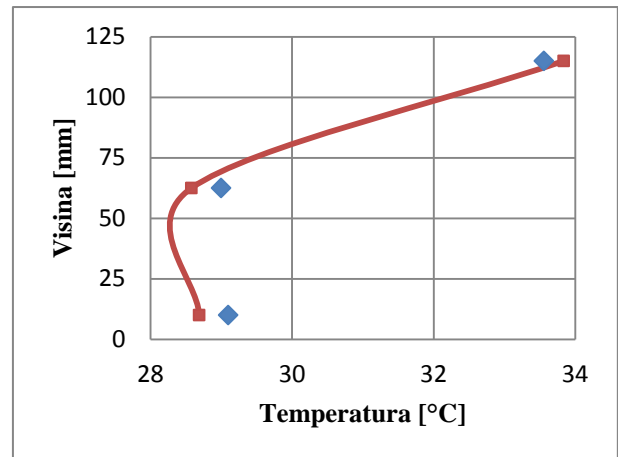
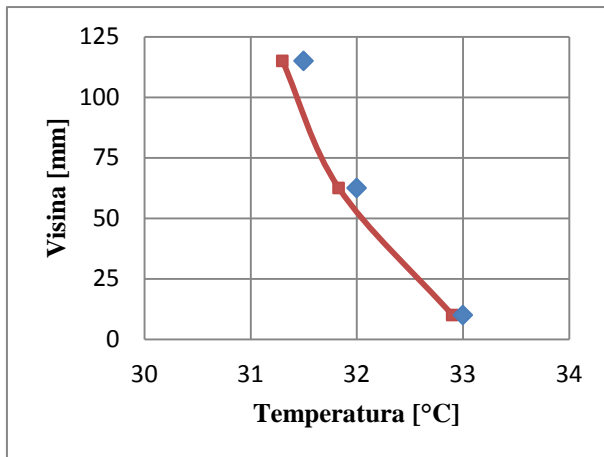
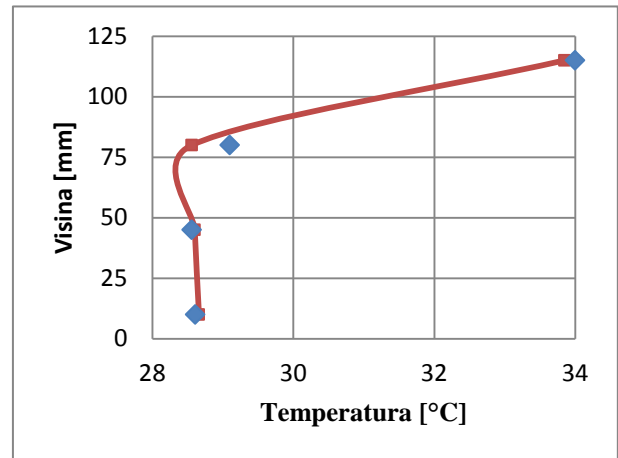
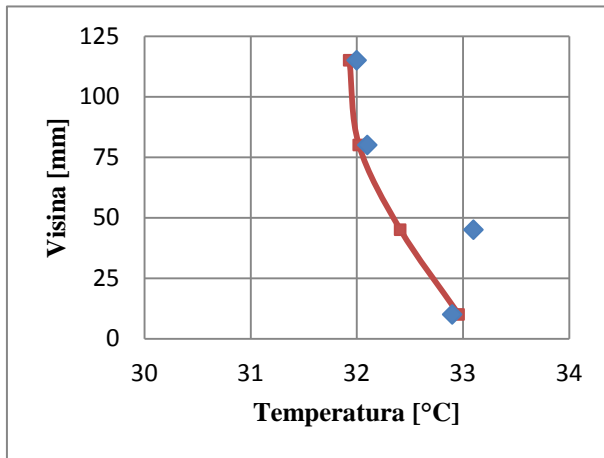
Slika 4. 23 Upoređenje eksperimentalnih i numeričkih rezultata (profil) u levom, srednjem i desnom vertikalnom preseku komore sa vazduhom za slučaj RBC (levo) pri temperaturama  $TS_{01}=41.3^{\circ}\text{C}$  i  $TS_{16}=30.3^{\circ}\text{C}$  i RRBC (desno) pri temperaturama  $TS_{01}=51^{\circ}\text{C}$  i  $TS_{16}=33^{\circ}\text{C}$



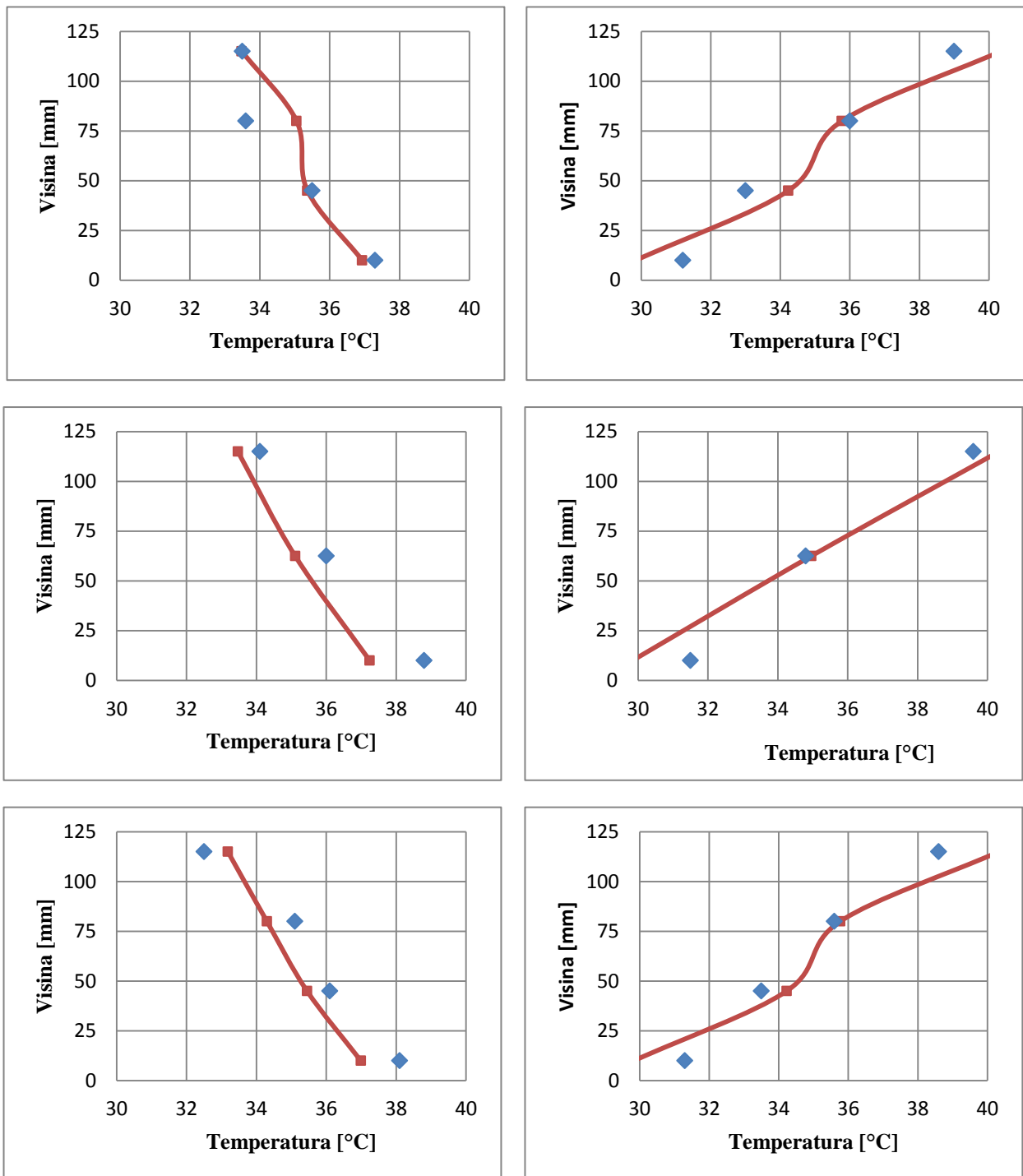
Slika 4. 24 Upoređenje eksperimentalnih i numeričkih rezultata (profil) u levom, srednjem i desnom vertikalnom preseku komore sa vodom za slučaj RBC (levo) pri temperaturama TS01=42.4°C i TS16=27.4°C i RRBC (desno) pri temperaturama TS01=42.4°C i TS16=27.4°C



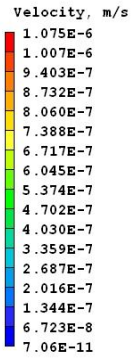
Slika 4. 25 Upoređenje eksperimentalnih i numeričkih rezultata (profil) u levom, srednjem i desnom vertikalnom preseku komore sa alkoholom za slučaj RBC (levo) pri temperaturama  $TS_{01}=40^{\circ}\text{C}$  i  $TS_{16}=20^{\circ}\text{C}$  i RRBC (desno) pri temperaturama  $TS_{01}=41,8^{\circ}\text{C}$  i  $TS_{16}=28^{\circ}\text{C}$



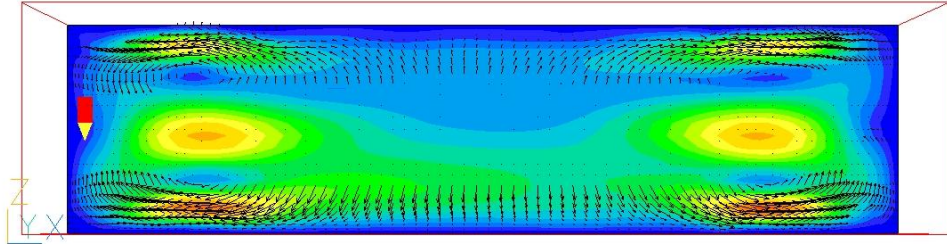
Slika 4. 26 Upoređenje eksperimentalnih i numeričkih rezultata (profil) u levom, srednjem i desnom vertikalnom preseku komore sa dizelom za slučaj RBC (levo) pri temperaturama  $TS_{01}=42.4^{\circ}\text{C}$  i  $TS_{16}=27.4^{\circ}\text{C}$  i RRBC (desno) pri temperaturama  $TS_{01}=41.2^{\circ}\text{C}$  i  $TS_{16}=29^{\circ}\text{C}$



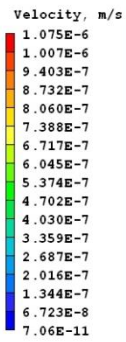
Slika 4. 27 Upoređenje eksperimentalnih i numeričkih rezultata (profil) u levom, srednjem i desnom vertikalnom preseku komore sa uljem za slučaj RBC (levo) pri temperaturama TS01=41.3°C i TS16=30.3°C i RRBC (desno) pri temperaturama TS01=42.5°C i TS16=27.6°C



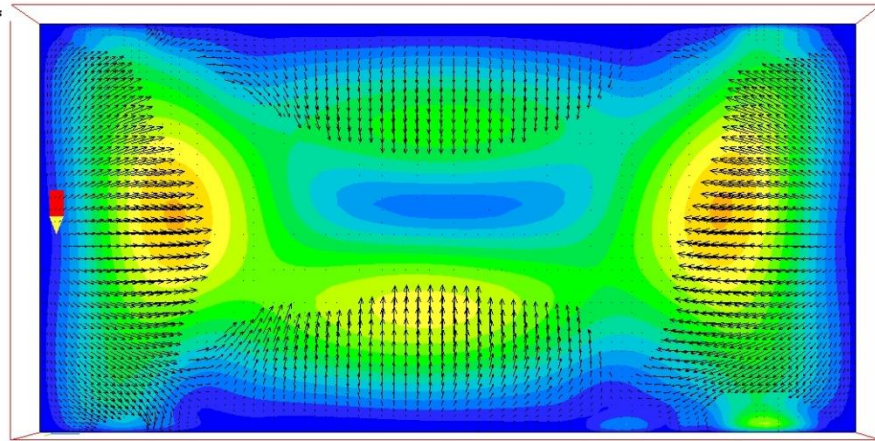
Time 1800.000 s  
Probe value  
1.018E-7  
Average value  
3.503E-7



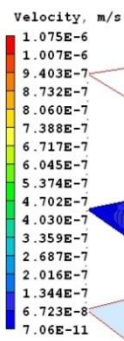
a)



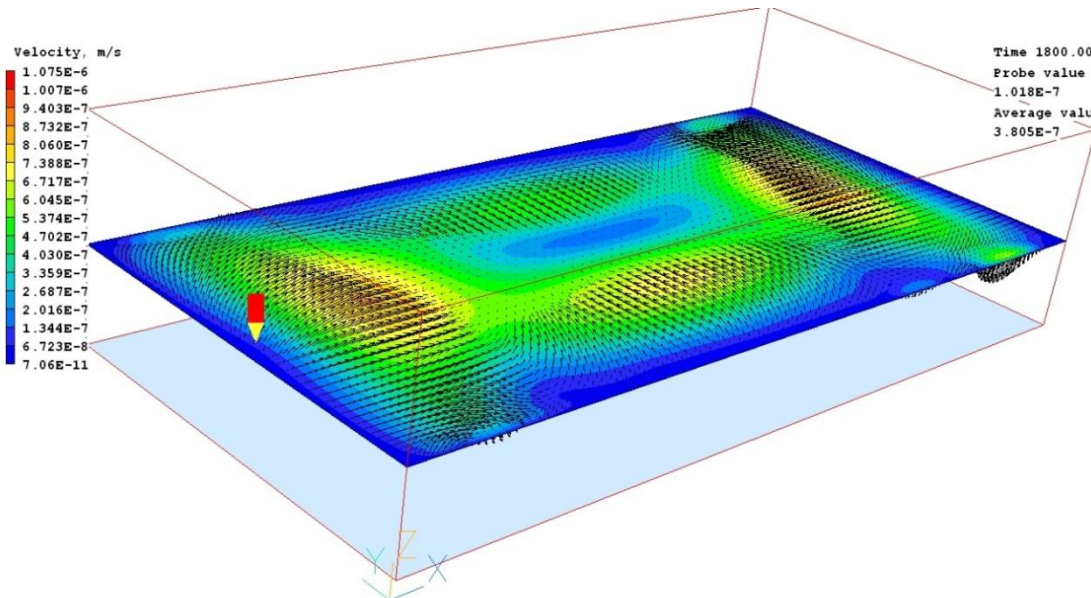
Time 1800.000 s  
Probe value  
1.018E-7  
Average value  
3.805E-7



b)

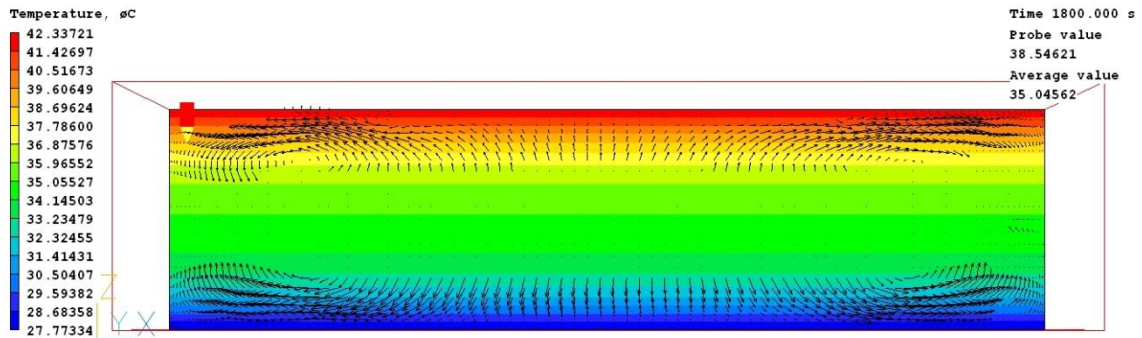


Time 1800.000 s  
Probe value  
1.018E-7  
Average value  
3.805E-7

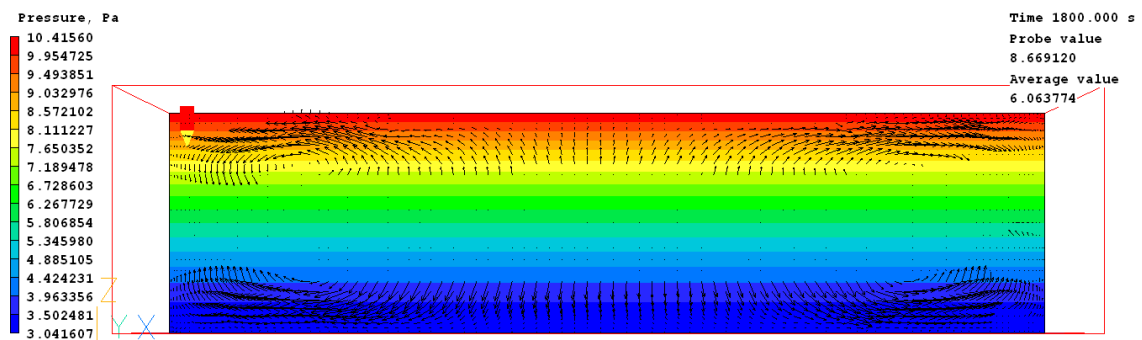


RRB3D\_KERNELG\_011\_425\_276

c)



d)



e)

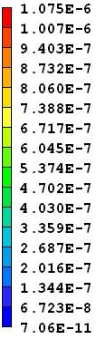
RRB3D\_KERNEL\_011\_425\_276

Slika 4. 28 Polja brzine u x-z ravni (a), x-y ravni (b) i aksonometrijskom pogledu (c), kao i dobijena polja temperature (d) i pritiska (e) u komori sa uljem za slučaj RRBC pri temperaturama  $TS_{01}=42.5^{\circ}\text{C}$  i  $TS_{16}=27.6^{\circ}\text{C}$  (upotrebljene kao granični uslovi)

Na slikama 3.14 i 3.15 su prikazana polja brzine pri nastajanju konvektivnih struktura za slučaj komore sa tečnošću, gde se može jasno videti da se potpuno formiranje konvektivnih struktura završava u prvih 150 sekundi. Na slici 4.28 su prikazana brzinska, temperaturno i polje pritiska za slučaj komore sa uljem, nakon 1800 s. Lako je uočljivo formiranje kvazisimetričnih konvektivnih struktura, sa tendencijom oscilatornog ponavljanja.

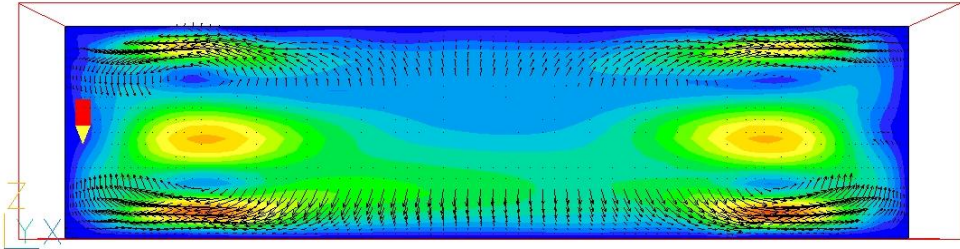


Velocity, m/s



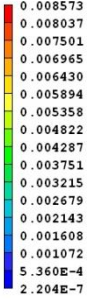
Time 1800.000 s

Probe value  
1.018E-7  
Average value  
3.503E-7



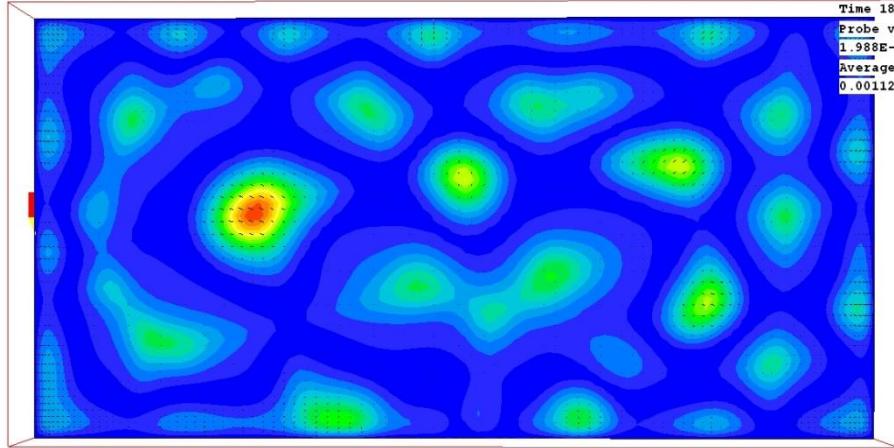
a)

Velocity, m/s



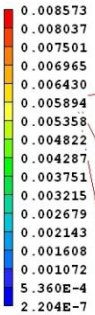
Time 1800.000 s

Probe value  
1.988E-4  
Average value  
0.001121



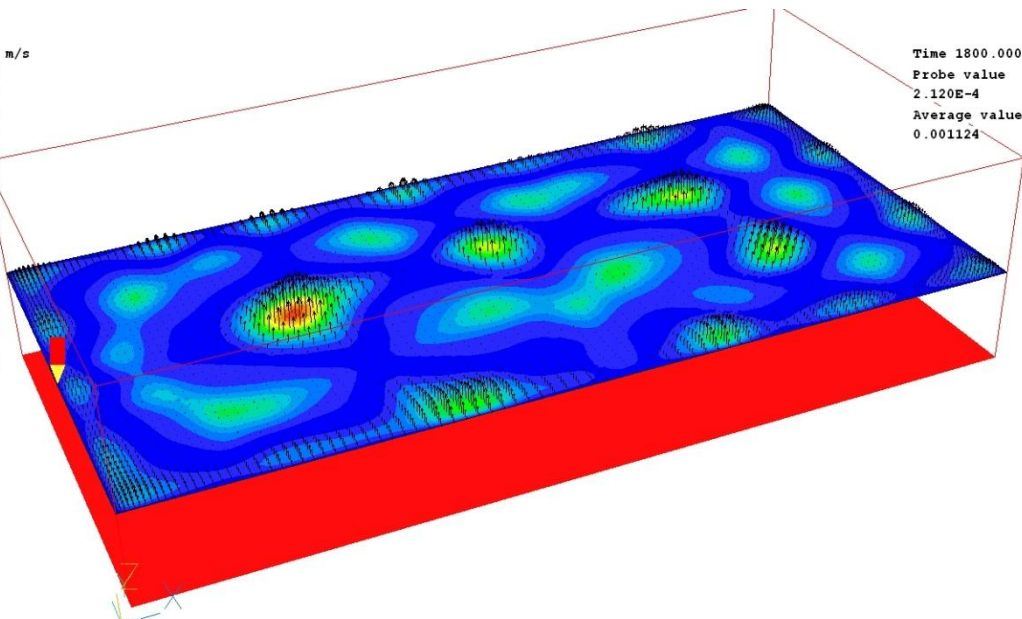
b)

Velocity, m/s



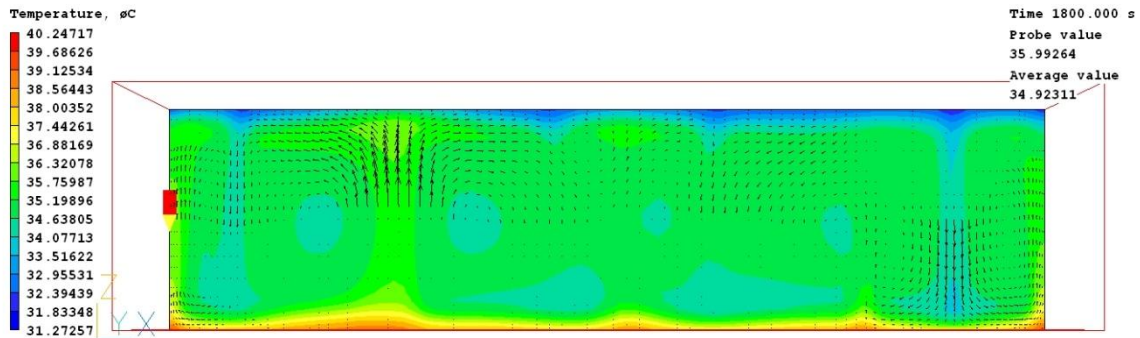
Time 1800.000 s

Probe value  
2.120E-4  
Average value  
0.001124

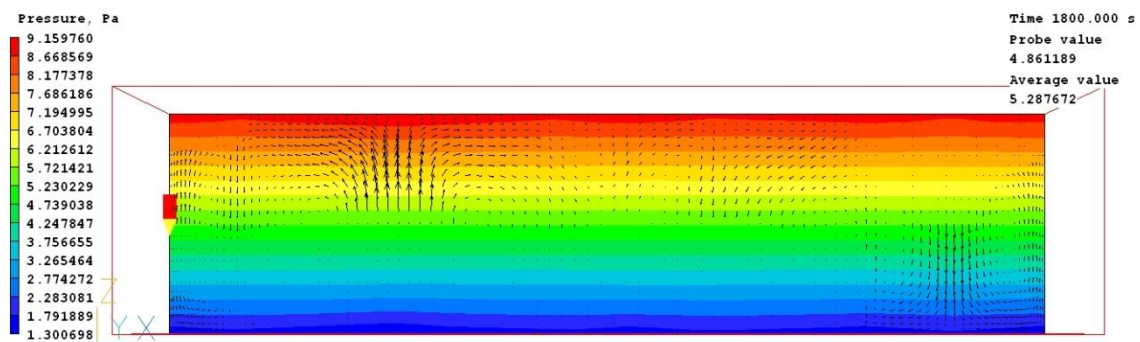


RB3D\_KERNEL\_Oil\_413\_303

c)



d)



RB3D\_KERNEL\_Oil\_413\_303

e)

Slika 4. 29 Polja brzine u x-z ravni (a), x-y ravni (b) i aksonometrijskom pogledu (c), kao i dobijena polja temperature (d) i pritiska (e) u komori sa uljem za slučaj RBC pri temperaturama  $TS_{01}=41.3^{\circ}\text{C}$  i  $TS_{16}=30.3^{\circ}\text{C}$  (upotrebene kao granični uslovi)

Na slikama 3.11 i 3.12 je prikazan mehanizam nastajanja konvektivnih struktura u komori sa tečnošću, gde se takođe vidi da se potpuno formiranje konvektivnih struktura završava u prvih 150 sekundi i kod slučaja RBC, kao i kod RRBC. Na slici 4.29 su prikazana brzinska, temperaturno i polje pritiska za slučaj komore sa uljem, nakon 1800 s. Formiranje kvazisimetričnih konvektivnih struktura, sa tendencijom oscilatornog ponavljanja se posebno lepo uočava na slikama 4.29 b i c, gde je primetan maksimum brzine levo od centra preseka.



Na slikama 4.28 i 4.29 se lako uočava uticaj zidova na stvaranje dodatnih poremećaja u struji. Za slučaj RRBC se očekuje stratifikacija, ali se zbog postojanja termičke neravnoteže, pod uticajem hrapavosti zidova, javljaju tangencijalni naponi koji dovode do mešanja slojeva fluida, iako su i uzgonska i gravitaciona sila koje deluju na masu fluida istog smera. Do mešanja dolazi prvo u uglovima na strani ploče više temperature, gde je i trenje najuticajnije, što se zatim lagano prenosi na celu masu fluida, uz uočljivo oscilatorno ponavljanje oblika struktura u odgovarajućim delovima komore.

Na ovaj način možemo doći do zaključka da u realnim uslovima ograničenih rezervoara nije moguće dobiti pravu stratifikaciju za natkritične vrednosti Rejljevog broja, koje su očekivane u realnim uslovima eksploatacije.



---

## 5. ZAKLJUČAK

---

U okviru ove teze je izložena specifična metodologija eksperimentalnog i numeričkog istraživanja fenomena prirodne konvekcije u realnim paralelopipednim rezervoarima pod dejstvom atmosfere. Može se sa dovoljnom tačnošću uzeti da se toplota dovodi samo preko toplije ploče, a odvodi preko hladnije. Uticaj atmosfere se ogleda u delovanju atmosferskih uslova i insolacije na rezervoar. U cilju izvođenja eksperimenta, na Mašinskom fakultetu u Nišu je formirana ispitna komora sa 16 mernih tačaka u kojima je kontinualno merena temperatura, a na osnovu preliminarnog numeričkog eksperimenta. Radi lakšeg poređenja dobijenih rezultata, toplotni fluks toplije ploče je održavan konstantnim u toku eksperimenta, tako da su se temperature obe ploče (i toplije i hladnije) menjale pod uticajem atmosferskih uslova.

Prirodna konvekcija u zatvorenim prostorima je oduvek predstavljala jednu od osnovnih oblasti izučavanja u energetici. Javlja se od najmanjih razmera (u raznim sudovima i uređajima) pa do najvećih (atmosfera, otopljeno jezgro planete). Procesi koji se javljaju zavise od geometrijskih odnosa i temperature odgovarajućih površina, od čega zavisi vrsta strujanja koja će se javiti.

Posebna grupa ovih strujanja nastaje kada se strujanje vrši između paralelnih ploča različite temperature, najčešće kada je temperatura donje ploče viša od temperature gornje – poznat slučaj Rejli-Benarove konvekcije. Ovaj slučaj je prvo eksperimentalno izveo Anri Benar 1900. godine, a dobitnik Nobelove nagrade za fiziku lord Rejli (John William Strutt, 3<sup>rd</sup> Baron Rayleigh) je prvi postavio teoretske osnove zasnovane na temperaturnom gradijentu. U kasnijem istraživanju je ovaj problem teorijski bolje opisan, posebno nakon uvođenja modela na bazi površinskog napona. Ova istraživanja se uglavnom baziraju na izučavanju procesa između 2 paralelne neograničene ploče, što je ostavilo prostor za izučavanje uticaja realnih bočnih zidova u realnim rezervoarima, bez idealizacije procesa i u realnim trodimenzionalnim domenima.

Imajući sve ovo u vidu, u datj tezi je prvo izvršen pregled dosadašnjih istraživanja, ne bi li se pokazalo mesto koje ovakvom pristupu izučavanja fenomena prirodne konvekcije u realnim rezervoarima s pravom pripada u savremenoj nauci, a i tehničkoj praksi.



Nakon uvodnih razmatranja, sačinjen je matematički model, sastavljen od seta diferencijalnih jednačina konzervacije, i to jednačine kontinuiteta, jednačina impulsa, jednačine energije i jednačine koje opisuju delovanje uzgonskih sila na dato strujanje. Na datom sistemu jednačina je izvršeno Reynolds-ovo osrednjavanje, nakon čega je sistem postao otvoren. Na zatvaranje sistema su razmotreni razni postupci, od jednačina nultog, preko jednačina drugog reda, do punog modela Reynolds-ovih turbulentnih napona. Model koji je pokazao najbolje slaganje sa podacima realnog eksperimenta je usvojen za numerički eksperiment.

U sledećem koraku je opisana numerička procedura za rešavanje datog sistema jednačina u generalizovanom obliku. Prikazani su osnovi metode konačnih zapremina, metode diskretizacije, a zatim su opisane karakteristike korišćenog softverskog paketa PHOENICS. Posebna pažnja je poklonjena tretiranju zidnih funkcija i graničnog sloja, čiji su uticaji veoma značajni za formiranje navedenog strujanja.

Dalje je prikazan izbor mreže i metode diskretizacije, u cilju što tačnijeg, ali i optimalnog, numeričkog tretiranja navedenog strujanja.

U narednom poglavlju opisani su korišćeni merni uređaji i detaljno je opisana merna komora, procedura merenja, načina prikupljanja podataka merenja, kao i razvijena specifična aparatura i metodologija upisivanja i obrade merenih podataka. Date su detaljne karakteristike korišćenih sondi, kao i Data Logger-a i pratećeg softvera.

Nakon detaljnog opisa eksperimenta, izvršena je analiza vrsta čestica koje bi mogle dospeti u karakteristične radne fluide (vazduh, vodu, alkohol, dizel i ulje), opisana kinetika kretanja dispergovanih čestica u navedenim hidrauličkim fluidima, kao i postojeće mogućnosti njihovog uklanjanja. Prikazani su uticaji strujanja na depoziciju karakterističnih dispergovanih čestica, kao i njihove granične vrednosti.

Na kraju su prikazani detalji numeričke simulacije brzinskog polja, sa osvrtom na uticaj realne geometrije posmatranog paralelopipednog rezervoara.

Dobijeni numerički rezultati su upoređeni sa izmerenim vrednostima, a data je i statistička metodologija za potvrđivanje kvaliteta modela i same simulacije. Sami rezultati su prikazani na osnovu uporednog korišćenja podataka dobijenih realnim, kao i numeričkim eksperimentom.



Svi dobijeni rezultati istraživanja se mogu sumarno prikazati u vidu nekoliko karakterističnih zaključaka:

- Komora korišćena u eksperimentu je pokazala veliku fleksibilnost u radu. Sonde su postavljene na odgovarajućim lokacijama, tako da postoje 3 ili 4 sonde koje mere temperature u 3 različita vertikalna preseka. Ovakav raspored omogućuje merenje sa raznim hidrauličkim fluidima, pri različitim temperaturnim režimima i položajima toplije i hladnije ploče.
- Eksperimentalni rezultati su ukazali na činjenicu da je relativna stabilnost okolnog vazduha omogućila da hladnija ploča bude direktno izložena spoljnim uslovima.
- Merni sistem je pokazao odgovarajući odziv na spoljne uslove, čime je omogućena raznovrsnost eksperimenta. Nosači sonde su unekoliko povećali inerciju merenja, ali je to omogućilo kontrolna merenja termokamerom. Merenja termokamerom su pokazala da nema značajnijih gubitaka toplote na izolovanom delu komore.
- Ovakva konstrukcija komore, preko transparentnih otvora, omogućava i primenu beskontaktnih metoda za merenje temperaturskog i brzinskog polja, poput laser-Dopler anemometrije, raznih optičkih metoda, i slično.
- Na osnovu eksperimentalnih podataka je urađen numerički eksperiment. Validacija je izvršena preko temperaturnog polja u više preseka. Vrednosti Rejljevog broja su u saglasnosti sa dobijenim brzinskim poljem.
- Za simulaciju su razmatrane varijante  $k-\epsilon$  modela, a usvojen je RNG  $k-\epsilon$  model, koji je pokazao najbolje slaganje sa eksperimentom i najoptimalniji po pitanju računarskih resursa.
- Dobijeni rezultati su pokazali da strujanje uglavnom odvija u neviskozno-nedifuznom režimu.



- Numerički dobijene vrednosti brzinskog polja su pokazale da je vertikalna komponenta brzine u redu veličine 1cm/s za slučaj zagrejane donje ploče i 1mm/s za slučaj zagrejane gornje ploče.
- Navedene karakteristične brzine strujanja pokazuju da će se u vazduhu gotovo sve eventualne dispergovane čestice nataložiti, dok će u ulju čak i čelični opiljci veličine 0,18mm ostati lebdeći.
- Kod razmartanih uslova strujanja, a za atmosferske uslove umereno-kontinentalne klime karakteristične za Niš, može se zaključiti da se stvaranje karakterističnih konektivnih struktura odvija već u prvih 150 sekundi.
- Rezultati simulacije jasno ukazuju na uticaj zidova na stvaranje dodatnih poremećaja u struji. Za slučaj toplije gornje ploče se očekuje stratifikacija, ali se zbog postojanja termičke neravnoteže, pod uticajem hrapavosti zidova, javljaju tangencijalni naponi koji dovode do mešanja slojeva fluida, iako su i uzgonska i gravitaciona sila koje deluju na masu fluida istog smera.
- Do mešanja dolazi prvo u uglovima na strani ploče više temperature, gde je i trenje najuticajnije, što se zatim lagano prenosi na celu masu fluida, uz uočljivo oscilatorno ponavljanje oblika struktura u odgovarajućim delovima komore.
- Rezultati su pokazali da u realnim uslovima ograničenih rezervoara nije moguće dobiti pravu stratifikaciju za natkritične vrednosti Rejljevog broja, koje su očekivane u realnim uslovima eksploatacije.
- U poređenju sa dostupnom literaturom, i u ovoj tezi se pokazalo da su mogućnosti programskog paketa PHOENICS sasvim dovoljne za simulaciju prirodne konevekcije u realnim paralelopipednim rezervoarima.
- Dobijeni model pokazuje mogućnost primene na određivanje kritičnih mesta u sistemu gde može doći do zaprečavanja strujnog preseka ili depozicije dispergovanih čestica između pokretnih delova.
- U daljem radu je moguće proširenje modela u cilju importovanja drugih geometrija u dati model, a time i primena na veliki broj drugih rezervoara, cevovoda i aparata.





---

## 6. LITERATURA

---

- [1] Block, M. J., Surface tension as the cause of Benard cells and surface deformation film, *Nature (London)*, pp. 650-651, 1956.
- [2] Pearson, J. R. A., On convection cells induced by surface tension, *Journal of Fluid Mechanics*, 4 (5), pp. 489- 500, 1958.
- [3] Hartmann, D. L., Tropical Convection and the Energy Balance at the Top of the Atmosphere, *Journal of Climate*, 14, pp. 4495-4951, 2001.
- [4] Marshall, J., Schott, F., Open-ocean convection: Observations, theory, and models, *Reviews of geophysics*, 37(1), pp. 1-64, 1999.
- [5] S. Rahmstorf: Thermohaline Ocean Circulation. In: *Encyclopedia of Quaternary Sciences*, Edited by S. A. Elias. Elsevier, Amsterdam 2006.
- [6] Hunt, G. R., and Linden, P. F., The fluid mechanics of natural ventilation – displacement ventilation by bouyancy-driven flows assisted by wind, *Energy and the Environment*, 34, pp. 707-720, 1999.
- [7] Brent, A. D., V. R. Voller, and K. J. Reid, Enthalpy-porosity technique for modeling convection-diffusion phase change - application to the melting of a pure metal, *Num.Heat Transfer* 13, 297–318, 1988.
- [8] McKenzie, D. P., Roberts, J. M., and Weiss, N. O., Convection in the earth's mantle: towards a numerical simulation, *J. Fluid Mech.* 62, 465–538, 1974.
- [9] Cardin, P., and P. Olson, Chaotic thermal convection in a rapidly rotating spherical shell: consequences for flow in the outer core, *Phys. of The Earth and Planetary Interiors*, 82, 235–259, 1994.
- [10] Cattaneo, F., T. Emonet, and N. Weiss, On the interaction between convection and magnetic fields, *Astrophys. J.* 588, 1183–1198, 2003.
- [11] Glatzmaier, G. A., and P. H. Roberts, A 3-dimensional self-consistent computer simulation of a geomagnetic field reversal, *Nature* 377, 203–209, 1995.
- [12] Chandrasekhar, S., *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, Dover, New York, 1981.
- [13] Drazin, P., and W. H. Reid, *Hydrodynamic stability*, Cambridge University Press, Cambridge, 1981.





- [14] Bodenschatz, E., W. Pesch, and G. Ahlers, Recent developments in Rayleigh-Benard convection, *Ann. Rev. Fluid Mech.* 32, pp. 709–778, 2000.
- [15] Getling, A. V., *Rayleigh-Benard convection: Structures and dynamics*, World Scientific, Singapore, 1998.
- [16] Ebert, A., Resagk, C., Thess, A., Experimental study of temperature distribution and local heat flux for turbulent Rayleigh–Bénard convection of air in a long rectangular enclosure. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51, pp. 4238–4248, 2008.
- [17] Anderson, T. N., M. Duke, *et al*, Experimental determination of natural convection heat transfer coefficients in an attic shaped enclosure. *International Communications in Heat and Mass Transfer* 37(4): 360-363, 2010.
- [18] Sheel J. D., *Rotating Rayleigh-Benard Convection*, PhD Thesis, California Institute of Technology Pasadena, California, 2007.
- [19] Ayed, S., *et al.*, Experimental study of temperature distribution for turbulent Rayleigh – Benard convection in rectangular tank, *Annals of Faculty Engineering Hunedoara – International Journal of Engineering*, 12(1), pp. 117-120, 2014.
- [20] Băiri, A., Zarco-Pernia E., *et al*, A review on natural convection in enclosures for engineering applications. The particular case of the parallelogrammic diode cavity, *Applied Thermal Engineering* 63(1), pp. 304-322, 2014.
- [21] Băiri, A., Laraqi N., *et al*, Numerical and experimental study of natural convection in tilted parallelepipedic cavities for large Rayleigh numbers, *Experimental Thermal and Fluid Science* 31(4): 309-324, 2007.
- [22] Jovanović M. M., Živković D. S., Nikodijević J. D., Rayleigh-Benard Convective Instability in the presence of Temperature Variation at the lower wall, *Thermal science*, 16(S2), pp. S281-S294, 2012.
- [23] Ayed, S., *et al.*, Instability of Rayleigh-Benard convection affected by inclined temperature variation, 12th International conference on accomplishments in electrical and mechanical engineering and information technology - DEMI 2015, pp. 373-378, 2015.



- [24] Jovanović, M., Simulacija velikih vrtloga turbulentnog strujanja nestišljivog, viskoznog fluida u kanalu promenljivog poprečnog preseka, PhD thesis, Univerzitet u Nišu – Mašinski fakultet, 2007.
- [25] Kenjereš, S., Hanjalić, K., Reorganization of turbulence structure in magnetic Rayleigh–Bénard convection: a T-RANS study, *Journal of Turbulence*, 1(8), pp. 1-22, 2000.
- [26] Kenjereš, S., Hanjalić, K., Transient analysis of Rayleigh–Bénard convection with a RANS model, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 20(3), pp. 329-340, 1999.
- [27] Newell, A. C., Passot, T., Lega, J., Order parameter equations for patterns, *Annual Rev. Fluid Mechanics*. 25, 399-453, 1993.
- [28] Ilić, G., Radojković, N., Vukić M., Živković, P., Stojanović, I., *Termodinamika II*, Univerzitet u Nišu, Mašinski fakultet, Niš, 2014.
- [29] Versteeg, H. K., Malalasekera, W., *An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method*, 2nd Edition, Pearson Education Limited, Harlow, 2007.
- [30] Stevanović, Ž., *Numerički aspekti turbulentnog prenosa impulsa i toplote*, Univerzitet u Nišu, Niš, 2008.
- [31] Sandberg, M., Berg, N., Johnson, G., *Rayleigh-Benard Convection*, Bachelor degree project No. SA104X, KTH Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden, p. 25, 2011.
- [32] Lappa, M., *Thermal Convection: Patterns, Evolution and Stability*, A John, Wiley and sons Ltd., Publications, Naples, 2010.
- [33] Koschmieder, E. L., *Bénard Cells and Taylor Vortices*, Cambridge, 1993.
- [34] Rayleigh, J. W. S., On convection currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the under side, *Philosophical Magazine Series 6*, 32(192), pp. 529-546, 1916.
- [35] Ghorai, S., *Rayleigh-Benard Convection*, URL: <http://home.iitk.ac.in/~sghorai/NOTES/benard/node14.html>, (pristupljeno jun 2016.)



- [36] Reynolds, O., On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion, Proceedings of the Royal Society of London; Philosophical Transactions of the Royal Society, 186, pp. 123-164, 1895.
- [37] Boussinesq, J., Essai sur la théorie des eaux courantes, Mémoires présentés par divers savants à l'Académie des Sciences, 23(1), pp. 1-680, 1877.
- [38] Schmitt, F. G., About Boussinesq's Turbulent Viscosity Hypothesis: Historical Remarks and a Direct Evaluation of its Validity, *Comptes Rendus Mécanique*, 335(9-10), pp. 617-627, 2007.
- [39] Voronjec, K., Obradović N., *Mehanika fluida*, Građevinska knjiga, Beograd, 1970.
- [40] Launder, B. E., Spalding, D. B., The Numerical Computation of Turbulent Flows, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3(2), pp. 269-289, 1974.
- [41] Choudhury, D., Introduction to the ReNormalization Group Method and Turbulence Modeling, Technical Report TM-107, Fluent INC., 1993.
- [42] Yakhot, V., Orszag, S. A., Renormalization Group Analysis of Turbulence, *Journal of Scientific Computation*, 1(1), pp. 3-51, 1986.
- [43] Yakhot, V., Smith, L. M., The Renormalization Group, the eps- Expansion and Derivation of Turbulence Models, *Journal of Scientific Computation*, 7(1), pp. 35-61, 1992.
- [44] Chen, Y. S., Kim, S. W., Computation of turbulent flows using an extended k- $\epsilon$  turbulence closure model, NASA CR-179204, 1987.
- [45] Concentration Heat and Momentum Ltd., URL: <http://www.cham.co.uk/> (pristupljeno februara 2015.)
- [46] Tenekes, H., Lumeley, J. L., *A first course in Turbulence*, MIT Press, Cambridge, 1972.
- [47] Saiy, M., *Turbulent mixing of gas streams*, Doktorska disertacija, Imperial College, University of London, 1974.
- [48] Spalding, D. B., *Mathematical models of turbulent transport processes*, HTS/79/2, Imperial College, 1979.



- [49] Wilcox, D. C., Reassessment of the scale determining equation for advanced turbulence models, *AIAA Journal*, 26(11), pp. 1299-1310, 1988.
- [50] Speziale, C. G., Abid, R., Anderson, E. C., A Critical Evaluation of Two-Equation Turbulence Models for Near-Wall Turbulence, *AIAA Journal*, 30(2), pp. 324-331, 1992.
- [51] Menter, F. R., Improved Two-Equation  $k-\omega$  Turbulence Model for Aerodynamic Flows, NASA TM-103975, 1992.
- [52] Patankar, S., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Series in Computational Methods in Mechanics and Thermal Sciences. Hemisphere Publishing Corporation, 1980.
- [53] Chieng, C. C., Launder, B. E., On the Calculation of Turbulent Transport Downstream for an Abrupt Pipe Expansion, *Numerical Heat Transfer*, 3(2), pp. 189-207, 1980.
- [54] Johnson, R. W., Launder, B. E., Discussion of "On the Calculation of Turbulent Heat Transport Downstream from an Abrupt Pipe Expansion", *Numerical Heat Transfer*, 5(4), pp. 493-496, 1982.
- [55] Patel, V. C., Rodi, W., Scheuerer, G., Turbulence Models for Near-Wall and Low Reynolds Number Flows: A Review, *AIAA Journal*, 23(9), pp. 1308-1319, 1985.
- [56] Rodi, W., Mansour, N. N., Low Reynolds Number  $k - \epsilon$  Modeling with the Aid of Direct Simulation Data, *Journal of Fluid Mechanics*, 250, pp. 509-529, 1993.
- [57] Launder, B. E., Spalding, D. B., The numerical computation of turbulent flows, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3(2), pp. 269-289, 1974.
- [58] Chien, K. Y., Predictions of Channel and Boundary-Layer Flows with a Low-Reynolds Number Turbulence Model, *AIAA Journal*, 20(1), pp. 33-38, 1982.
- [59] Launder, B. E. and Sharma, B. I. (1974), Application of the Energy-Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow Near a Spinning Disc, *Letters in Heat and Mass Transfer*, 1(2), pp. 131-138, 1974.
- [60] Nagano, Y. and Tagawa, M., An Improved  $k$ -epsilon Model for Boundary Layer Flows, *Journal of Fluids Engineering*, 112, pp. 33-39, 1990.



- [61] Živković, P., Istraživanje uticaja karakteristika tehnološkog procesa u referentnom postrojenju na kvalitet vazduha u neposrednom okruženju, Doktorska teza, Univerzitet u Nišu, Niš, 2011.
- [62] Izarra, R. G., Second Moment Modelling for the Numerical Simulation of Passive Scalar Dispersion in Urban Environments, Ph.D. Thesis, Fachbereich Maschinenbau der Universität Siegen, Siegen, 2009.
- [63] Mumović, D., 3-D Numerical Modeling of Dispersion of Air Pollutants in a Complex Configuration of Street Canyons, Ph.D. Thesis, Glasgow Caledonian University, Glasgow, 2003.
- [64] Jones, W. P., Whitelaw, J. H., Calculation of Turbulent Reacting Flows: A review, *Combust. flames*, 48, pp. 1-26, 1982.
- [65] NIGOS Electronic Niš, URL: <http://www.nigos.rs/start.html> (pristupljeno juna 2016.)
- [66] FLIR, URL: <http://www.flir.com/home/> (pristupljeno juna 2016.)
- [67] Chang J. and Hanna S.: Technical Descriptions and User's Guide for the BOOT Statistical Model Evaluation Software Package, Version 2.0, 2005.
- [68] Hanna, S.R., J.C. Chang, and D.G. Strimaitis: Hazardous gas model evaluation with field observations. *Atmos. Environ.*, 27A, pp. 2265-2285, 1993.
- [69] Nappo, C. J., R.M. Eckman, K.S. Rao, J.A. Herwehe, and R.L. Gunter, Second Order Closure Integrated Puff (SCIPUFF) Model Verification and Evaluation Study. NOAA Technical Memorandum ERL ARL-227, Air Resources Laboratory, National Oceanic and Atmospheric Administration, Silver Spring, MD. 1998: [Nazr06] Nazridoust K., Ahmadi G.: Airflow and pollutant transport in street canyons.- *J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, p. 33, 2006.
- [70] Chang, J. C., Fernau, M. E., Scire, J. S., and Strimaitis, D. G.: A Critical Review of Four Types of Air Quality Models Pertinent to MMS Regulatory and Environmental Assessment Missions. Prepared for U.S. Department of the Interior, Minerals Management Service, Gulf of Mexico OCS Region, 1201 Elmwood Park Blvd., New Orleans, LA 70123, by Earth Tech, Inc., 196 Baker Avenue, Concord, MA 01742, 1998.



- [71] Bogner, M., Stanojević, M., Livo, L., Prečišćavanje i filtriranje gasova i tečnosti, ETA, Beograd, 2006.
- [72] BS EN 1822 (European standard for HEPA/ULPA filters)
- [73] BS EN 779 (Particulate air filters for general ventilation)
- [74] ISO 14644 (Cleanrooms and associated environments; series)
- [75] Pegasus auto racing supplies Ltd., URL  
<https://www.pegasusautoracing.com/document.asp?DocID=TECH00100>  
(pristupljeno juna 2016.)
- [76] AMS Oil, Technical Service Bulletin, No. TSB: AF-2007-07-25, 2007.



## 7. POPIS SLIKA

Slika 2. 1 Oblast stabilnosti [31] .....	18
Slika 3. 1 Reynoldsova dekompozicija veličine $\Phi$ na izabranom intervalu.....	21
Slika 3. 2 Aproksimacija brzinskog profila zidnim funkcijama u zavisnosti od finoće mreže	33
Slika 3. 3 Istraživanje strujanja u osnosimetričnom gorioniku [64].....	42
Slika 3. 4 Strujanje pri naglom proširenju strujnog prostora.....	43
Slika 3. 5 Prikaz kontrolnih zapremina u dvodimenzionom domenu a) i b) i c) trodimenzionom domenu.....	45
Slika 3. 6 Susedne ćelije.....	46
Slika 3. 7 Upoređenje diferentnih šema u odnosu na Pekleov broj.....	48
Slika 3. 8 Struktura softverskog paketa PHOENICS .....	50
Slika 3. 9 Izometrijski prikaz 3D modela.....	51
Slika 3. 10 Generisana mreža u blizini zidova .....	53
Slika 3. 11 Formiranje struktura RBC u prvim vremenskim koracima – konvektivne strukture .....	54
Slika 3. 12 Formiranje struktura RBC po celom domenu integracije – konvektivne strukture	55
Slika 3. 13 Tipična konvergencija za slučaj tečnosti pri RBC .....	56
Slika 3. 14 Formiranje struktura RRBC u prvim vremenskim koracima – konvektivne strukture.....	57
Slika 3. 15 Formiranje struktura RRBC po celom domenu integracije – konvektivne strukture .....	58
Slika 3. 16 Tipična konvergencija kod tečnosti za slučaj RRBC .....	59
Slika 4. 1 Vrste rezervoara .....	60
Slika 4. 2 Primeri paralelopipednih rezervoara .....	61
Slika 4. 3 Šema eksperimentalne instalacije.....	62
Slika 4. 4 Prikaz postepenog uklanjanja izolacije radi provere temperaturskog polja termo kamerom za slučaj vazduha kao radnog medijuma .....	64



Slika 4. 5 VT-08 je mikroprocesorski uređaj koji meri i prikazuje trenutne vrednosti temperature sa 8 mernih mesta .....	65
Slika 4. 6 Konstrukcija i parametri temperaturne sonde TS-05 sa PT100 senzorom temperature .....	65
Slika 4. 7 Baždarenje PT100 sondi.....	66
Slika 4. 8 Parametri logera VT08 .....	67
Slika 4. 9 Primer dijagrama koji se može dobiti u softveru NIGOS menadžer.....	68
Slika 4. 10 Primer prikaza na računaru koji se može dobiti u softveru NIGOS menadžer .....	68
Slika 4. 11 Primer izveštaja koji se može dobiti u softveru NIGOS menadžer (dijagram u boji (a), crno-beli dijagram (b) i tabelarni prikaz (c), odozgo nadole, respektivno) .....	70
Slika 4. 12 Termo kamera Flir E30 .....	72
Slika 4. 13 Petodnevna promena temperature za vazduh kao radni fluid.....	73
Slika 4. 14 Tipične dnevne promene temperatura .....	74
Slika 4. 15 Tipične časovne promene temperatura (za vreme merenja termokamerom) .....	75
Slika 4. 16 Tipični i izabrani časovni rezultati merenja sa uljem za slučaj RBC i RRBC .....	77
Slika 4. 17 Temperaturni profili u levom, srednjem i desnom vertikalnom preseku komore sa vazduhom za slučaj RBC (levo) pri temperaturama TS01=41.3°C i TS16=30.3°C i RRBC (desno) pri temperaturama TS01=51°C i TS16=33°C .....	78
Slika 4. 18 Temperaturni profili u levom, srednjem i desnom vertikalnom preseku komore sa vodom za slučaj RBC (levo) pri temperaturama TS01=42.4°C i TS16=27.4°C i RRBC (desno) pri temperaturama TS01=42.4°C i TS16=27.4°C .....	79
Slika 4. 19 Temperaturni profili u levom, srednjem i desnom vertikalnom preseku komore sa alkoholom za slučaj RBC (levo) pri temperaturama TS01=40°C i TS16=20°C i RRBC (desno) pri temperaturama TS01=41,8°C i TS16=28°C .....	80
Slika 4. 20 Temperaturni profili u levom, srednjem i desnom vertikalnom preseku komore sa dizelom za slučaj RBC (levo) pri temperaturama TS01=42.4°C i TS16=27.4°C i RRBC (desno) pri temperaturama TS01=41.2°C i TS16=29°C .....	81
Slika 4. 21 Temperaturni profili u levom, srednjem i desnom vertikalnom preseku komore sa uljem za slučaj RBC (levo) pri temperaturama TS01=41.3°C i TS16=30.3°C i RRBC (desno) pri temperaturama TS01=42.5°C i TS16=27.6°C .....	82
Slika 4. 22 Poređenje rezultata simulacije za RBC ulja pri $Pr=1900$ i $Ra=8,8 \times 10^6$ i perjanice pri neviskozno-nedifuznom režimu ( $Pr \gg 1$ i $Ra = O(10^7)$ ) [32].....	85





Slika 4. 23 Upoređenje eksperimentalnih i numeričkih rezultata (profil) u levom, srednjem i desnom vertikalnom preseku komore sa vazduhom za slučaj RBC (levo) pri temperaturama TS01=41.3°C i TS16=30.3°C i RRBC (desno) pri temperaturama TS01=51°C i TS16=33°C .....	100
Slika 4. 24 Upoređenje eksperimentalnih i numeričkih rezultata (profil) u levom, srednjem i desnom vertikalnom preseku komore sa vodom za slučaj RBC (levo) pri temperaturama TS01=42.4°C i TS16=27.4°C i RRBC (desno) pri temperaturama TS01=42.4°C i TS16=27.4°C .....	101
Slika 4. 25 Upoređenje eksperimentalnih i numeričkih rezultata (profil) u levom, srednjem i desnom vertikalnom preseku komore sa alkoholom za slučaj RBC (levo) pri temperaturama TS01=40°C i TS16=20°C i RRBC (desno) pri temperaturama TS01=41,8°C i TS16=28°C	102
Slika 4. 26 Upoređenje eksperimentalnih i numeričkih rezultata (profil) u levom, srednjem i desnom vertikalnom preseku komore sa dizelom za slučaj RBC (levo) pri temperaturama TS01=42.4°C i TS16=27.4°C i RRBC (desno) pri temperaturama TS01=41.2°C i TS16=29°C .....	103
Slika 4. 27 Upoređenje eksperimentalnih i numeričkih rezultata (profil) u levom, srednjem i desnom vertikalnom preseku komore sa uljem za slučaj RBC (levo) pri temperaturama TS01=41.3°C i TS16=30.3°C i RRBC (desno) pri temperaturama TS01=42.5°C i TS16=27.6°C .....	104
Slika 4. 28 Polja brzine u x-z ravni (a), x-y ravni (b) i aksonometrijskom pogledu (c), kao i dobijena polja temperature (d) i pritiska (e) u komori sa uljem za slučaj RRBC pri temperaturama TS01=42.5°C i TS16=27.6°C (upotrebljene kao granični uslovi (e)).....	106
Slika 4. 29 Polja brzine u x-z ravni (a), x-y ravni (b) i aksonometrijskom pogledu (c), kao i dobijena polja temperature (d) i pritiska (e) u komori sa uljem za slučaj RBC pri temperaturama TS01=41.3°C i TS16=30.3°C (upotrebljene kao granični uslovi (e)).....	108



---

## 8. POPIS TABELA

---

Tabela 3. 1 Podela turbulentnih modela po broju dodatnih jednačina .....	25
Tabela 3. 2 Konstante standardnog k-ε modela.....	29
Tabela 3. 3 Konstante RNG k-ε modela.....	30
Tabela 3. 4 Konstante Vilkoksovog k-ω modela.....	31
Tabela 3. 5 Konstante za Low Re modele .....	38
Tabela 3. 6 Sumarni prikaz matematičkog modela RNG k - ε.....	52
Tabela 4. 1 Tehnički podaci termo kamere Flir E30 [66] .....	72
Tabela 4. 2 Poređene izmerenih vrednosti i vrednosti dobijenih simulacijom za RBC .....	84
Tabela 4. 3 Poređenje izmerenih vrednosti i vrednosti dobijenih simulacijom za RRBC .....	84
Tabela 4. 4 Analiza statističkih parametara procene za RBC.....	89
Tabela 4. 5 Analiza statističkih parametara procene za RRBC.....	89
Tabela 4. 6 Klase filtera za vazduh prema ISO klasifikaciji [72,73,74] .....	93
Tabela 4. 7 Finoća filtera i primena [75] .....	94
Tabela 4. 8 Brzina taloženja za čestice osušene boje $\rho_1 = 1400 \text{ kg/m}^3$ .....	96



Univerzitet u Nišu

---

## IZJAVA O AUTORSTVU

Izjavljujem da je doktorska disertacija, pod naslovom

Hidraulički efekti prirodne konvekcije u realnim paralelopipednim rezervoarima izloženim spoljnim uticajima

---

koja je odbranjena na Mašinskom fakultetu Univerziteta u Nišu:

- rezultat sopstvenog istraživačkog rada;
- da ovu disertaciju, ni u celini, niti u delovima, nisam prijavljivao/la na drugim fakultetima, niti univerzitetima;
- da nisam povredio/la autorska prava, niti zloupotrebio/la intelektualnu svojinu drugih lica.

Dozvoljavam da se objave moji lični podaci, koji su u vezi sa autorstvom i dobijanjem akademskog zvanja doktora nauka, kao što su ime i prezime, godina i mesto rođenja i datum odbrane rada, i to u katalogu Biblioteke, Digitalnom repozitorijumu Univerziteta u Nišu, kao i u publikacijama Univerziteta u Nišu.

U Nišu, 28.10.2016.

Autor disertacije: Sadoon Ayed

Potpis autora disertacije:



Univerzitet u Nišu

---

**IZJAVA O ISTOVETNOSTI ŠTAMPANOG I ELEKTRONSKOG OBLIKA  
DOKTORSKE DISERTACIJE**

Ime i prezime autora: Sadoon Ayed

Naslov disertacije: Hidraulički efekti prirodne konvekcije u realnim paralelopipednim  
rezervoarima izloženim spoljnim uticajima

Mentor: dr Gradimir Ilić, red. prof.

Izjavljujem da je štampani oblik moje doktorske disertacije istovetan elektronskom obliku, koji sam predao/la za unošenje u **Digitalni repozitorijum Univerziteta u Nišu**.

U Nišu, 28.10.2016.

Potpis autora disertacije:

A handwritten signature in blue ink, consisting of stylized initials, positioned above a horizontal line.



Univerzitet u Nišu

---

## IZJAVA O KORIŠĆENJU

Ovlašćujem Univerzitetsku biblioteku „Nikola Tesla“ da, u Digitalni repozitorijum Univerziteta u Nišu, unese moju doktorsku disertaciju, pod naslovom:

Hidraulički efekti prirodne konvekcije u realnim paralelopipednim rezervoarima izloženim spoljnim uticajima

---

Disertaciju sa svim priložima predao/la sam u elektronskom obliku, pogodnom za trajno arhiviranje.

Moju doktorsku disertaciju, unetu u Digitalni repozitorijum Univerziteta u Nišu, mogu koristiti svi koji poštuju odredbe sadržane u odabranom tipu licence Kreativne zajednice (Creative Commons), za koju sam se odlučio/la.

1. Autorstvo (**CC BY**)
2. Autorstvo – nekomercijalno (**CC BY-NC**)
3. Autorstvo – nekomercijalno – bez prerade (**CC BY-NC-ND**)
- 4. Autorstvo – nekomercijalno – deliti pod istim uslovima (CC BY-NC-SA)**
5. Autorstvo – bez prerade (**CC BY-ND**)
6. Autorstvo – deliti pod istim uslovima (**CC BY-SA**)

(Molimo da podvučete samo jednu od šest ponuđenih licenci; opis licenci dat je u Uputstvu).

U Nišu, 28.10.2016.

Autor disertacije: Sadoon Ayed

---

Potpis autora disertacije: