



УНИВЕРЗИТЕТ У НИШУ
МАШИНСКИ ФАКУЛТЕТ



Милан Љ. Ђорђевић

**ЕКСПЕРИМЕНТАЛНО И НУМЕРИЧКО
ИСТРАЖИВАЊЕ ТЕРМО-СТРУЈНИХ ПРОЦЕСА
У СПИРАЛНОМ НАБОРАНОМ ТОПЛОТНОМ
АПСОРБЕРУ КОНЦЕНТРИСАНОГ ЗРАЧЕЊА**

докторска дисертација

Ниш, 2016



UNIVERSITY OF NIŠ
FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING



Milan Lj. Đorđević

**EXPERIMENTAL AND NUMERICAL
INVESTIGATION OF THERMAL-HYDRAULIC
PROCESSES IN SPIRALLY COILED
CORRUGATED TUBES OF HEAT ABSORBER
EXPOSED TO CONCENTRATED RADIANT
ENERGY**

Doctoral Dissertation

Niš, 2016

Ментор:

др Велимир Стефановић, редовни професор, Универзитет у Нишу, Машински факултет

Чланови комисије:

1. др Велимир Стефановић, редовни професор, Универзитет у Нишу, Машински факултет
2. др Градимир Илић, редовни професор, Универзитет у Нишу, Машински факултет
3. др Небојша Лукић, редовни професор, Универзитет у Крагујевцу, Факултет инжењерских наука
4. др Мића Вукић, редовни професор, Универзитет у Нишу, Машински факултет
5. др Драган Калаба, ванредни професор, Универзитет у Приштини са привременим седиштем у Косовској Митровици, Факултет техничких наука

Датум одбране:

23.11.2016. године

Подаци о докторској дисертацији

Наслов:

Експериментално и нумеричко истраживање термо-струјних процеса у спиралном набораном топлотном апсорберу концентрисаног зрачења

Резиме:

Употреба савремених параболоидних концентратора за трансформацију соларне у топлотну енергију захтева развој и примену компактних и ефикасних топлотних апсорбера. Ово истраживање је усмерено ка иновативном пројектном решењу које подразумева развој топлотног апсорбера спиралне геометрије израђеног од цеви са попречним кружним наборима константног корака. Основна предност разматраног пројектног решења топлотног апсорбера је спрезање ефеката две пасивне методе за повећање коефицијента прелаза топлоте - закривљености струјног канала и промене храпавости зида. Истраживање утицаја струјних, физичких и термичких услова, као и геометрије спиралног набораног топлотног апсорбера, на локални интензитет размене топлоте и пад притиска вршено је применом савремених експерименталних и нумеричких метода. Лабораторијски модел топлотног апсорбера је инструментизован и излаган флуксу топлотног зрачења. Инструментација експерименталне апаратуре омогућава мерење запреминског протока транспортног флуида, пада притиска, улазне и излазне температуре флуида и температуре спољашњег зида топлотног апсорбера у 35 тачака термопаровима типа К. Термичка анализа експерименталних података укључује разматрање расподеле специфичног флукса топлотног зрачења, конвективне губитке и губитке зрачења, провођење топлоте кроз зид цеви и прелаз топлоте на флуид унутар цеви. Експериментални резултати указују на значајно повећање прелаза топлоте у односу на глатку спиралну цев у износу до 240% у турбулентном режиму струјања. Нумеричким путем додатно је истражен утицај интензитета флукса топлотног зрачења и геометријских карактеристика набора изван експерименталног опсега на термо-струјне процесе. Добијене су поуздане критеријалне зависности за одређивање интензитета конвективног прелаза топлоте и пад притиска за различите режиме струјања, које су применљиве у инжењерској пракси.

Научна област:	Машинско инжињерство
Ужа научна област:	Термотехника, термоенергетика и процесна техника
Кључне речи:	топлотни апсорбер, спирална цев са попречним наборима, термо-струјни процеси
УДК:	66.045.1+621.643.1-023.737(043.3) 536.2/.7+532.5]:519.6(043.3)
CERIF класификација:	T 200
Тип лиценце Креативе заједнице:	CC BY-NC-ND

Data on doctoral dissertation

Title:

Experimental and numerical investigation of thermal-hydraulic processes in spirally coiled corrugated tubes of heat absorber exposed to concentrated radiant energy

Abstract:

The utilization of modern paraboloidal concentrators for conversion of solar radiation into heat energy requires the development and implementation of compact and efficient heat absorbers. This research is directed toward innovative design solution that involves the development of heat absorber made of spirally coiled tubes with transverse circular corrugations. The main advantage of the considered design solution is a coupling effect of the two passive methods for heat transfer enhancement - coiling of the flow channel and changes in surface roughness. Investigation of the influence of hydraulic, physical and thermal conditions, as well as the geometry of the spirally coiled corrugated heat absorber, on the local intensity of heat transfer and pressure drop was conducted using modern experimental and numerical methods. Laboratory model of heat absorber was instrumented and mounted in the radiation field. Test section instrumentation included inlet fluid flow rate, pressure drop, inlet and exit fluid temperature and 35 type K thermocouples welded to the surface of the coil. The thermal analysis of experimentally obtained data included consideration of the externally applied radiation field, convective and radiative heat losses, conduction through the tube wall and convection to the internal fluid. The experimental results showed significant enhancement of the heat transfer compared to spirally coiled smooth tubes, up to 240% in the turbulent flow regime. The influence of radiant field intensity and geometrical parameters of corrugations outside the experimental range were investigated using computational fluid dynamics techniques in terms of heat transfer and pressure drop. Finally, the reliable correlations for determining the intensity of convective heat transfer coefficient and pressure drop were obtained for different flow regimes, which are applicable in engineering practice.

Scientific Discipline: Mechanical Engineering

Scientific Sub-discipline: Thermotechnics, Thermoenergetics and Process Engineering

Key Words: Heat Absorber, Spirally Coiled Tubes with Transverse Corrugations, Thermal-hydraulic Processes

UDC: 66.045.1+621.643.1-023.737(043.3)
536.2/.7+532.5]:519.6(043.3)

CERIF Classification: T 200

Creative Commons License Type: CC BY-NC-ND

ЗАХВАЛНОСТ

Велику захвалност дугујем свом ментору проф. др Велимиру Стефановићу на искуствима које је несебично поделио са мном, непроцењивим саветима, на разумевању, свим сугестијама, критикама и похвалама, на подршци и стрпљењу током заједничког рада при изради ове дисертације.

Ова дисертација је један од резултата пројекта ИИИИ42006, који финансира Министарство просвете, науке и технолошког развоја Републике Србије, на чему им се захваљујем.

Члановима Комисије велико хвала на уложеном труду и разумевању.

ACKNOWLEDGMENT

I am deeply indebted to Professor Velimir Stefanović for the experiences that generously shared with me, invaluable advices, for understanding, all the suggestions, criticism and praise, for his support and patience during the preparation of this thesis.

This dissertation is one of the results of the III42006 project, funded by the Ministry of Education, Science and Technological Development of the Republic of Serbia. The support of the Ministry is gratefully acknowledged.

My sincere thank also goes to the Commissioners for their help and understanding.

САДРЖАЈ

Списак слика	III
Списак табела	VIII
1. Увод	1
2. Преглед литературе	6
2.1 Термо-струјни процеси у цевима са константним радијусом закривљења	6
2.1.1 Стабилност струјања и коефицијент трења у цевима са константним радијусом закривљења	13
2.1.2 Пренос топлоте у цевима са константним радијусом закривљења	17
2.2 Термо-струјни процеси у цевима са променљивим радијусом закривљења	27
2.3 Термо-струјни процеси у набораним цевима	33
3. Експериментална апаратура	47
3.1 Спирални наборани топлотни апсорбер и пратећи хидраулични систем	47
3.2 Зрачећи систем грејања	51
3.3 Инструментација и мерења	53
3.3.1 Мерење температуре	53
3.4.1 Мерење запреминског протока и пада притиска	57
3.4. Аквизиција података	58
3.5 Експериментални поступак	59
4. Термичка анализа	61
4.1 Одређивање укупне количине размењене топлоте	62
4.2 Провођење топлоте кроз зид цеви	63
4.3 Расподела специфичног флукса топлотног зрачења	64
4.3.1 Анализа зрачећег система грејања	64
4.3.1.1 Геометријски и нумерички модел зрачећег система грејања	68
4.3.1.2 Резултати и дискусија	74
4.3.2 Апсорпционе карактеристике набораних закривљених цеви изложених топлотном зрачењу	78
4.3.2.1 Геометријски и нумерички модел набораних и закривљених цеви	79
4.3.2.2 Резултати и дискусија	85
4.3.3 Расподела специфичног флукса апсорбованог топлотног зрачења	88
4.4 Одређивање локалних физичких особина транспортних флуида - конститутивне једначине	89
5. Анализа експерименталних резултата и дискусија	91
5.1 Пад притиска и стабилност струјања у цевима са попречним наборима	91
5.1.1. Пад притиска и стабилност струјања у правој цеви са попречним наборима	91
5.1.2 Пад притиска и стабилност струјања у Архимедовој спирали са попречним наборима	95
5.1.2.1 Критеријум стабилности струјања	97

5.1.2.2	Неизотермски пад притиска	100
5.1.3	Завршна разматрања	101
5.2	Прелаз топлоте у Архимедовој спирали са попречним наборима	103
5.2.1	Расподела вредности Nu броја у аксијалном правцу	112
5.2.2	Регресиона анализа	115
6.	Нумеричка анализа	121
6.1	Геометријски модели	122
6.2	Формулација математичког модела	124
6.3	Дискретизација методом коначних запремина	128
6.3.1	Просторна дискретизација	129
6.3.2	Утицај квалитета нумеричке мреже на тачност решења	132
6.3.3	Гранични и почетни услови	133
6.3.4	Нумеричке методе	137
6.3.5	Конвергенција решења и процена стабилности нумеричког поступка	138
6.4	Верификација и поређење модела турбуленције	139
6.5	Анализа термо-струјних процеса	144
6.5.1	Расподела статичког притиска	145
6.5.2	Расподела брзине	148
6.5.3	Расподела температуре	153
6.5.4	Расподела кинетичке енергије турбуленције	157
6.5.5	Расподела вртложности	162
6.6	Параметарска анализа утицаја геометријских карактеристика набора	164
6.7	Утицај интензитета специфичног флукса топлотног зрачења на прелаз топлоте	167
6.8	Утицај топлотне проводности зида цеви	169
6.9	Нумеричко истраживање конвективног преноса топлоте у спиралном глатком топлотном апсорберу концентрисаног зрачења	172
6.9.1	Резултати и дискусија	176
7.	Закључци и смернице за будућа истраживања	181
	Литература	190
	Прилог 1 - Вредности специфичног флукса апсорбованог зрачења	206
	Прилог 2 - Анализа неизвесности	208
	Прилог 3 - Експериментални подаци	213
	Биографија аутора	217

СПИСАК СЛИКА

Слика 2.1 Нормализован коефицијент трења при развијеном ламинарном струјању у закривљеној цеви $\delta=0.025$ (Kelder [44])	17
Слика 2.2 Област потпуно развијеног струјања у закривљеној загрејаној цеви (Prusa и Yao [49])	20
Слика 2.3 Прелаз топлоте при развијеном ламинарном струјању у закривљеној цеви $\delta=0.025$ (Kelder, [44])	27
Слика 2.4 Поређење експерименталних података са предвиђањима постојећих корелација (Naphon и Wongwises [104])	32
Слика 3.1 Шема хидрауличног система размењивача топлоте	47
Слика 3.2 Прикључење експерименталне инсталације на затворени хидраулични систем	48
Слика 3.3 Сегмент хидрауличне инсталације на изводима размењивача топлоте	48
Слика 3.4 Профил попречно наборане цеви	48
Слика 3.5 Шема експерименталне хидрауличне инсталације попречно наборане праве цеви	48
Слика 3.6 Шема експерименталне хидрауличне инсталације попречно наборане Архимедове спирале	49
Слика 3.7 Промене угла нагиба спиралног размењивача топлоте у односу на хоризонталну раван	51
Слика 3.8 Елементи зрачећег система грејања	52
Слика 3.9 Позиционирање грејача у односу на топлотни апсорбер	52
Слика 3.10 Приказ мерног краја термопара	53
Слика 3.11 Аксијално позиционирање мерних крајева термопарова дуж истог радијалног правца спирале	54
Слика 3.12 Позиционирање мерних крајева термопарова по обиму на минималном спољашњем пречнику	55
Слика 3.13 Позиционирање мерних крајева термопарова по обиму на максималном спољашњем пречнику	55
Слика 3.14 Спојеви термопарова на цев	56
Слика 3.15 Топлотни апсорбер нако nanoшења слоја боје високе апсорптивности	56
Слика 3.16 Хидростатички манометар са надпритиском, ултразвучни мерач протока и балансни вентил	58
Слика 3.17 Приказ аквизиционог система	59

Слика 4.1 Геометријски модел зрачећег система грејања	68
Слика 4.2 Расподела специфичног флуksа упадног зрачења у циљној површини: а) растојање 0.15 m; б) растојање 0.3 m	75
Слика 4.3 Попречна расподела специфичног флуksа упадног зрачења за низ цевних кварцних грејача (осе грејача 0.15 m испод циљне површине)	76
Слика 4.4 Попречна расподела специфичног флуksа упадног зрачења за низ цевних кварцних грејача (осе грејача 0.3 m испод циљне површине)	76
Слика 4.5 Попречна расподела специфичног флуksа упадног зрачења за низ цевних кварцних грејача (осе грејача 0.15 m и 0.3 m испод циљне површине)	77
Слика 4.6 Испитивани сегменти Архимедове спирале	78
Слика 4.7 Геометријски модел паралелопипеда и цевних сегмената	78
Слика 4.8 Поређење нумеричких и аналитичких резултата	84
Слика 4.9 Расподела специфичног флуksа упадног топлотног зрачења ($\delta = 0.064$; $q_p = 100,000 \text{ Wm}^{-2}$)	85
Слика 4.10 Утицај геометрије на вредност специфичног флуksа упадног зрачења осредњеног по површини	86
Слика 4.11 Однос апсорбованог топлотног флуksа наборане I_{cw} и глатке цеви I_{sw}	87
Слика 4.12 Утицај закривљености на апсорпционе карактеристике наборане и глатке цеви	87
Слика 5.1 Зависност коефицијента трења од Reynolds-овог броја за испитивану наборану цев	94
Слика 5.2 Уопштене корелације за изотермски пад притиска у попречно набораној Архимедовој спирали	97
Слика 5.3 Одређивање критичних Reynolds-ових бројева	98
Слика 5.4 Утицај размене топлоте на пад притиска у спиралном набораном топлотном апсорберу	100
Слика 5.5 Обимна расподела локалних вредности Nu броја ($Re=560$, $Pr=62$, $Q_{abs}=1,188 \text{ W}$)	105
Слика 5.6 Обимна расподела локалних вредности Nu броја ($Re=1,160$, $Pr=60$, $Q_{abs}=1,188 \text{ W}$)	105
Слика 5.7 Обимна расподела локалних вредности Nu броја ($Re=1,890$, $Pr=4.2$, $Q_{abs}=1,188 \text{ W}$)	109
Слика 5.8 Обимна расподела локалних вредности Nu броја ($Re=3,644$, $Pr=5.2$, $Q_{abs}=1,898 \text{ W}$)	110
Слика 5.9 Обимна расподела локалних вредности Nu броја ($Re=15,860$, $Pr=6.4$, $Q_{abs}=1,898 \text{ W}$)	110

Слика 5.10 Зависност вредности обимно осредњеног Nu броја од вредности De броја - ламинарни режим струјања	113
Слика 5.11 Зависност вредности обимно осредњеног Nu броја од вредности De броја - прелазни режим струјања	113
Слика 5.12 Зависност вредности обимно осредњеног Nu броја од вредности De броја - турбулентни режим струјања	114
Слика 5.13 График регресионог модела - ламинарни режим струјања	116
Слика 5.14 График регресионог модела - прелазни режим струјања	116
Слика 5.15 График регресионог модела - турбулентни режим струјања	117
Слика 6.1 Геометријски модел 5-ог навојка спирале ($\delta=0.033$)	123
Слика 6.2 Геометријски модел 12-тог навојка спирале ($\delta=0.102$)	123
Слика 6.3 Пример примењене нумеричке мреже	131
Слика 6.4 Увећани приказ нумеричке мреже у области зида	131
Слика 6.5 Геометријски модел топлотног апсорбера и зрачећег система грејања	135
Слика 6.6 Увећани приказ цевних исечака спиралног апсорбера	135
Слика 6.7 Расподела специфичног флукса апсорбованог зрачења [Wm^{-2}] ($\delta=0.102$, растојање 0.15 m)	136
Слика 6.8 Токови итерационих поступака RSM турбуленције за случај $Re \approx 8,100$, $Pr=5.5$ и $\delta=0.102$	139
Слика 6.9 Поређење предвиђања различитих модела турбуленције са експерименталним вредностима обимно осредњеног Nu броја за $\delta=0.033$	140
Слика 6.10 Поређење предвиђања различитих модела турбуленције са експерименталним вредностима обимно осредњеног Nu броја за $\delta=0.102$	141
Слика 6.11 Поређење експериментално и нумерички добијених обимних расподела локалних вредности Nu броја за: $Re=1,890$, $Pr=80$, $\delta=0.033$ (лево) и $Re=1,890$, $Pr=80$, $\delta=0.102$ (десно)	143
Слика 6.12 Поређење експериментално и нумерички добијених обимних расподела локалних вредности Nu броја за: $Re=3,644$, $Pr=5.5$, $\delta=0.033$ (лево) и $Re=3,644$, $Pr=5.5$, $\delta=0.102$ (десно)	143
Слика 6.13 Поређење експериментално и нумерички добијених обимних расподела локалних вредности Nu броја за: $Re=15,860$, $Pr=5.5$, $\delta=0.033$ (лево) и $Re=15,860$, $Pr=5.5$, $\delta=0.102$ (десно)	143
Слика 6.14 Локације попречних пресека генерисаних дуж једног набора	145
Слика 6.15 Расподела статичког притиска у закривљеним набораним цевима за $Re \approx 1,890$	146

Слика 6.16 Расподела статичког притиска у закривљеним набораним цевим за $Re \approx 3,650$	146
Слика 6.17 Расподела статичког притиска у закривљеним набораним цевима за $Re \approx 15,860$	147
Слика 6.18 Расподела брзине [ms^{-1}] у закривљеним набораним цевима за $Re \approx 1,890$	148
Слика 6.19 Расподела брзине [ms^{-1}] у закривљеним набораним цевим за $Re \approx 3,650$	149
Слика 6.20 Расподела брзине [ms^{-1}] у закривљеним набораним цевима за $Re \approx 15,860$	149
Слика 6.21 Расподела брзине [ms^{-1}] у закривљеним глатким цевима: а) $Re \approx 1890$; б) $Re \approx 3650$; с) $Re \approx 15860$	150
Слика 6.22 Расподела вектора брзине [ms^{-1}] унутар набора: а) $Re \approx 1,890$; б) $Re \approx 3,650$; с) $Re \approx 15,860$	151
Слика 6.23 Путање флуидних делића за $Re \approx 15,860$ и $\delta = 0.102$	153
Слика 6.24 Расподела температуре [К] у закривљеним набораним цевима за $Re \approx 1,890$	154
Слика 6.25 Расподела температуре [К] у закривљеним набораним цевим за $Re \approx 3,650$	154
Слика 6.26 Расподела температуре [К] у закривљеним набораним цевима за $Re \approx 15,860$	155
Слика 6.27 Расподела температуре [К] у закривљеним глатким цевима: а) $Re \approx 1,890$; б) $Re \approx 3,650$; с) $Re \approx 15,860$	155
Слика 6.28 Расподела кинетичке енергије турбуленције [m^2s^{-2}] у закривљеним набораним цевима за $Re \approx 1,890$	157
Слика 6.29 Расподела кинетичке енергије турбуленције [m^2s^{-2}] у закривљеним набораним цевим за $Re \approx 3,650$	158
Слика 6.30 Расподела кинетичке енергије турбуленције [m^2s^{-2}] у закривљеним набораним цевима за $Re \approx 15,860$	158
Слика 6.31 Расподела кинетичке енергије турбуленције [m^2s^{-2}] у закривљеним глатким цевима: а) $Re \approx 1,890$; б) $Re \approx 3,650$; с) $Re \approx 15,860$	159
Слика 6.32 Расподела кинетичке енергије турбуленције [m^2s^{-2}] у уздужном пресеку: а) $Re \approx 1,890$; б) $Re \approx 3,650$; с) $Re \approx 15,860$	160
Слика 6.33 Расподела вртложности [s^{-1}] у закривљеним набораним цевима за $Re \approx 1,890$	162
Слика 6.34 Расподела вртложности [s^{-1}] у закривљеним набораним цевим за $Re \approx 3,650$	162
Слика 6.35 Расподела вртложности [s^{-1}] у закривљеним набораним цевима за $Re \approx 15,860$	163

Слика 6.36 Расподела врложности [s^{-1}] у закривљеним глатким цевима: а) $Re \approx 1,890$; б) $Re \approx 3,650$; в) $Re \approx 15,860$	163
Слика 6.37 Утицај интензитета топлотног зрачења на Nu број - ламинарни и прелазни режим струјања	168
Слика 6.38 Утицај интензитета топлотног зрачења на Nu број - турбулентни режим струјања	168
Слика 6.39 Температурско поље [K] на спољашњем зиду наборане цеви ($Re \approx 860$, $Pr \approx 59$, $\delta = 0.033$ и $Q_{abs} = 1,898$ W)	170
Слика 6.40 Геометријски модел спиралног глатког топлотног апсорбера	172
Слика 6.41 Расподела флуksа упадног топл. зрачења у фокусирајућој равни	175
Слика 6.42 Поређење нумеричких и аналитичких вредности ($Re_{ave} = 13,050$)	175
Слика 6.43 Аксијална расподела температуре флуида осредњене по попречном пресеку цеви	177
Слика 6.44 Аксијална расподела Nu броја на различитим обимним позицијама, $Re_{ave} = 3,630$	177
Слика 6.45 Аксијална расподела Nu броја на различитим обимним позицијама, $Re_{ave} = 7,420$	177
Слика 6.46 Аксијална расподела Nu броја на различитим обимним позицијама, $Re_{ave} = 13,050$	177
Слика 6.47 Вредности обимно осредњених Nu бројева у зависности од закривљености δ	179
Слика 6.48 Обимна расподела Nu броја за $Re_{ave} = 3,630$	179
Слика 6.49 Обимна расподела Nu броја за $Re_{ave} = 7,420$	179
Слика 6.50 Обимна расподела Nu броја за $Re_{ave} = 13,050$	179

СПИСАК ТАБЕЛА

Табела 3.1 Геометријски параметри тестираних конфигурација	49
Табела 3.2 Спецификација карактеристика цевних кварцних грејача [156]	52
Табела 3.3 Карактеристике ултразвучног мерача запреминског протока Kamstrup Multical 401, тип 66W02F1318	57
Табела 4.1 Утицај квалитета нумеричке мреже на вредност релативне грешке флукса упадног топлотног зрачења за случај када је растојање 0.15 m	63
Табела 4.2 Утицај квалитета нумеричке мреже на вредност релативне грешке флукса упадног топлотног зрачења за случај када је растојање 0.3 m	63
Табела 4.3 Утицај квалитета мреже на вредност релативне грешке флукса упадног топлотног зрачења на набораном сегменту 13-тог навојка спирале ($\delta_{ave} = 0.146$)	82
Табела 4.4 Валидација нумеричког S2S модела зрачења	83
Табела 6.1 Чланови транспортне једначине Reynolds-ових напона које је потребно моделирати [166]	128
Табела 6.2 Утицај квалитета нумеричке мреже на вредност релативне грешке контролних величина ($\delta_{ave}=0.102$; $Re=16,800$; $Pr=6.71$)	133
Табела 6.3 Геометријски параметри глатке Архимедове спирале	172
Табела 6.4. Утицај квалитета нумеричке мреже на вредност релативне грешке контролних величина (глатка Архимедова спирала)	174
Табела П1.1 Вредности специфичног флукса апсорбованог зрачења у корену набора (растојање 0.15 m, постављене бочне рефлексione површине)	206
Табела П1.2 Вредности специфичног флукса апсорбованог зрачења на врху набора (растојање 0.15 m, постављене бочне рефлексione површине)	206
Табела П1.3 Вредности специфичног флукса апсорбованог зрачења у корену набора (растојање 0.3 m, постављене бочне рефлексione површине)	207
Табела П1.4 Вредности специфичног флукса апсорбованог зрачења на врху набора (растојање 0.3 m, постављене бочне рефлексione површине)	207
Табела П2.1 Неизвесности повезане са експерименталним мерењима	212
Табела П3.1 Експериментални услови за ламинарни режим струјања у попречно набораној Архимедовој спирали	213
Табела П3.2 Експериментални услови за прелазни режим струјања у попречно набораној Архимедовој спирали	214
Табела П3.3 Експериментални услови за турбулентни режим струјања у попречно набораној Архимедовој спирали	214

1. УВОД

Употреба савремених параболоидних концентратора за трансформацију соларне у топлотну енергију захтева развој и примену компактних и ефикасних топлотних апсорбера. Ово истраживање је усмерено ка иновативном пројектном решењу које подразумева развој топлотног апсорбера спиралне геометрије израђеног од цеви са попречним кружним наборима константног корака. Истраживање утицаја струјних, физичких и термичких услова, као и геометрије спиралног набораног топлотног апсорбера, на локални интензитет размене топлоте и пад притиска вршено је применом савремених експерименталних и нумеричких метода. Добијене су поуздане критеријалне зависности за одређивање пада притиска и интензитета конвективног прелаза топлоте за различите режиме струјања, које су применљиве у инжењерској пракси.

Карактеристика топлотних апсорбера примењених код параболоидних концентратора је да се само половина укупно доступне размењивачке површине излаже зрачењу, што ограничава захтевану компактност оваквог размењивача топлоте. Параболоидни концентратори спадају у групу пријемника који соларно зрачење фокусирају у тачку (условно), тако да се с обзиром на принцип апсорпције зрачења разликују два основна типа топлотног апсорбера, површински и запремински. Код површинских топлотних апсорбера зрачење се апсорбује на површини размењивача топлоте и они су најчешће цевног типа. Ови топлотни апсорбери се уобичајено постављају у кавитете ради смањења конвективних и радијационих топлотних губитака. Геометрије топлотних апсорбера и кавитета су узајамно прилагођене и постоје бројна истраживања утицаја различитих геометрија на функционалност ових система. Код запреминских топлотних апсорбера се апсорпција зрачења и пренос топлоте на транспортне флуиде (углавном гасове) врши по запремини порозних медијума.

Иновативно пројектно решење подразумева развој топлотног апсорбера спиралне геометрије израђеног од цеви са попречним кружним наборима константног корака, што омогућују извођење релативно малих радијуса савијања. Осим наведене конструкционе предности, попречно наборане цеви имају и низ повољних карактеристика са аспекта преноса топлоте на Њутновске флуиде који се користе за трансфер топлоте у оваквим системима. У циљу постизања најповољнијег односа активне површине и укупне

запремине размењивача топлоте, између различитих типова спирала одабрана је Архимедова са кораком приближно једнаким максималном спољашњем пречнику наборане цеви.

Наведена геометријска конфигурација топлотног апсорбера је одабрана не само због своје компактности и могућности једноставне израде, већ првенствено из разлога утицаја који струјање у закривљеним геометријама високе релативне храпавости има на повећање интензитета конвективног преноса топлоте. Струјање флуида у закривљеним геометријама изазива појаву секундарних рецикулационих токова индуковањем радијалних и тангенцијалних компонента брзине, што представља погодну пасивну технику за повећање вредности коефицијената прелаза топлоте, посебно код флуида високе вискозности. Присуство карактеристичног генерисаног секундарног тока доводи до умањења интензитета иницијалних турбулентних флукуација, чиме се струјање стабилизује и транзиција из ламинарног у турбулентно струјања се помера ка већим вредностима Reynolds-ових бројева. Са хидрауличког становишта појава секундарних токова неминовно доводи до повећања губитака услед трења. Последица несиметричности брзинског поља је да температура и интензитет конвективног преноса топлоте изразито варирају по обиму цеви, а у зависности од закривљености, брзине основног струјања и физичких особина флуида. Основна погодност идеје за одабир спиралне геометрије је што расподела интензитета секундарног тока дуж пречника спирале одговара расподели вредности специфичног флукса упадног зрачења у фокалној равни параболоидног концентратора.

Употреба цеви са кружним наборима утиче на термичке и струјне карактеристике размењивача топлоте на више начина. Наборана геометрија поседује већу специфичну површину у односу на глатку, како са спољашње стране за апсорбовање зрачења, тако и са унутрашње стране где се топлота конвективним путем преноси на флуид. Анализа и процена апсорпционих карактеристике набораних закривљених цеви изложених концентрисаном зрачењу је сложена због сложености саме геометријске структуре. Наборана структура зида цеви побуђује промене локалних градијената брзине и притиска, што доводи до повећања интензитета турбуленције струјања, истањивања граничног слоја и значајног повећања коефицијента прелаза топлоте.

Брзинско поље струјања се мења у зависности од геометријски понављајуће структуре наборане цеви, али се може претпоставити постојање хидродинамички потпуно развијеног струјања уколико су понављајући брзински профили идентични. Са друге стране, струјање у спиралној геометрији не може се ни у једној тачци сматрати хидраулички и термички развијеним због константно променљиве закривљености струјног канала.

За разлику од хеликоидних размењивача топлоте, који су често примењивани у пракси и истраживани, спирални размењивачи топлоте су врло ретко истраживани. Постојеће студије узимају у обзир ограничен скуп геометријских параметара, почетних и граничних услова, иако се спирални размењивачи топлоте примењују већ дужи низ година у прехранбеној, хемијској и фармацеутској индустрији, као и на многим другим местима у техничкој пракси где у преносу топлоте учествују флуиди повишене вискозности. Са друге стране, примена набораних геометрија је честа у апаратима за пренос топлоте, али су нумеричка истраживања бројнија у односу на експериментална, што такође указује на ограниченост података и корелација значајних за инжењерску праксу, посебно у домену набораних геометрија карактерисаних високом релативном храпавошћу. Специфичност овог истраживања представља и карактеристика апсорбованог флукса зрачења на спољашњој површини наборане спиралне цеви, који је изразито неуниформан по обиму и променљив дуж осе цеви.

Наведене чињенице, као и актуелност проблематике ефикаснијег коришћења соларне енергије, представљају оправдан разлог за додатна истраживања и публикавање резултата везаних за топлотне апсорбере овакве конструкције и намене.

У овом истраживању су разматране термо-струјне карактеристике наведеног топлотног апсорбера у зависности од конструкционо остваривих геометријских параметара (димензија Архимедове спирале и кружних набора), опсега очекиваних радних услова (вредности специфичног флукса зрачења, протока и смера струјања радног флуида, угла нагиба топлотног апсорбера у односу на хоризонталну раван) и карактеристика радних флуида. Посебна пажња је посвећена одређивању утицаја наведених параметара на локални интензитет преноса топлоте. Разматрање могућности и оправданости примене цевних размењивача топлоте спиралне геометрије са наборима као апсорбера

концентрисаног соларног зрачења је у циљу даљих истраживања и предлагања нових конструкционих решења.

Детаљна мерења температура и турбулентних карактеристика у флуидном простору физичког модела спиралног топлотног апсорбера са наборима су тешко изводљива, тако да нумеричке визуализације струјања, упоредо са израчунатим пољима брзина, притисака, температуре и турбулентних карактеристика, су веома значајне за објашњавање сложених процеса струјања и преноса топлоте у закривљеним геометријама високе релативне храпавости.

Истраживање термичких и струјних процеса у цевном топлотном апсорберу спиралне геометрије са наборима вршено је применом савремених експерименталних и нумеричких метода. Да би се истражио локални интензитет размене топлоте са стране радног флуида примењен је физички и нумерички модел, при чему су варирани параметри радних услова (вредност специфичног флукса зрачења, проток и смер струјања радног флуида и угао нагиба топлотног апсорбера у односу на хоризонталну раван), геометријски параметри топлотног апсорбера (релативна храпавост) и физичке особине радних флуида. Осим воде, као испитни флуид коришћена је и мешавина пропилен гликола и воде (90% и 10% по запремини, респективно) у циљу проширења експерименталног опсега.

Истраживање је обављено у две фазе: експериментално истраживање и нумеричко истраживање. Експериментално истраживање је вршено на лабораторијском топлотном апсорберу на Машинском факултету у Нишу.

Експериментални топлотни апсорбер има геомеријску конфигурацију Архимедове спирале израђене од кружно наборане цеви од нерђајућег челика (AISI 304). Топлотни апсорбер је инструментизован термопаровима типа К ради мерења промена температуре спољашњег зида наборане спиралне цеви, како дуж осе цеви, тако и по обиму цеви. Истовремено регистровање сигнала са термопарова вршено се преко вишеканалног аналогно-дигиталног улазног модула (National Instruments) повезаног са рачунаром. Топлотни апсорбер је офарбан ватроотпорном црном бојом високе апсорптивности и постављен у цилиндрични кавитет који образује конвективно-стагнантну зону. Паралелно спиралном топлотном апсорберу постављени су кварцни грејачи који емитују средњеталасно инфра-црвено зрачење. У току сваког експеримента мерени су запремински

проток, улазна и излазна температура радног флуида, падови притиска, као и температуре спољашњег зида цеви тоplotног апсорбера на унапред дефинисаним локацијама.

На основу експерименталних података и нумеричких експеримената извршена је прецизна калибрација модела зрачења, што је омогућило одређивање расподеле специфичног флукса апсорбованог тоplotног зрачења на изложеној површини тоplotног апсорбера. У циљу истраживања сложених механизма преноса топлоте тестирано је више турбулентних модела (софтверски пакет ANSYS Fluent). Сопствени резултати добијени експерименталним путем су коришћени за валидацију нумеричких експеримената. Нумеричким путем додатно је истражен утицај геометријских карактеристика набора изван експерименталног опсега на термо-струјне процесе. Исход представља могућност одређивања најефикаснијег опсега радних режима и конструкционих побољшања разматраног тоplotног апсорбера.

2. ПРЕГЛЕД ЛИТЕРАТУРЕ

2.1 Термо-струјни процеси у цевима са константним радијусом закривљења

Модификација струјања у закривљеним струјним каналима настаје услед дејства центрифугалне силе, што га чини значајно другачијим од струјања у правим каналима (Dean [1], Dean [2]). Интензитет центрифугалне силе зависи од локалне аксијалне брзине флуидних делића и пречника закривљења. Флуидни делићи у близини осе цеви имају већу брзину од оних у близини зида цеви, тако да је дејство центрифугалне силе на флуидне делиће у близини зида мање у поређењу са флуидним делићима у близини осе цеви. Флуид из централне области тока бива потиснут ка спољашњем зиду цеви (област попречног пресека најудаљенији од центра кривине), даље од осе цеви. Флуидна струја се раздваја на спољашњем зиду и наставља кретање дуж обима цеви ка унутрашњем зиду (област попречног пресека најближи центру кривине), услед чега долази до образовања супротносмерних вртлога који се називају секундарно струјање. Описани механизам је карактеристичан за ламинаран и турбулентан режим струјања, без обзира на облик попречног пресека струјног канала. Овај тип струјања се у литератури назива и Prandtl-ово секундарно струјање прве врсте.

На постојање секундарног струјања у облику пара супротно-ротирајућих симетричних вртлога у попречном пресеку закривљене цеви први је указао Dean аналитичким путем [2], због чега се ови вртлози и називају Dean-ови вртлози [1]. Dean је први извршио математичку анализу струјања Њутновског флуида у закривљеној цеви, где је показао постојање пара супротно-ротирајућих вртлога који настају интеракцијом центрифугалне и вискозне силе. Дефинисан је и Dean-ов број као однос између центрифугалне и вискозне силе, и њиме се одређује интензитет секундарног струјања:

$$De = Re \sqrt{\frac{d}{D}} \quad (2.1)$$

Dean је такође показао да се карактеристична брзинска скала симетричних секундарних вртложних ћелије може представити као $u_{sec} \approx u_{av} \sqrt{\delta}$, при чему δ представља бездимензијску закривљеност ($\delta = d/D$, где је d пречник цеви а D пречник закривљења). Овај однос за секундарно струјање очигледан је из односа центрифугалне и инерцијалне

силе у попречном пресеку - према теореме о промени кинетичке енергије изједначава се рад средње центрифугалне силе $u_{av}^2/(D/2)$ и кинетичка енергија секундарног струјања:

$$\frac{u_{av}^2}{D/2} d \approx u_{sec}^2 \Rightarrow u_{sec} \approx u_{av} \sqrt{\delta} \quad (2.2)$$

У правим цевима су струјање и прелаз топлоте дефинисани Reynolds-овим бројем, термичком развојном дужином и Prandtl-овим бројем (у случају занемаривања вискозне дисипације). При струјању у закривљеним цевима Dean-ов број се јавља као транспортни параметар који се користи за карактеризацију струјања, тако што је Re број уобичајено замењен De бројем, а у случају релативно великих вредности закривљености ($\delta > 0.1$) додаје се и закривљеност δ .

Дејство центрифугалне силе изазване закривљеношћу струјног канала има два кључна ефекта на струјање флуида. Центрифугална сила, као што је већ описано, прузрокује кретање флуида у попречном пресеку струјног канала усмерено од унутрашњег ка спољашњем зиду, које суперпонирањем са примарним струјањем у аксијалном правцу резултира хеликоидним путањама флуидних делића у струјном каналу. Центрифугална сила такође проузрокује позитиван градијент радијалног притиска усмерен од унутрашњег ка спољашњем зиду, при чему је његов интензитет одређен аксијалном брзином струјања. Смер секундарног струјања је супротан дејству поља радијалног притиска и пригушује се дејством вискозне силе. Удружено дејство позитивног градијента радијалног притиска и вискозне силе доводи до формирања стагнантне области флуида у близини спољашњег зида. Прекорачењем одређеног критичног запреминског протока, градијент радијалног притиска премашује вредност која одговара равнотежним условима у стагнантној области на спољашњем зиду и изазива локално циркулишуће струјање које формира додатне парове вртлога. Описана појава је познато као Dean-ова нестабилност [1].

Расподела брзина флуидних делића по попречном пресеку цеви има пресудан утицај на интензитет центрифугалне силе која на њих утиче. Делићи у близини зида имају најмање брзине због услова неклизања, док делићи близу осе канала имају највећу брзину и на њих делује центрифугална сила највећег интензитета. Ово изазива да се флуид веће брзине помера ка спољашњем зиду канала. Овакво струјање се не може сматрати

линеарном суперпозицијом два одвојена кретања, већ интеракцијом између аксијалне и радијалне компоненте брзине, што анализу оваквих струјања чини сложеном.

Секундарно струјање поспешује мешање флуида, што представља потенцијал за интензивирање преноса топлоте, појаву нестабилности струјања и формирање додатних секундарних вртлога под одређеним условима. Секундарно струјање повећава интензитет прелазна топлоте смањењем температурског градијента у попречном пресеку канала. Према томе, постоји додатни конвективни механизам преношења топлоте, нормалан на правац основног струјања, који не постоји при струјању у правим цевима.

При ламинарном струјању је индуковани градијент притиска скоро униформан по попречном пресеку цеви, док интензитет аксијалне брзине значајно варира по попречном пресеку. Као последица, центрифугална сила која делује на флуидни ток варира по попречном пресеку. У централној области је интензитет центрифугалне силе највећи и приближно је у равнотежи са градијентом притиска, а нето ефекат је мирно струјање флуида низ цев. У близини зида цеви интензитет аксијалне брзине опада услед дејства вискозних сила. У овој области је градијент притиска интензивнији од центрифугалне силе, због чега флуид струји дуж доњег и горњег зида ка унутрашњем зиду. Ово струјање дуж зида започиње у области спољашњег зида, где флуид из средишњег дела тока први пут долази у близину зида, а завршава се у области унутрашњег зида, где се струјни токови сусрећу и одвајају од зида. Након тога настављају кретање ка средишњој области и понавља се описано кретање. Нето ефекат овога огледа се у формирању два вртлога једнаких интензитета, али супротних смерова, са хоризонталном линијом симетрије која их раздваја (важи за релативно мале вредности De броја у хоризонталној закривљеној цеви).

Секундарним струјањем се флуид са великом вредношћу кинетичке енергије из централне области доводи у област близу зида где је брзина струјања мања. Последица резултујућег мешања је померање границе транзиције из ламинарног у турбулентни режим струјања ка већим вредностима Re броја. Аксијална дисперзија је веома умањена дејством секундарног струјања у закривљеним цевима (Trivedi и Vasudeva [3]), чак и при малим вредностима закривљености (Singh и Nigam [4]).

Закривљење струјног канала утиче и на смањење хидродинамичких и термичких развојних дужина (Berger и сарадници [5]). Хидраулички непотпуно развијено струјање,

термички непотпуно развијено струјање, као и хидраулички и термички непотпуно развијено струјање у закривљеним геометријама се још увек истражују. Прецизне корелације погодне за инжењерску праксу су још увек ограничене. Закривљеност утиче на смањење развојне термичке дужине при ламинарном струјању за 20-90%, тако да се при термичким прорачунима препоручује коришћење корелација за прелаз топлоте при развијеном струјању (Ebadian и Dong [6]). За инжењерске потребе у прорачунима се може сматрати да је струјање свуда потпуно развијено уколико је $De > 200$ (Shah и Joshi [7]).

Секундарно струјање има значајан практични утицај на пројектовање закривљених цевних размењивача топлоте. Вредности коефицијената трења у закривљеним цевима су веће у поређењу са одговарајућим у правим цевима. Узрок су стрмији градијенти аксијалне брзине на спољашњем зиду закривљене цеви, али и додатна дисипација енергије због постојања секундарног струјања. Локалне вредности коефицијента трења у области унутрашњег зида су мање него у правим цевима, али су обимно осредњене вредности коефицијента трења веће него код правих цеви. Коефицијенти прелаза масе и топлоте су такође већи код закривљених цеви у односу на праве. При развијеном ламинарном струјању у правим цевима кондукција у флуиду је једини механизам преноса топлоте, док у закривљеним цевима Dean-ови вртози изазивају додатни конвективни транспорт. Додатну корист представља и приближење зиду цеви локација са минималним вредностима температуре флуида (које се приближно поклапају са центрима Dean-ових вртложних ћелија). Температурски градијенти и локалне вредности коефицијента прелаза топлоте расту у области спољашњег зида закривљене цеви, док се у области унутрашњег зида дешава супротно, што у општем случају доводи до значајног повећања вредности обимно осредњеног коефицијента прелаза топлоте.

Sugiyama и сарадници [8] су на основу експерименталне визуелизације секундарног струјања у закривљеним струјним каналима издвојили три фазе у развоју секундарног струјања, зависне од интензитета самог струјања. Најпре долази до појаве карактеристичног струјања у попречном пресеку, даљом интензификацијом струјања јавља се успорени слој флуида у области спољашњег зида и коначно долази до зачетка додатних вртлога развијених од стране успореног слоја флуида.

Утицај различитих параметара на формирање секундарног струјања приказано је у нумеричким истраживањима So-а и сарадника [9] и Lai-а и сарадника [10]. Они су

проучавали струјања у луку од 180° и како зависи облик различитих вртлога секундарног струјања од улазног профила брзине, Де броја и закривљености δ . Закључили су да се секундарно струјање састоји од четири различита пара вртлога: пар великих Dean-ових вртлога, пар мањих вртлога у средишњој области попречног пресека као последица неравнотеже локалног притиска (Rowe [11], Azzola и сарадници [12]), пар сепарационих вртлога у близини унутрашњег зида (So и сарадници [9]) и четврти пар у близини спољашњег зида који настаје као последица турбулентног струјања (Lai и сарадници [10]). При униформном профилу улазне брзине, малим вредностима Де бројева и малој закривљености δ уочавају се само Dean-ови вртлози, док у случају када је профил улазне брзине параболичан, уочавају се још два додатна средишња вртлога. За потпуно развијен турбулентни профил улазне брзине долази до појаве додатног секундарног струјања изазваног анизотропијом нормалних турбулентних напона и њихових градијената у радијалном и тангенцијалном правцу.

Детаљан преглед термо-струјних процеса у хеликоидним цевима дат је у литератури (Shah и Joshi [7], Kumar и сарадници [13]).

Турбулентно струјање се описује као нестационарно, неправилно, хаотично и непредвидиво, што представља најкомплексније концепте у динамици флуида. Статистички и моделирајући алати су развијени да би се описали и предвидели поједини аспекти турбулентног струјања, али потпуно описивање турбулентног струјања још увек није могуће. Чињеница која проблем турбулентног струјања у закривљеном струјном каналу чини још сложенијим је да турбуленција може постојати заједно са струјањем које је суперпонирано са основним струјањем (вртложно струјање, пулсационо струјање итд.). Суперпонирана струјања имају сопствене динамичке карактеристике које комбиновањем са турбуленцијом дају сложене струјне феномене, који још увек нису довољно истражени (Namakiotes и Berger [14], Kundu и сарадници [15]).

При турбулентном струјању у закривљеној цеви Dean-ови вртлози не остају симетрични у односу на раван симетрије као код ламинарног струјања, већ осцилују током времена (Tunstall и Harvey [16], Brucker [17]). Појаве као што су вртложења или пулсације могу бити индуковане или суперпониране на основно струјно поље, чиме настаје нова физикалност струјања. При турбулентном пулсационом струјању у закривљеној цеви број Dean-ових вртлога током сваког пулсационог циклуса варира (Timite и сарадници [18],

Jarrahi и сарадници [19], Glenn и сарадници [20]). Праћење Dean-ових вртлога по времену при турбулентном струјању показује да постоји периодично осциловање врлога, при чему је горњи вртлог антикорелисан са доњим вртлогом. Сваки од вртлога наизменично доминира струјањем и подједнако по времену. Осцилаторни карактер вртлога постаје израженији са порастом вредности закривљености цеви. При турбулентном струјању у закривљеној цеви, Dean-ови вртлози су симетрични у односу на равну симетрије једино за временски осредњено струјање. Чак и при турбулентном режиму струјања знатан део енергије флуидне струје троши се на одржавање Dean-ових вртложних ћелија.

Постоје бројна нумеричка истраживања која указују да модели турбуленције нису способни да са задовољавајућом тачношћу репродукују експерименталне податке струјања у закривљеним цевима (Patankar и сарадници [21], Pruvost и сарадници [22], Hellstrom [23]).

Експерименталним и нумеричким методама је проучавано постојање турбулентних вртлога у спреси са Dean-овим вртлозима и сепарационим вртлозима у области унутрашњег зида (Anwer и сарадници [24], Azzola и сарадници [12], Lai и сарадници [10]). Lai и сарадници [10] су применом RSM модела турбуленције за $Re=5 \times 10^4$ и $\delta=0.077$ показали постојање три пара вртлога у цеви са углом закривљења 180° . Примарни пар вртлога су Dean-ови вртлози који настају услед дејства центрифугалне силе и увек постоје у закривљеним цевима. Други пар вртлога се јавља у близини осе цеви као последице локалних неуравнотежености центрифугалне силе и градијента притиска. Трећи пар вртлога јавља се у близини спољашњег зида, настаје након 60° угла закривљења и достиже свој максимум на излазу из закривљене деонице (180° азимутског угла). Овај додатни пар вртлога није уочен у закривљеним цевима при развијајућем ламинарном струјању. Сматра се да ово секундарно струјање настаје због анизотропије турбулентних нормалних напона и њихових градијената. Ови резултати се у квалитативном смислу слажу са експерименталним истраживањима Anwer-а и сарадника [24] и Azzola-е и сарадника [12], али квантитативно поређење је изостало.

У литератури су доступни ограничени подаци о истраживању развијајућег турбулентног струјања у закривљеним цевима. Hogg [25] је на основу експерименталних података у цевима са константном вредношћу закривљености δ (хеликоидне цеви) закључио да турбулентно струјање постаје потпуно развијено већ у првој половини

навојка, а можда чак и раније, али детаљни подаци о развијајућем струјању нису дати. Rowe [11] је на основу мерења тоталног притиска дуж азимутског угла показао да потпуно развијено турбулентно струјање постоји већ након 90° азимутског угла. Azzola и сарадници [12] су разматрајући турбулентно струјање у луку од 180° закључили да се секундарно струјање може сматрати попуно развијеним већ након 90° азимутског угла. Изнета је и тврдња да интензитет турбуленције расте дуж лука (аксијалне координате) због додатних деформација струјања које доводе до интензивирања градијента брзине секундарног струјања. Због овако малих развојних дужина већина истраживања турбулентног струјања и преноса топлоте усмерена је ка потпуно развијеној области.

Sudo и сарадници [26] су анемометром са врелом жицом мерили три компоненте брзине у цеви угла закривљења 90° за $Re=6 \times 10^4$ и $\delta=0.5$. Они су показали да већ након 30° азимутског угла долази до формирања Dean-ових вртлога, а да је након 90° расподела брзина основног струјања изузетно неуниформна, са великим вредностима аксијалних брзина у близини спољашњег зида и малим у близини унутрашњег зида. Интензитет турбуленције је повишен у попречном пресеку у области спољашњег дела зида за вредности азимутског угла $0-30^\circ$, због пораста вредности градијената аксијалне брзине у радијалном правцу. За вредност азимутског угла од 60° уочене су високе вредности интензитета турбуленције у области унутрашњег зида, док је за вредност од 90° уочена максимална вредност интензитета турбуленције од 18%. Они су показали да се при развијеном турбулентном струјању у закривљеној глаткој цеви максимум вредности интензитета турбуленције налази у области унутрашњег зида.

Noorani и сарадници [27] су применом методе DNS проучавали турбулентно струјање ($Re=5.3 \times 10^3$ и 11.7×10^3) у закривљеним цевима ($\delta=0.01$ и 0.1). Уочено је да су локалне вредности аксијалног смицајног напона на зиду значајно веће у области спољашњег зида него у области унутрашњег зида. За највеће истраживане вредности Re броја и закривљености δ уочена је константна вредност смицајног напона у области унутрашњег зида, што указује на појаву реламинаризације. Са друге стране, у области спољашњег зида забележено је осциловање вредности смицајног напона. При великим вредностима закривљености ($\delta=0.1$), центри вртлога се померају ка бочним зидовима (горе и доле) и издвојен регион се појављује у централном делу попречног пресека цеви.

Liberto и сарадници [28] су применом методе DNS истраживали турбулентно струјање у закривљеној цеви за $\delta=0.1$ и 0.3 и $Re=1.5\times 10^4$ и 1.2×10^4 , респективно. Резултати су потврдили да су интензитети турбуленције у закривљеним цевима мањи у односу на праве цеви за исте вредности масених протока.

2.1.1 Стабилност струјања и коефицијент трења у цевима са константним радијусом закривљења

Пионирско експериментално истраживање секундарних струјања и хидродинамичких нестабилности у правим и закривљеним металним цевима вршено је од стране Eustice-a [29] у опсегу $Re < 20,000$. То је први објављени рад у коме је описано секундарно струјање у закривљеним цевима где је разматран квалитативан утицај струјних и геометријских параметара. Важан аспект овог истраживања је идентификација новог типа нестабилности у закривљеним цевима који се суштински разликује од турбуленције. Прекорачењем одређеног протока, знатно испод границе појаве прелазног струјања, уочено је да струјнице образују области у којима је струјање стационарно и некомпресибилно. Dean-ово нумеричко решење је показало могућност постојања малих поремећаја у закривљеним каналима које није карактеристично за струјање у правим каналима.

Прелаз из ламинарног у турбулентно струјање у закривљеним цевима јавља се при већим вредностима Re броја у односу на праву цев. За разлику од правих цеви, универзални критични Re број у закривљеним цевима до данас није дефинисан. Бројним истраживањима је покушана карактеризација преласка ламинарног у турбулентно струјање у закривљеним цевима на основу мерења коефицијента трења (Cioncolini и Santini [30]), визуелизације струјања (Narasimha и Sreenivasan [31]) и мерења локалних струјних величина и температуре (Sreenivasan и Strykowski [32]). Општи закључак наведених истраживања је да закривљеност стабилише струјање и да је прелаз из ламинарног у турбулентно струјање умерен ка већим вредностима Re броја. Егзактно објашњење ове појаве још увек није дато (Webster и Humprey [33], Yamamoto и сарадници [34]), али се претпоставља да секундарна конвекција потискује аксијалну дисперзију иницијалних турбулентних флукуација у области спољашњег зида.

Секундарно струјање изазива додатни конвективни транспорт флуида у попречном пресеку цеви, што има за последицу додатно повећање преноса топлоте и пада притиска у поређењу са струјањем у правој цеви. Закривљеност утиче и на смањење интензитета иницијалних турбулентних флукуација и ублажавање транзиције из ламинарног у турбулентно струјање. Вредност Re броја при којој се јавља потпуно турбулентно струјање расте са порастом вредности закривљености δ . Прекорачењем вредности Re_{crit} струјање постаје потпуно турбулентно. Dean-ови вртлози су присутни и при турбулентном струјању, али је пренос количине кретања и топлоте услед турбулентних флукуација знатно интензивнији него у случају ламинарног струјања, чинећи утицај секундарног струјања на вредности коефицијената трења и прелаза топлоте мање важним. Осим тога, профили аксијалне брзине при турбулентном струјању су униформнији него при ламинарном струјању, што утиче на умањење погонске силе која изазива Dean-ове вртлоге.

Кугокава и сарадници [35] су методом визуелизацијом истраживали појаву реламинаризације струјања у закривљеној цеви и закључили да секундарно струјање, које се суперпонира на основно струјање у попречном пресеку цеви, има стабилизујући ефекат и одлаже транзицију из ламинарног у турбулентни режим струјања ка већим вредностима Re броја. Ово се наставља док инерцијалне силе не постану доминантне у односу на центрифугалне силе, чиме се ламинарно струјање дестабилизује.

На основу нумеричког истраживања Piazza и Ciofalo [36] су дали детаљан опис транзиције ламинарног у турбулентни режим струјања у затвореним тороидним цевима са вредношћу закривљености $\delta=0.1$ и 0.3 . Уочени су периодични и квази-периодични режими струјања карактерисани појавом прогресивних (путујућих) таласа у релативно уском опсегу Re бројева.

Коришћењем података из сопствених експеримената, као и већ постојећих истраживања, Ito [37] је развио следећу емпиријску релацију за одређивање критичног Reynolds-овог броја Re_{crit} у опсегу закривљености $0.0012 < \delta < 0.067$:

$$Re_{crit} = 20000 \cdot \delta^{0.32} \quad (2.3)$$

Указано је да за вредност закривљености $\delta < 0.0012$ за Re_{crit} треба користити одговарајућу вредност у правој цеви. Ito [37] је одредио и горњу границу применљивости корелација за коефицијент трења при ламинарном струјању која одређује транзициони критеријум:

$$\text{Re}_{\text{cr}} = 2000(1 + 13.2\delta^{0.6}), \quad 5 \times 10^{-4} \leq \delta \leq 0.2 \quad (2.4)$$

Srinivasan и сарадници [38] су истраживали транзицију из ламинарног у турбулентни режим струјања мерењем коефицијента трења, на основу чега су дали следећу корелацију:

$$\text{Re}_{\text{crit}} = 2.1 \times 10^3 (1 + 12\sqrt{\delta}) \quad (2.5)$$

Такође су познате корелације:

- Schmidt-a [39]

$$\text{Re}_{\text{crit}} = 2300 \cdot [1 + 8.6 \delta^{0.45}] \quad (2.6)$$

- Cioncolini-ја и Santini-ја [30] за $0.0416 < \delta < 0.135$

$$\text{Re}_{\text{crit}} = 30000 \cdot \delta^{0.47} \quad (2.7)$$

Корелациони израз Ito-a (јед. (2.4)) којим се дефинише горња граница применљивости корелација за коефицијент трења при ламинарном струјању је најприхваћенији у инжењерској пракси.

Осим критеријумом појаве прелазног струјања, већина наведених аутора у својим истраживањима бавила се и одређивањем вредности коефицијента трења при струјању у закривљеним цевима. Зачетни кораци у овој области приписују се White-у [40], који је вршио експериментална истраживања утицаја De броја на пад притиска у закривљеним цевима користећи воду и уље у опсегу $\text{Re} < 40,000$. Он је раст пада притиска у закривљеним цевима у односу на праве објаснио постојањем секундарног струјања у попречном пресеку закривљене цеви које се суперпонира са основним аксијаним струјањем.

Ito [37] је на основу експерименталних истраживања отпора струјања у закривљеним цевима за широке опсеге закривљености δ и Re броја дао корелације за срачунавање Дагсу-јевог коефицијента трења за $5 \times 10^{-4} \leq \delta \leq 0.2$:

- ламинарни режим струјања

$$f = \frac{64}{\text{Re}} \cdot \frac{21.5 \cdot \text{De}}{(1.56 + \log_{10} \text{De})^{5.73}} \quad (2.8)$$

- турбулентни режим струјања

$$f = 0.304 \cdot \text{Re}^{-0.25} + 0.029\sqrt{\delta} \quad (2.9)$$

Често је у употреби и модификовани облик Ito-ве корелација за одређивање коефицијента трења при потпуно развијеном турбулентном струјању:

$$f_{\text{fd}} \delta^{-0.5} = 0.00725 + 0.076 [\text{Re} \cdot \delta^2]^{-0.25} \quad (2.10)$$

Након свеобухватног прегледа постојећих експерименталних података и теоретских израза, Manlapaz и Churchill [40] су предложили следећу корелацију за одређивање Darcy-јевог коефицијента трења при потпуно развијеном ламинарном струјању у закривљеним цевима:

$$\frac{f_c}{f_s} = \left[\left(1.0 - \frac{0.18}{\left[1 + (35 / \text{De})^2 \right]^{0.5}} \right)^m + \left(1.0 + \frac{\delta}{3} \right)^2 \left(\frac{\text{De}}{88.33} \right)^m \right]^{0.5} \quad (2.11)$$

при чему је $m=2$ за $\text{De}<20$, $m=1$ за $20<\text{De}<40$ и $m=0$ за $\text{De}>40$ (f_s је Darcy-јев коефицијент трења у правој цеви).

Seban и McLaughlin [42] су дали корелацију за одређивање Fanning-овог коефицијента трења при потпуно развијеном турбулентном струјању:

$$\frac{f_c}{f_s} = [\text{Re} \cdot \delta^2]^{1/20}, \quad f_s = \frac{1}{4} \cdot \frac{0.3164}{\text{Re}^{0.25}} \quad (2.12)$$

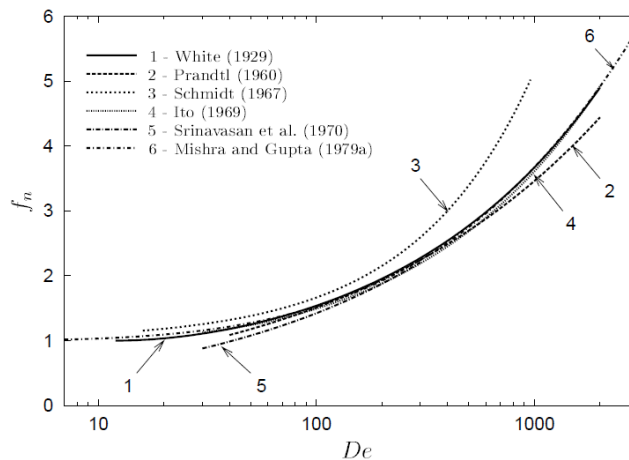
где је f_s Fanning-ов коефицијент трења у правој цеви (четири пута мањи по вредности од Darcy-јевог коефицијента трења).

Cioncolini и Santini [30] су експерименталним путем истраживали коефицијент трења у хеликоидним цевима у опсегу вредности закривљености $2.7 \times 10^{-3} < \delta < 0.143$, Re броја $10^3 < \text{Re} < 7 \times 10^4$ и параметра торзије $10^{-4} \leq \beta \leq 2 \times 10^{-2}$ (овако мале вредности β гарантују занемарљив утицај торзионог ефекта). Њихови резултати се добро слажу са Ito-вим корелацијама за ламинарни и за турбулентни режим струјања. За релативно велике вредности закривљености ($\delta > 0.0416$) не запажа се нагла транзиција ламинарног у

турбулентни режим струјања, што важи и у другим сложеним геометријама. Са порастом Re броја долази до монотоног опадања вредности коефицијента трења и транзиција у турбулентни режим струјања се уочава на основу промене нагиба криве зависности коефицијента трења од вредности Re броја. Висок ниво поузданости Ито-вих корелација потврдили су и Piazza и Ciofalo [36] у свом нумеричком истраживању.

Занемарљив утицај торзије на опште параметре при струјању у хеликоидним цевима огледа се у корелацијама за коефицијент трења у литератури. Преглед експерименталних резултата за коефицијент трења у хеликоидним цевима дао је Ali [43].

На слици 2.1 је дато графичко поређење експерименталних корелација за срачунавање коефицијента трења у закривљеним цевима са константном вредношћу радијуса закривљења при развијеном изотермском ламинарном струјању Њутновског флуида (Kelder [44]). Варирање вредности De броја је постигнуто варирањем вискозности, док су друге физичке особине флуида, као и геометрија цеви, константне у свим случајевима. Опши закључак је да се резултати корелација за одређивање коефицијента трења међусобно на разликују битно.



Слика 2.1 Нормализован коефицијент трења при развијеном ламинарном струјању у закривљеној цеви $\delta=0.025$ (Kelder [44])

2.1.2 Пренос топлоте у цевима са константним радијусом закривљења

У прошлости је велика пажња посвећена техникама интензивирања прелаза топлоте, а у циљу повећања учинка размењивача топлоте. Употреба закривљених струјних канала има одређене предности у односу на праве струјне канале са аспекта повећања

прелаза топлоте. Постојање суперпонираних секундарних струјања изазваних закривљењем струјног канала значајно утиче на: а) повећање преноса масе и топлоте услед мешања флуидних делића у попречном пресеку; б) секундарна конвекција пригушује аксијалне пропагације иницијалних турбулентних флукуација, због чега закривљеност стабилизује струјање и прелаз из ламинарног у турбулентни режим струјања је померен ка већим вредностима Re броја у односу на прав струјни канал; ц) повећање губитака услед трења.

Неизотермско струјање флуида карактерисано је секундарним струјањем услед дејства узгонске силе као последице разлика температуре, односно густине, флуида унутар струјног домена (природна конвекција). У закривљеним цевима се при неизотермском струјању формира сложено секундарно струјање услед здруженог дејства центрифугалне и узгонске силе. Morton [45] је први указао на постојање секундарног струјања у правој грејаној цеви, када долази до образовања два вертикална вртлога услед дејства узгонске силе (Morton-ови вртлози). Овај тип струјања такође представља Prandtl-ово секундарно струјање прве врсте. Размена топлоте је интензивирана секундарним струјањем у односу на струјање једнаког масеног протока флуида без дејства узгонске силе. Morton је закључио да је узгонска сила пропорционална производу Reynolds-овог и Rayleigh-овог броја. С обзиром да је коришћен метод пертурбација, валидност добијене зависности је ограничена на мале вредности производа $Re \cdot Ra$.

Постојање сличности феномена струјања у загрејаној правој цеви и изотермског струјања у закривљеној цеви омогућава примену сличних техника за истраживање карактеристика струјања у њима. У загрејаним цевима такође долази до формирања вртлога услед кретања флуидних делића изазваних поремећајима у граничном слоју дуж цеви. Негативан градијент притиска се генерише на доњем зиду цеви, док се позитиван градијент притиска формира на горњем зиду цеви. Механизам природне конвекције и варирање физичких особина флуида са променом температуре значајно утичу на пренос топлоте и струјање у загрејаној цеви. Често предвиђања преноса топлоте под утицајем само принудне конвекције, без разматрања секундарног струјања изазваног дејством узгонске силе, могу садржати значајне грешке, посебно у ламинарном режиму струјања.

Структуре секундарног струјања снажно утичу на пренос топлоте у закривљеним струјним каналима. У свом најосновнијем облику, секундарно струјање интензивира мешање флуида и изазива поремећаје граничног слоја на загрејаним зидовима, што у одређеној мери интензивира прелаз топлоте. Термички и струјни процеси повезани са секундарним струјањем у закривљеним каналима значајно зависе од геометрије струјног канала, закривљености δ , облика и пропорција попречног пресека, као и од радних услова - запреминског протока и интензитета топлотног фликса на зиду.

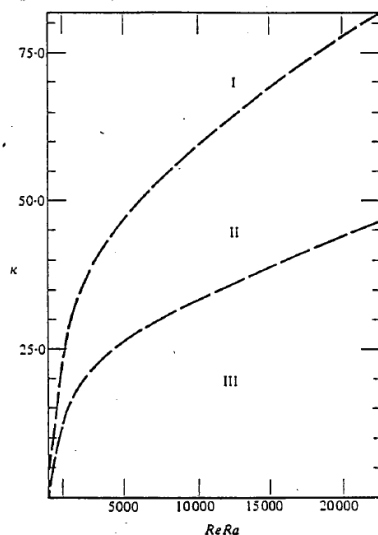
Могі и сарадници [46] су указали да секундарно струјање које се генерише при струјању флуида у загрејаној цеви може умањити интензитет турбуленције када је он висок на улазу, као и да може повећати интензитет турбуленције када је он низак на улазу. Утицај инерцијалних сила, које делују на флуидне делиће услед закривљености њихових путања, има позитиван ефекат на повећање коефицијента прелаза топлоте.

Ефекте узгонске силе у закривљеним цевима истраживали су Yao и Berger [47] и Prusa и Yao [48] за услове $De \leq 177$. Prusa и Yao [49] су применом нумеричке методе разматрали спрегнуто дејство центрифугалне и узгонске силе при струјање флуида у закривљеној загрејаној цеви и дали следеће закључке на основу мапе режима струјања која је подељена на три области (слика 2.2):

- област I у којој је центрифугална сила доминантна и при анализирању струјања може се сматрати да су једначине одржања количине кретања и енергије неспрегнуте;
- у области II силе су истог реда величине и користи се опште решење транспортних једначина;
- у области III дејство узгонске силе доминира у односу на дејство центрифугалне силе, због чега се у анализи може разматрати модел праве цеви са узгонском силом (област III представља случајеве са великим аксијалним температурним градијентом и малим вредностима закривљености δ).

У литератури се могу наћи и друга истраживања преноса топлоте у закривљеним цевима при ламинарном и прелазном режиму струјања ([50]-[54]). Општи је закључак да је прелаз топлоте у закривљеним цевним размењивачима топлоте увећан у односу на праве цеви услед секундарног струјања у равнима нормалним на правац главног струјања. Допринос узгонске силе при одређеном протоку и за одређене физичке особине флуида може бити врло значајан и резултује заједничком интеракцијом центрифугалне и узгонске

силе. При ламинарном струјању у глаткој правој загрејаној цеви минимум температуре је у центру попречног пресека, док се у закривљеним цевима (за довољно велику вредност Pr броја) јављају два температурска минимума, који се грубо поклапају са центрима Dean-ових вртлога. Са повећањем вредности De броја, центри вртлога се померају ближе зиду цеви и температурски градијенти на зиду расту. Прелаз топлоте при развијеном ламинарном струјању у геометријама релативно малог закривљења карактерише се комбинацијом De и Pr броја, док се прелаз топлоте при развијеном струјању под дејством само узгонске силе карактерише комбинацијом Gr (Grashof) и Pr броја (Shah и Joshi [55]).



Слика 2.2 Област потпуно развијеног струјања у закривљеној загрејаној цеви (Prusa и Yao [49])

Seban и McLaughlin [42] су утврдили да су при ламинарном режиму струјања у хеликодној цеви коефицијенти прелаза топлоте у областима спољашњег и унутрашњег зида цеви знатно виши од истих код праве цеви за једнаке услове струјања, као и да су локалне вредности коефицијента прелаза топлоте знатно више у области спољашњег зида у односу на област унутрашњег зида (приближно 4:1). Утврдили су и мали утицај вредности закривљености δ , односно пречника хеликоиде, на прелаз топлоте, као и да се локалне вредности коефицијента прелаза топлоте смањују од улаза ка излазу, али да постоји тенденција њиховог раста у близини излаза. Ова појава је приписана дејству узгонске силе, јер је раст вредности био релативно већи при већим вредностима топлотног флукса. Исти аутори су утврдили да је у турбулентном режиму струјања однос локалних

вредности коефицијента прелаза топлоте у областима спољашњег и унутрашњег зида приближно 2:1, што је објашњено одсуством израженог минимума вредности на унутрашњем зиду. Вредност коефицијента прелаза топлоте у овом случају мало варира у аксијалном правцу. Аутори напомињу и да су мерења температуре спољашњег зида нестална, због чега обимно осредњене вредности коефицијента прелаза топлоте за хеликоиду релативно малог пречника изразито варирају.

Dravid и сарадници [56] су истраживали вредности коефицијента прелаза топлоте у области термичке развојне дужине при ламинарном струјању за $De > 100$, као и осциловање локалних вредности коефицијента прелаза топлоте у зависности од растојања од улаза у хеликоидном цевном размењивачу топлоте. Добијено је аналитичко решење за термичку развојну област и нумеричко решење за потпуно развијену термичку област, уз претпоставку константних физичких особина флуида и занемарљиву вискозну дисипацију енергије. Запажено је изразито осцилаторно понашање вредности коефицијента прелаза топлоте дуж аксијалне координате.

Tyagi и Sharma [57] су експерименталним путем поредили мешовиту конвекцију у правим и закривљеним цевима у ламинарном режиму струјања, при чему је правац узгонске силе био нормалан на правац принудног струјања. Закључено је да мешовита конвекција при израженом утицају узгонске силе има нелинеаран карактер, а уочене су и сложене конволуције температурског поља, посебно у близини зида.

Tarbell и Samuels [58] и Patankar [59] су такође разматрали развој брзинског и температурског поља у хеликоидним цевима при ламинарном режиму струјања. Добијени температурски профили у великој мери одговарају онима из истраживања Dravid-а и сарадника [56], мада вредности варирају у одређеним границама код различитих аутора. Janssen и Hoogendoorn [60] су експерименталним путем истраживали пренос топлоте у хеликоидним цевима коришћењем транспортних флуида различитих вискозности и применом граничних услова у широком опсегу вредности, а у циљу одређивања утицаја Pr и De броја на пренос топлоте. Добијене вредности имају осцилаторне трендове слично онима које су приказала претходна истраживања.

Andrade и сарадници [61] су истраживали утицај промене вискозности са температуром на прелаз топлоте при потпуно развијеном принудном конвективном струјању у закривљеном каналу коришћењем методе коначних елемената. За $T_w > T_f$

закључено је да су у случају променљиве вискозности са температуром вредности Nu броја веће него у случају када је вискозност сматрана константном. Смањење вискозности утиче на интензивирање утицаја секундарног струјања и повећање вредности коефицијента прелаза топлоте.

Sillekens [62] је вршио нумеричко и експериментално истраживање мешовитог конвективног преноса топлоте при ламинарном режиму струјања у закривљеним цевима. Закључено је да су фактори који утичу на мешовито конвективно ламинарно струјање и пренос топлоте софистицирани и да је тешко узети у обзир све утицајне факторе. Доминантан утицај на карактер струјања и преноса топлоте у закривљеним цевима има секундарно струјање. Релативни однос интензитета секундарних струјања изазваних узгонском силом и центрифугалном силом је реда величине $\sqrt{Gr}/De\sqrt{1+Pr}$.

Xin и Ebdian [63] су експерименталним путем истраживали пренос топлоте у хеликоидним цевима за опсеге вредности $Re=5 \times 10^3 - 1.1 \times 10^5$; $Pr=0.7$ (ваздух), 5 (вода) и 175 (етилен гликол); $\delta=0.027$ и 0.08 . Аутори су дали корелацију којом се могу апроксимирати добијени резултати за $0.7 < Pr < 5$ и чија стандардна девијација износи 18%. Наведена корелација апроксимира и асимптотску вредност Nu броја у случају праве цеви. Међутим, доводи се у питање вредност експонента Re броја (0.92), с обзиром да је његова вредност већа него за случај праве цеви (0.8), јер се у сложенијим геометријама, где долази до појаве одвајања и прилепљивања граничног слоја, најчешће у литератури проналазе вредност експонента мање од 0.8.

Ligrani и Hedlund [64] су истраживали пренос топлоте у закривљеним цевима при турбулентном режиму струјања. Резултати су показали да су локалне вредности Nu бројева у области спољашњег зида закривљене цеви знатно веће од одговарајућих у области унутрашњег зида за исте вредности аксијалне координате. Овим је потврђено постојање Dean-ових вртлога чак и при потпуно турбулентном режиму струјања, као и значај њиховог утицаја на прелаз топлоте.

Yang и Ebdian [65] су за истраживање преноса топлоте при турбулентном режиму струјању у хеликоидној цеви користили $k-\epsilon$ модел за опсеге вредности $Re=2 \times 10^4 - 5 \times 10^4$ и $Pr=0.7$ и 5. Упоредне симулације су вршене и за случај ламинарног струјања за $Re=500$. Закључено је да утицај торзије расте са порастом Re броја и смањењем Pr броја. Lin и Ebdian [52, 66] су симулирали пренос топлоте при развијајућем турбулентном струјању у

хеликоидним цевима користећи $k-\varepsilon$ модел за опсеге вредности $2.5 \times 10^4 < Re < 10^5$, $0.025 < \delta < 0.05$ и $0 < \beta$ (торзија) < 0.6 . Исти аутори су у даљем истраживању [67] користили RNG $k-\varepsilon$ модел како би проучавали ефекат узгонске силе. Wu и сарадници [68] су проучавали пренос топлоте при турбулентном струјању у хеликоидној цеви коришћењем стандардног $k-\varepsilon$ модела за опсеге вредности $2 \times 10^4 < Re < 6 \times 10^4$, $0.1 < \delta < 0.3$ и $0.1 < \beta < 0.2$. Општи закључак свих истраживања је да је утицај торзије врло мали на пренос топлоте при турбулентном струјању.

Liberto и Ciafalo [69] су истражујући размену топлоте при турбулентном режиму струјања у закривљеним цевима поредили предвиђања различитих модела турбуленције: стандардног $k-\varepsilon$ са зидним функцијама, SST $k-\omega$ и RSM модела другог реда. Тестирани SST модел је показао најбоље слагање резултата са експерименталним подацима. Као гранични услов у овом раду усвојена је униформна температура зида цеви. Са друге стране, при турбулентном режиму струјања не очекују се значајне разлике у вредностима коефицијената прелаза топлоте за различите граничне услове.

Piazza и Ciofalo [70] су анализирали утицај вредности Pr броја применом RANS модела турбуленције. Уочена је стратификација временски осредњене температуре и временски осредњене брзине дуж радијуса закривљења (правац унутрашњи - спољашњи зид), као и дисторзије профила температуре и брзине изазване конвективним утицајем секундарног струјања.

Савремени прегледи истраживања преноса топлоте у цевима са константним радијусом закривљења дати су од стране Naphon-а и Wongwises-а [71] и Vashisth-а и сарадника [72].

У наставку су дате критеријалне зависности за срачунавање Nu броја у цевима са константним радијусом закривљења које се најчешће срећу у литератури за ламинарни режим струјања:

- Seban и McLaughlin [42], $0.01 < \delta < 0.06$

$$Nu = A \left[\frac{f_D}{8} Re^2 \right]^{1/3} Pr^{1/3} \quad (2.13)$$

где је $A = 0.13$ за $\delta = 0.06$ и $A = 0.74$ за $\delta = 0.01$;

- Mori и Nakayama [73], $De < 2,000$

$$Nu_c = Nu_s \times 0.1979 \times De^{0.5} \quad (2.14)$$

где је Nu_c одговарајућа вредност у правој цеви;

- Schmidt [39]

$$Nu = 3.65 + 0.08 \cdot \left[1 + 0.8 \cdot \delta^{0.9} \right] \cdot Re^{\left[0.5 + 0.2903 \delta^{0.194} \right]} \cdot Pr^{\frac{1}{3}} \quad (2.15)$$

при чему је $100 < Re < Re_{crit}$ (Re_{crit} дефинисано према Schmidt-овом критеријуму (јед. 2.6));

- Dravid и сарадници [56], $50 < De < 2,000$ и $5 < Pr < 175$

$$Nu = [0.76 + 0.65De] Pr^{0.175} \quad (2.16)$$

Futagami и Aoyama [74] су проучавали утицај угла нагиба хеликоидне цеви на узајамно дејство центрифугалне и узгонске силе, уз проширење анализе на флуиде са великим вредностима Pr бројева. Понуђени су приближи изрази за срачунавање вредности обимно осредњеног Nu броја за режим струјања када су величине центрифугалне и узгонске сила величине истог реда:

$$Nu/Nu_{0f} = 1 + \left[(Nu_{cen}/Nu_0 - 1)^4 + (Nu_{buo}/Nu_0 - 1)^4 \right]^{1/4} \quad (2.17)$$

$$\left(Nu_{cen f}/Nu_0 \right)^6 = 1 + \left\{ 0.195 \left(De Pr^{0.54} \cos \alpha \right)^{0.5} \right\}^6 \quad (2.18)$$

$$\left(Nu_{buo}/Nu_0 \right)^{4.5} = 1 + \left\{ 0.19 \left(De Ra Pr \cos \alpha \right)^{0.2} \right\}^{4.5} \quad (2.19)$$

где Nu_0 представља Nu број за Poiseuille-ово струјање, Nu_{cen} је Nu број за услове када делује само центрифугална сила ($Ra=0$), Nu_{buo} је Nu број за услове када делује само узгонска сила ($De=0$) и α је угао нагиба осе хеликоиде. Аутори су вршили сопствене експерименте са водом као радним флуидом ради верификације понуђене корелације, при чему су се добијане вредности разликовале од срачунатих до 30%.

Критеријалне зависности за срачунавање Nu броја у цевима са константним радијусом закривљења које се најчешће срећу у литератури за турбулентни режим струјања су:

- Pratt [75], $1.5 \times 10^3 < Re < 2 \times 10^4$

$$\frac{Nu_c}{Nu_s} = 1 + 3.4\delta \quad (2.20)$$

- Seban и McLaughlin [42], $0.01 < \delta < 0.06$

$$Nu = \frac{f_D}{8} Re Pr^{0.4} \quad (2.21)$$

- Orlov и Tselishchev [76], $1/\delta > 6$

$$\frac{Nu_c}{Nu_s} = (1 + 3.54\delta) \left(\frac{Pr_b}{Pr_w} \right)^{0.025} \quad (2.22)$$

- Rogers and Mayhew [77]

$$Nu = 0.023 \delta^{0.1} Re^{0.85} Pr^{0.4} \quad (2.23)$$

- Schmidt-ова формула [39], $Re_{crit} < Re < 22,000$, $0.7 < Pr < 5.6$ и $5 < 1/\delta < 84$

$$Nu = 0.023 \cdot \left[1 + 14.8 \cdot (1 + \delta) \cdot \delta^{\frac{1}{3}} \right] \cdot Re^{\left[0.8 + 0.22 \cdot \delta^{0.1} \right]} \cdot Pr^{\frac{1}{3}} \quad (2.24)$$

- Mori и Nakayama [78], $Pr > 1$, $Re \cdot \delta > 0.4$

$$Nu = 0.023 \left\{ 1 + \frac{0.061}{\left[Re \delta^{2.5} \right]^{1/6}} \right\} \delta^{1/12} Re^{0.833} Pr^{0.4} \quad (2.25)$$

- Petukhov [79], $0.5 < Pr < 2,000$ и $10,000 < Re < 500,000$

$$Nu = \frac{\frac{f_D}{8} \cdot Re \cdot Pr}{1.07 + 12.7 \cdot \sqrt{\frac{f_D}{8} \cdot (Pr^{2/3} - 1)}} \cdot \left(\frac{Pr_b}{Pr_w} \right)^{0.14} \quad (2.26)$$

$$f_D = \left[\frac{0.3164}{Re^{0.25}} + 0.03 \cdot \delta^{0.5} \right] \quad (2.27)$$

- Kirpikov (Nashchokin [80]), $10,000 < Re < 45,000$

$$Nu = 0.0456 \delta^{0.21} Re^{0.76} Pr^{0.4} \quad (2.28)$$

- Mikheev (Nashchokin [80])

$$Nu = 0.021 \cdot [1 + 1.77 \cdot \delta] Re^{0.85} Pr^{0.43} \quad (2.29)$$

- Gnielinski [81] корелација која проширује валидност корелације Petukhov-a (јед. 2.26) и на транзициони режим струјања у закривљеној цеви $Re_{cri} < Re < 22,000$, $Pr = 5.6$

$$Nu = C \cdot Nu_{Re=Re_{cri}} + (1 - C) \cdot Nu_{Re=22000} \quad (2.30)$$

где је $C = (22000 - Re) / (22000 - Re_{cri})$

- Xin и Ebdian [63], $10^3 < Re < 10^5$, $0.7 < Pr < 5.5$, $0.0267 < \delta < 0.0884$ (стандардна девијација наведене корелације износи 18%)

$$Nu = 0.00619 Re^{0.92} Pr^{0.4} (1 + 3.455 \delta) \quad (2.31)$$

- Lin и Ebdian [82], $14,000 < Re < 70,000$; $3,000 < De < 22,000$; $3 < Pr < 5$ и $0.05 < \delta < 0.2$:
 - за гранични услов константне температуре зида

$$Nu = 0.116 Re^{0.71} Pr^{0.4} \delta^{0.11} \quad (2.32)$$

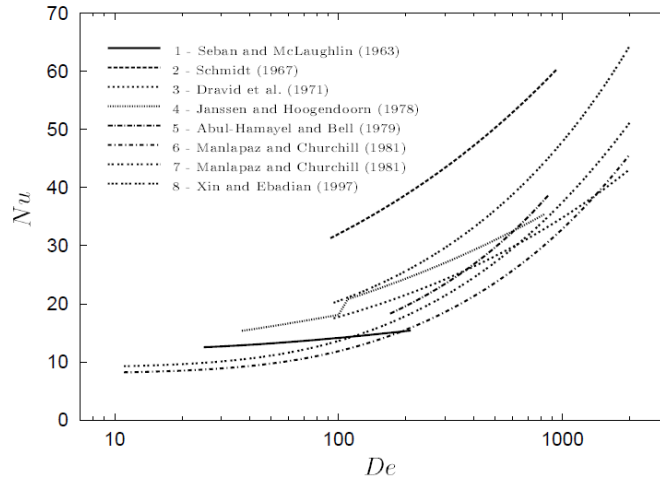
- за гранични услов константног специфичног флукса на зиду

$$Nu = 0.085 Re^{0.74} Pr^{0.4} \delta^{0.1} \quad (2.33)$$

С обзиром да су вредности Nu броја при турбулентном режиму струјању независне од термичких граничних услова за $Pr \geq 0.7$, Nu бројеви у претходним корелацијама нису специфицирани према термичким граничним условима најчешће ни од стране самих аутора.

На слици 2.3 је дато графичко поређење експерименталних корелација за срачунавање Nu броја у цевима са константним радијусом закривљења при развијеном ламинарном струјању Њутновског флуида (Kelder, [44]). Dean-ов број представља функцију вискозности, док су друге физичке особине, као и геометрија цеви, константне у свим случајевима. Уочава се да за исте услове процеса вредности Nu броја се значајно разликују. Ове разлике су вероватно последице коришћења различитих граничних услова, разлика у дефинисању референтне температуре за одређивање

физичких особина флуида, као и чињенице да се вредности локалних коефицијената прелаза топлоте одређују индиректно мерењем других величина, које се карактеришу сопственим грешкама мерења.



Слика 2.3 Прелаз топлоте при разв. ламин. струјању у закрив. цеви $\delta=0.025$ (Kelder, [44])

2.2 Термо-струјни процеси у цевима са променљивим радијусом закривљења

Спирални цевни размењивачи топлоте су се први пут појавили у XIX веку и од тада се примењују у разним термотехничким апаратима у процесној и хемијској индустрији (такође за хлађење електронских уређаја, у хемијским реакторима итд.). Они су знатно ефикаснији и компактнији у поређењу са уобичајено коришћеним размењивачима топлоте са правим цевима. Транспортни процеси у цевима спиралне геометије су сложенији од оних у правим цевима јер секундарно струјање, проузроковано закривљеношћу струјног канала, значајно утиче на карактер струјања и пренос топлоте.

Велика већина хидродинамичких истраживања струјања у закривљеним цевима односи се на струјање у хеликоидним цевима, док је струјању у спиралним цевима посвећена мања пажња. За разлику од хеликоидних цеви, спиралне цеви се карактеришу константно променљивом вредношћу закривљености δ дуж аксијалне координате цеви, због чега се хидродинамичко и термичко струјање у спиралним цевима никада не може сматрати потпуно развијеним у теоријском смислу. Осим тога, за одређивање режима струјања потребно је специфицирати два критична Re броја (Ali и Seshadri, [83]).

Уколико је струјање у спиралној цеви ламинарно, постепено повећање вредности Re броја доводи до појаве зоне са турбулентним струјањем на спољашњем крају спирале

(са најмањом вредношћу закривљености δ) при достизању вредности првог критичног Re броја. Даљим повећањем Re броја повећава се зона са турбулентним струјањем ка унутрашњем крају спирале (са највећом вредношћу закривљености δ), и достизањем другог критичног Re броја струјање постаје турбулентно у целој спирали. За вредности Re броја између критичних вредности у спирали се могу истовремено јавити и турбулентни и ламинарни режим струјања. Последично, у спирали се могу јавити феномени прелаза ламинарног у турбулентни и турбулентног у ламинарни режим струјања.

Објављено је више експерименталних [84]-[89] и нумеричких [90]-[92] истраживања струјања и преноса топлоте у спиралним цевима. Већина истраживања се односе на ламинарно струјање Њутновских флуида, док су истраживања при турбулентним условима струјања малобројнија. Осим тога, у истраживањима се у општем случају разматрани уобичајени термички гранични услови - константна температура зида и константан топлотни флукс на зиду.

Корелације Kubair-а и Kuloog-а [93], засноване на мерењима пада притиска Noble-а и сарадника [94], су међу првима које се односе на хидродинамичке карактеристике спиралних цеви. Њихове једначине се заснивају на аритметичкој средини минималног и максималног пречника спирале, без специфицирања корака спирале, чиме нису укључене све геометријске променљиве неопходне за јединствено дефинисање струјања у спирали. Srinivasan и сарадници [95] су проширили валидност своје корелације за хеликоиде на спирале сматрајући да се спирала може представити као дводимензиона хеликоида чији пречник варира од тачке до тачке.

Ali и Seshadri [83] су дали корелације за срачунавање пада притиска у Архимедовој спирали узевши у обзир све неопходне геометријске параметре. Ali and Zaidi [96] су представили корелације за срачунавање пада притиска при струјању флуида у логаритамској спирали, при чему су закључили да је за ламинарни режим струјања пад притиска у логаритамској спирали већи у поређењу са одговарајућим у Архимедовој спирали, али да за прелазни и турбулентни режим струјања важи обрнуто. Исти аутори [97] су истраживали струјања флуида у негативној логаритамској спирали (вредност корака опада), али нису успели да формирају и корелишу карактеристичне геометријске групе као у случају Архимедове и логаритамске спирале.

Naphon and Wongwises [71] су дали преглед литературе за три основне категорије закривљених цеви: хеликоидне, спиралне и закривљене цеви осталих геометрија. Они су закључили да постоји веома мали број објављених истраживања о спиралним цевима, посебно за случајеве када је вредност закривљености $\delta > 0.1$. Naphon и Wongwises [86] су експерименталним путем истраживали хидродинамичке карактеристике спиралне цеви чија је вредност закривљености δ варирала у опсегу 0.067-0.24, а затим су добијене резултате поредили са одговарајућим код хеликоидних цеви. Naphon и Suwagrai [98] су експериментално и нумерички истраживали утицај закривљености δ на пренос топлоте и развијање струјања у спиралној цеви. Они су навели да су средњи Nu број и пад притиска у спиралној цеви 1.49 и 1.50 пута већи од одговарајућих у правој цеви, респективно, за гранични услов константне температуре зида.

Уоо и сарадници [99] су применом нумеричке методе проучавали спиралну цев са шест навојака и експоненцијално растућим пречником са поларним углом. Закључили су да Re број има доминантнији утицај од закривљености δ на пад притиска и прелаз топлоте. Bowman и Park [100] су нумерички истраживали пад притиска и пренос топлоте у закривљеним цевима при ламинарном режиму струјања. Поређењем спиралних и тороидних цевних геометрија закључили су да се спиралне геометрије карактеришу повећањем пада притиска (до 10%) и прелаза топлоте (до 40%). Altaç и Altun [101] су применом нумеричке методе истраживали конвективни пренос топлоте и губитке услед трења при ламинарном режиму струјања у улазној области хоризонталних спиралних цеви. Закључили су да вредност коефицијента трења расте са дужином спирале цеви, али и да се вредност нормализованог коефицијента трења смањује код спирала са више од четири навојка и код спирала довољне дужине. Вредност нормализованог коефицијента трења повећава се до 2.5 пута за навојке малог радијуса закривљења.

Иако је интересовање за спиралне цевне размењиваче у порасту, може се констатовати да још увек постоји мали број објављених истраживања. Главна пажња досадашњих истраживања преноса топлоте у закривљеним цевним размењивачима топлоте била је усмерена на геометрије са константним радијусом закривљења (хеликоиде). С обзиром да су информације о прелазу топлоте у спиралним размењивачима врло оскудне, у недостатку одговарајућих корелација за одређивање Nu броја у инжењерској пракси је устаљен принцип да се користе корелације развијене за хеликоидне

размењиваче, при чему се средњи пречник спирале узима за карактеристичан пречник закривљења.

У литератури се може наћи врло мали број радова који разматрају хидродинамичке процесе у спирали константног корака (Архимедова спирала). Постојеће корелације важе само за глатке цеви и нису валидне за хидраулички храпаве цеви. Референтне корелације у инжињерској пракси за одређивање коефицијента трења дате су од стране Kubair-a и Kuloor-a [93]:

$$f_{scs} = 50.96 \left[d^2 / L_{scs} D_{av} \right]^{0.3} Re^{-0.5}, \quad 300 < Re < 7000 \quad (2.34)$$

$$f_{scs} = 0.316 Re^{-0.25} + 0.41 (d / D_{av})^{0.9}, \quad Re > 7000 \quad (2.35)$$

где је d унутрашњи пречник цеви, D_{av} је средњи пречник спирале, а L_{scs} представља дужину цеви од које је израђена спирала. Ове једначине нису ни потпуне ни јединствене, јер оне користе аритметичку средину унутрашњег и спољашњег пречника спирале која може бити иста за геометријски различитите спирале. Да би се јединствено дефинисала геометрија спирале, осим унутрашњег пречника цеви d , потребне су још три од следећих променљивих: максимални пречник спирале R_{max} , минимални пречник спирале R_{min} , број навојака n , дужина спирале L и/или корак спирале p_s .

Употреба коефицијента трења у корелацијама је неприкладна, јер се струјање у спирали никада не може сматрати потпуно развијеним, а величина пада притиска по јединици дужине је променљива дуж аксијалне координате спирале. Очекивано је да је пад притиска по јединици дужине већи у унутрашњим него у спољашњим навојцима спирале. Карактеристично секундарно струјање у закривљеним струјним каналима омета мерење статичког притиска на закривљеним деоницама, тако да подаци засновани на истраживању Kubair-a и Kuloor-a [93] могу да садрже непознате грешке. Rennels и Hudson [102] су предложили корелацију за одређивање коефицијента отпора у спиралној цеви која садржи све претходно наведене параметре:

$$K_{scs} = \frac{R_{max} - R_{min}}{p_s} \left[f_{ss} \pi \left(\frac{R_{max} + R_{min}}{d} \right) + 0.20 + 4.8 f_{ss} \right] + \frac{13.2 f_{ss}}{(R_{min} / d)^2} \quad (2.36)$$

где је f_{ss} коефицијент трења за праву цев, а R_{max} и R_{min} су максимални и минимални пречници спирале.

Узимајући у обзир утицај свих геометријских параметара Архимедове спирале, Ali и Seshadri [83] су корелисали своје експерименталне податке за пад притиска на следећи начин:

- ламинарни режим струјања $Re < 6,000$

$$\frac{\Delta P_{scs}}{2\rho V^2} \left[\frac{p_s d^{1/2}}{R_{max}^{3/4} (R_{max} - R_{min})^{3/4}} \right] = 49 \left(\frac{dV\rho}{\mu} \right)^{-0.67} \quad (2.37)$$

- турбулентни режим струјања $Re > 10,000$

$$\frac{\Delta P_{scs}}{2\rho V^2} \left[\frac{p_s d^{1/2}}{R_{max}^{3/4} (R_{max} - R_{min})^{3/4}} \right] = 0.65 \left(\frac{dV\rho}{\mu} \right)^{-0.18} \quad (2.38)$$

Критичан Re број којим се одређује транзиција из ламинарног у турбулентни режим струјања код цеви са константним радијусом закривљења дефинисан је од стране Srinivasan-а и сарадника [38] (јед. (2.5)). С обзиром да код струјања у спиралним цевима не постоји јединствени Re_{crit} број услед променљивог радијуса закривљења, у литератури се често предлаже одређивање минималне вредности за Re_{crit} заменом D са D_{max} , док се максимална вредност за Re_{crit} добија заменом D са D_{min} у претходно наведеној једначини.

Експериментална и теоретска истраживања преноса топлоте у спиралним цевима су такође малобројна. Корелације за одређивање коефицијента прелаза топлоте у спирали које се употребљавају у инжењерској пракси су дискутабилне, јер нису добијене директно за спиралне цеви, већ представљају апроксимације релација које важе за цеви са константним радијусом закривљења.

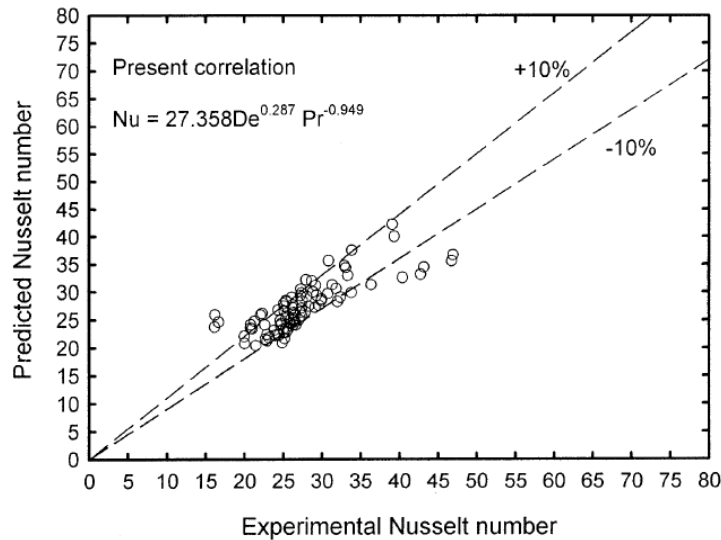
Но и Wijeysondera [87], [88] и Wijeysondera и сарадници [103] су поредили експерименталне резултате и постојеће корелације из литературе за одређивање коефицијента прелаза топлоте у спиралним цевним размењивачима топлоте у условима хлађења и одvlaживања.

Naphon и Wongwises [86], [104] су дали корелацију за одређивање средњег коефицијента прелаза топлоте са унутрашње стране спиралне цеви у условима одvlaживања ваздуха који наструјава на спољашњу површину спирале:

$$Nu_{ave} = 27.358 De^{0.287} Pr^{-0.949}; \quad 300 \leq De \leq 2200, \quad Pr \geq 5 \quad (2.39)$$

Поређењем сопствених експерименталних података и постојећих корелација за цеви са константном вредношћу закривљености, уочено је да се подаци делимично поклапају, с

тим што је одступање експерименталних података од предвиђања корелације Dravid-a $\pm 25\%$, одступање од корелације Kalb-a и Seader-a -20% - $+30\%$ и $+50\%$ у поређењу са корелацијом Xin-a и Ebdian-a (слика 2.4). Као основни узроци неслагања података мерења и рачунских резултата наведене су разлике експерименталних поставки, коришћење различитих граничних услова, као и неизвесност коришћених корелација.



Слика 2.4 Поређење експерименталних података са предвиђањима постојећих корелација (Naphon и Wongwises [104])

Naphon и Wongwises [105] су на основу експерименталног истраживања преноса топлоте у спиралним цевима (улаз флуида на најмањем пречнику) при хлађењу ваздушне струје без одvlaживања на спољашњој површини, дали израз за одређивање коефицијента прелаза топлоте унутар Архимедове спирале:

$$Nu_{ave} = 4De^{0.464} Pr^{-0.755}; \quad 200 \leq De \leq 3000, \quad Pr \geq 5 \quad (2.40)$$

Корелацију за срачунавање вредности Nu броја у спирали при развијајућем ламинарном режиму струјања и за гранични услов константне температуре зида предложили су Kubair и Kuldor [106], [107]:

$$Nu = \left(1.98 + 1.8 \frac{d}{D_{ave}} \right) Gz^{0.7} \quad (2.41)$$

где Gz представља Graetz-ов број. Овај израз може се примењивати за опсеге $9 \leq Gz \leq 1,000$, $80 < Re < 6,000$ и $20 < Pr < 100$.

Наведена истраживања, иако малобројна, односе се на струјне и термичке процесе у глатким спиралним цевима за специфичне граничне услове. У доступној литератури није пронађено ни једно истраживање које разматра струјање и пренос топлоте у спирали карактерисаном високом вредношћу релативне храпавости зида.

2.3 Термо-струјни процеси у набораним цевима

У инжењерској пракси се често сусрећу случајеви да радни флуиди обављају термичке процесе при ламинарном режиму струјања, који се карактерише релативно ниским вредностима коефицијента прелаза топлоте. Ово се често сусреће у петрохемијској, хемијској, фармацеутској и хемијској индустрији, као и најразличитим случајевима где у термичким процесима учествују Њутновски флуиди високе вискозности. У циљу постизања веће компактности размењивача топлоте и смањења експлоатационих трошкова, неопходна је примена техника за повећање интензитета преноса топлоте. Између бројних могућности за повећање прелаза топлоте при принудној конвекцији, у пракси се често користе технике које поспешују секундарна рецикулациона струјања (индуковање радијалних и тангенцијалних компонената брзине).

Технике за повећање прелаза топлоте на унутрашњем зиду цеви могу се разврстати према следећем критеријуму: (а) уметање додатака у цев без промене геометрије саме цеви (тракасти турбулизатори, хеликоидни жичани уметци итд.) и (б) модификација површине саме цеви (наборане, бобичасте, цеви са унутрашњим оребрењима итд.).

Наборане цеви се широко примењују у различитим размењивачима топлоте у циљу интензивирања преноса топлоте, што је последица наизменичних поремећаја хидродинамичког и термичког граничног слоја на унутрашњој и спољашњој површини цеви. Наборана структура зида цеви побуђује промене локалних градијената брзине и притиска, што доводи до повећања интензитета турбуленције струјања, истањивања граничних слојева и значајног повећања коефицијента прелаза топлоте. Попречни набори делују као турбулизатори, јер интензитет турбуленције струјања расте због постојања механизма одвајања и прилепљивања граничног слоја. Набори делују као елементи храпавости и ремете постојећи ламинарни подслој.

Основна разлика између струјања у глатким и набораним цевима је што у глатким цевима постоји само вискозни отпор, док се код набораних јавља и отпор облика. У

правим глатким цевима постоји само негативан градијент притиска, док код набораних могу постојати и локализоване области у којима постоји позитиван градијент притиска, због чега долази до формирања зона са рецикулационим струјањем унутар набора. Потпуно развијено струјање преко наборане површине, било да је ламинарно или турбулентно, је знатно сложеније од струјања преко глатке површине због додатних параметара и струјних феномена, као што су променљиви градијенти притиска услед наборима изазваних експанзија и контракција струјница, утицаји конвексно и конкавно закривљених површина на турбуленцију, одвајање и прилепљивање струјања, могућност самогенерисања нестабилности струјања у наборима, као и откидање вртога из области набора у главнину тока.

Употреба површинских пертурбација је пасивна метода повећања прелаза топоте и заснива се на ефектима развијајућих граничних слојева или флукуација примарног струјања, настанка вртлога, дестабилизације и турбулизације струјања. Понављајуће промене градијента притиска и закривљење струјница поспешују образовање турбулентних структура. Набори на зиду поспешују прелаз топлоте дестабилизацијом термичког граничног слоја и његовим стањивањем, као и интензивирањем мешања у главнини струјања. Рецикулациони мехури у наборима и одвајање граничног слоја од зида утичу на значајно повећање интензитета турбуленције у близини зида. Набори се могу сматрати наглим локалним променама површинске геометрије струјног канала са великим нападним угловима, где долази до наглог успорења струјања и губитка енергије у граничном слоју, те његовог одвајања од зида. Гранични слој не може да прати наглу промену правца струјног канала (што би захтевало нагло убрзање), због чега долази до одвајања и појаве рецикулационог струјања у самом набору. У сепарационом мехуру се у општем случају формира вртлог чије је кретање спорије у поређењу са одвојеним граничним слојем и основним струјањем. Сепарациони мехур представља област на чијим граничним површинама се могу јавити услови струјања другачији у поређењу са остатком струјног домена.

Наборане цеви се могу поделити на две основне категорије на основу типа набора – цеви са хеликоидним и цеви са попречним наборима. Бездимензионе величине које геометријски карактеришу наборане цеви су бездимензиона висина набора e/d и бездимензиони корак p/d (где e представља висину, а p корак елемената храпавости).

Оквир анализе струјања у каналима храпавих зидова поставио је Nikuradse [108] својим истраживањима струјања у цевима са неуниформном храпавошћу (sand roughened pipes). Утврдио је да са порастом Re броја карактер струјања одступа од турбулентног струјања у глатким цевима и да зависи од релативне храпавости e/d и Re броја. При великим вредностима Re броја струјање постаје независно од вискозности и зависи само од e и d , и такав режим струјања је назван потпуно храпаво струјање, док је режим у коме је струјање зависно од односа бездимензионе храпавости e/d и Re броја названо прелазно струјање.

Colebrook и White [109] су предложили емпиријску имплицитну комбинацију Prandtl-ове и Kármán-ове једначине, која врло прецизно моделира храпавост комерцијално доступних цеви:

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log_{10} \left(\frac{e}{3.7d_0} + \frac{2.51}{\text{Re} \sqrt{f}} \right) \quad (2.42)$$

Moody [110] је конструисао сложен дијаграм погодан за инжењерску употребу за срачунавање коефицијента трења у храпавим цевима при свим режимима струјања. Овај дијаграм је показао примењивост Colebrook-White-ове једначине у широким опсезима Re бројева и релативних храпавости. Међутим, валидност Colebrook-White-ове једначине и Moody-јевог дијаграма је ограничена максималном вредношћу релативне храпавости, која износи 0.05.

Развијен је велики број имплицитних и експлицитних корелација за одређивање коефицијента трења при монофазном струјању. У општем случају све оне се пореде са једначинама Nikuradse-а и Colebrook-а, али још увек нису у потпуности разјашњене сличности и разлике између њих, што представља основни предуслов како би се избегле забуне и грешке. Међутим, примена наведених једначина је ограничена максималном вредношћу релативне храпавости од 0.05.

Корелације дате у литератури за одређивање коефицијента трења које су применљиве за све режиме струјања (ламинарни, прелазни и турбулентни) и било коју вредност релативне храпавости су:

- Churchill-ова формула [111]

$$f = 8 \left[\left(\frac{8}{\text{Re}} \right)^{12} + \frac{1}{(A+B)^{3/2}} \right]^{1/12} \quad (2.43)$$

$$A = \left[2.457 \ln \frac{1}{\left(\frac{7}{\text{Re}}\right)^{0.9} + \frac{0.27e}{d_0}} \right]^{16}; \quad B = \left(\frac{37530}{\text{Re}}\right)^{16}$$

- Модификована Churchill-ова формула [112]

$$f = \left[\left(\frac{64}{\text{Re}}\right)^{12} + \frac{1}{(A+B)^{3/2}} \right]^{1/12} \quad (2.44)$$

$$A = \left[0.8687 \ln \frac{1}{\frac{0.883(\ln \text{Re})^{1.282}}{\text{Re}^{1.007}} + \frac{0.27e}{d_0} - \frac{110e}{\text{Re}d_0}} \right]^{16}; \quad B = \left(\frac{13269}{\text{Re}}\right)^{16}$$

- Chen-ова формула [113]

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log \left[\frac{e}{3.7065d_0} - \frac{5.0452}{\text{Re}} \log \left(\frac{1}{2.8257} \left(\frac{e}{d_0}\right)^{1.1098} + \frac{5.8506}{\text{Re}^{0.8981}} \right) \right] \quad (2.45)$$

Taylor и сарадници [114] су дали преглед утицаја храпавости и структуре површине на струјање флуида, са посебним освртом на структуриране храпаве површине. Закључак је да су за развијања тачних модела за предвиђање коефицијента трења на униформно храпавим површинама са вредностима релативне храпавости већим од 0.05 неопходни експериментални подаци за ламинарни, прелазни и турбулентни режим струјања.

Naikayama и сарадници [115] су разматрајући струјање у хеликоидно набораним правим цевима изнели хипотезу о утицају угла између хеликоидних набора и осе цеви на режиме струјања: при малим вредностима угла профил струјања у близини зида прати геометријски профил набора, док при великим вредностима угла долази до понављајућег одвајања и прилепљивања граничног слоја, што је праћено значајним повећањем вредности коефицијента прелаза топлоте.

Vicente и сарадници [116], [117] су на основу експерименталних података о паду притиска у хеликоидно набораним правим цевима при ламинарном и прелазном режиму струјања корелисали Re_{crit} са висином набора уз закључак да је утицај корака занемарљив:

$$\text{Re}_{\text{crit}} = 2100 \left[1 + 1.18 \cdot 10^7 (e/d)^{3.8} \right]^{-0.1} \quad (2.46)$$

Резултати за Fanning-ов коефицијент трења при ламинарном струјању у набораној цеви су корелисани као:

$$f_F = 29.9 \cdot \phi^{0.11} \cdot \text{Re}^{-0.97} \quad (2.47)$$

где ϕ представља индекс храпавости ($\phi = h^2/pd$). Наведене корелације важе за опсег вредности: $h/d=0.0267-0.0572$, $p/d=0.608-1.229$ и $\phi=0.614 \times 10^{-3}-3.694 \times 10^{-3}$. Наведени аутори су разматрали и феномен мешовите конвекције у правим цевима и закључили да се у опсегу вредности $\text{Ra}=10^6-10^8$ може успоставити зависност између средње асимптотске вредности Nu броја и Ra броја као $\text{Nu} \propto \text{Ra}^{0.24}$ за наборане и $\text{Nu} \propto \text{Ra}^{0.185}$ за глатке цеви.

У литератури готово да не постоје корелациони изрази о развојним дужинама при струјању у правој набораној цеви. Према White-у [118], хидродинамичка развојна дужина за случај турбулентног струјања у набораној цеви је:

$$\frac{L_e}{d} \approx 4.4 \text{Re}^{1/6} \quad (2.48)$$

Експериментална и нумеричка истраживања процеса преноса топлоте у хеликоидно и попречно набораним цевима обухватају разматрања утицаја различитих фактора, као што је утицај Re броја [118]-[123], утицај Pr броја [119], утицај храпавости зида [120] и развојних дужина [123]. Општи је закључак да је процес преноса топлоте у хеликоидно и попречно набораним цевима знатно ефикаснији у поређењу са истим у глатким цевима. Геометријски понављајућа структура наборане цеви побуђује понављајуће промене градијента брзине струјања у близини зида, што доводи до локалних промена смера градијента притиска. Понављајуће промене градијента аксијалног притиска изазивају секундарне поремећаје, тако да формирану вртлози ремете и истањују гранични слој. На тај начин поремећаји изазвани набораним структурама на зиду утичу значајно на повећање коефицијента прелаза топлоте.

У литератури постоје врло ограничени подаци о експерименталним истраживањима интезификације прелаза топлоте при ламинарном режиму струјања у набораним цевима. Овакве анализа могу бити врло сложене због утицаја ефеката неразвијености струјања и постојања секундарног струјања насталог дејством узгонске силе.

Joshi и сардници [124] и Solano и сарадници [125] наводе да при потпуно развијеном ламинарном струјању употреба површина са високом вредношћу релативне храповости не утиче значајно на повећање коефицијента прелаза топлоте, јер елементи храповости подстичу мешање само у хидродинамичком граничном слоју. За интензификацију преноса топлоте у ламинарном режиму струјања погоднија су средства која имају способност мешања главнине тока.

García и сарадници [126] су на основу експерименталних истраживања уочили да облик елемената храповости на зиду битно утиче на појаву прелазног режима струјања. При струјању у цевима са храпавошћу бобичастог типа прелаз из ламинарног у турбулентни режим струјања је праћен снажним нестабилностима. Ове нестабилности нису тако изражене у набораним цевима, док се у цевима са уметнутим хеликоидним жичаним турбулизаторима прелаз одвија мирно и без флукуација. Графички приказ зависности коефицијента трења f од Re броја у правој набораној цеви указује да нагли скок вредности коефицијента трења јасно идентификује Re_{crit} (критичној вредности Re броја одговара минимална вредност f). Разматрано је и ламинарно струјање у хоризонталним набораним цевима за услов $T_w > T_f$. Уочено је да на зачетак секундарног струјања изазваног узгонском силом значајно утиче облик елемената храповости. Цеви са високим вредностима релативне храповости не карактеришу се повећањем вредности коефицијента прелаза топлоте у односу на глатке цеви у опсегу вредности $Re < 200$. Чак може доћи и до смањења вредности коефицијента прелаза топлоте због померања услова настанка мешовите конвекције ка већим вредностима Re броја. У опсегу $Re = 200 - 2,000$ аутори сугеришу употребу хеликоидних жичаних турбулизатора у правим цевима, јер се карактеришу највећим повећањем прелаза топлоте и могућношћу успостављања поузданих критеријалних зависности за срачунавање вредности f и Nu . За $Re > 2,000$ механички деформисане цеви карактеришу се нешто већим вредностима коефицијента прелаза топлоте у односу на жичане турбулизаторе (референтна вредност $Pr = 100$), а наводе се следеће зависности: $Nu/Nu_s \propto Pr^{0.01}$ за цеви са храпавошћу бобичастог типа, $Nu/Nu_s \propto Pr^{0.05}$ за наборане цеви и $Nu/Nu_s \propto Pr^{-0.02}$ за жичане турбулизаторе (где Nu_s представља одговарајућу вредност у глаткој правој цеви). Такође се наводи да су у ламинарном режиму струјања вредности коефицијента прелаза топлоте у набораним и глатким цевима приближно исте.

Barba и сарадници [127] су приказали експериментално истраживање прелаза топлоте и пада притиска у правој хеликоидно набораној цеви при струјању врло вискозног Њутновског флуида (етилен гликола) у опсегу $Re=100-800$ и за вредност $Pr=200$. Добијени резултати су упоређени са одговарајућим у глаткој цеви, чиме је добијено да је у набораној цеви коефицијент трења 1.83-2.45 пута већи, док се вредност коефицијента прелаза топлоте повећава 4.27-16.79 пута у испитном опсегу вредности. Наведене вредности карактеришу испитивану геометрију и релевантне су само за разматрану геометрију цеви. Интезификација прелаза топлоте је врло условљена вредношћу Re броја, док је зависност од вредности Pr броја врло мала. Обимно осредњена температура унутрашњег зида цеви неправилно осцилује, али расте дуж осе цеви за гранични услов константне вредности топлотног флукса на зиду. Растојања између позиција узастопних температурских максимума нису константна (за хидродинамички и термички развијено струјање) и не могу се довести у везу са кораком набора.

Rainieri и Pagliarini [121] су експериментално истраживали термички развијајуће струјање флуида повишене вискозности у набораним цевима у опсегу $Re=90-800$. Поређењем карактеристика прелаза топлоте у цевима са попречним и хеликоидним наборима, закључено је да цеви са попречним наборима дају веће вредности коефицијента преноса топлоте због израженије способности изазивања поремећаја у струјању. Експериментални подаци показију да хеликоидни набори на цевима индукују значајне ротационе компоненте брзине у главнини тока, које не доводе до подједнако значајног интензивирања прелаза топлоте. Промена физичких особина флуида са температуром поспешује настанак нестабилности при струјању.

Rowley и Patankar [128] су нумеричким путем истраживали прелаз топлоте у цевима са унутрашњим попречним ребрима при ламинарном струјању. Присуство ребара проузрокује рецикулационо струјање у простору између два узастопна ребра. Прорачуни су вршени за периодично потпуно развијено струјање (брзинско поље се узастопно понавља у областима између ребара). Иако рецикулационо струјање потпомаже мешање и има тенденцију повећања прелаза топлоте, ребра представљају препреке које главнину тока измештају даље од зида. Нето ефекат је да у ламнарном режиму струјања код флуида са малом вредношћу Pr броја (ваздух) долази до смањења прелаза топлоте, док се код

флуида са већом вредношћу Pr броја (вода) може постићи благо повећање коефицијента прелаза топлоте у односу на глатку цев.

Nunner [129] и Tam и Ghajar [130] су истраживали утицај преноса топлоте на вредност коефицијента трења у ламинарном режиму струјања, и утврдили да са порастом вредности топлотног флукса на зиду цеви расте и вредност коефицијента трења. Раст вредности коефицијента трења (и до 100%) приписује се утицају секундарног струјања (услед дејства узгонске силе) које мења брзинско поље, што са друге стране утиче на вредност смицајног напона на зиду цеви.

Експериментална истраживања Webb-а и Kim-а [131] указују да повећање релативне храпавости струјног канала поспешује прогрес прелаза ламинарног у турбулентни режим струјања. Као последица пертурбација у вискозном подслоју, долази до повећања интензитета турбуленције и појаве прелазног струјања при вредностима Re мањим од критичних за глатке цеви. Повећање површинске храпавости представља најчешћу и најуспешнију технику интензивирања преноса топлоте монофазних турбулентних струјања. При турбулентном струјању елементи храпавости врше турбулизацију и периодично ометају формирање ламинарног подслоја на зиду цеви. При потпуно развијеном ламинарном струјању не постоји одговарајући механизам, тако да постоји и могућност смањења интензитета прелаза топлоте у поређењу са глатком цеву. Ребра и набори могу врло значајно да утичу на интензивирање прелаза топлоте при турбулентном режиму струјања, док са друге стране могу имати мали утицај при ламинарном режиму струјања.

Moore [132] је показао да се гранични слој на храпавом зиду понаша као да је његов почетак позициониран на одређеном растојању испод врхова елемената храпавости. Ово растојање, које се назива грешка почетка, дефинише почетак профила који даје логаритамску расподелу брзине у близини зида. Грешка почетка може се сматрати мером интеракције између главнине тока и храпавости зида. У том смислу, грешка почетка би се могла изразити као функција храпавости, али одговарајуће релације нису доступне у литератури до данас.

Perry и сарадници [133] су проучавали турбулентан гранични слој на равном зиду са попречним ребрима и предложили су поделу храпавости на два типа, " d " тип и " k " тип, у складу са карактеристичном дужинском скалом за одређивање функције храпавости,

профила брзине и коефицијента трења (k је висина елемената храпавости и d је пречник цеви). Према наведеним ауторима, у кавитетима приближно квадратног уздужног пресека се налазе стабилни турбулентни вртлози који изолују главнину тока од елемената храпавости. Прикладна карактеристична величина храпавости у овом случају је дебљина граничног слоја, која је за струјање у цеви величина истог реда као и пречник цеви d . С друге стране, у кавитетима чије су дужине знатно веће у односу на висину, не могу се одржати стабилни врлози и долази до прилепљивања граничног слоја из слободне струје флуида на зидове кавитета. Главнина тока је изложена утицају кавитета, тако да дебљина граничног слоја није више одговарајућа карактеристична величина храпавости. С обзиром да у овом случају висина кавитета k описује храпавост зида, она је одабрана за карактеристичну величину храпавости. Аутори су навели да градијенти карактеристичне брзине у кавитетима не могу да се доведу у везу са градијентима брзине у главнини тока.

Tani [134] је предложио да се за храпаве површине које се састоје од ребара на подједнаком растојању, разграничење између " d " типа и " k " типа може одредити на основу вредности односа $p/k=5$, где је p корак оребрења, односно растојање између суседних елемената храпавости. На храпавом зиду " d " типа, карактерисаним густо позиционираним ребрима и вредношћу односа $p/k<5$, вртлози се формирају у просторима између елемената храпавости и откидање вртлога у главнину тока је занемарљиво, тако да је главнина тока релативно непоремећена утицајем елемената храпавости. Коефицијент трења и функција храпавост су независни од величине елемената храпавости, али је отпор струјању на елементима храпавости изузетно осетљив на одступања врхова елемената по висини. Код храпавог зида " k " типа, карактерисаним вредношћу односа $p/k>5$, претпоставља се да се турбулентни вртлози са дужинским скалама пропорционалним вредности k откидају у главнину тока, због чега коефицијент трења и функција храпавости зависе од величине елемената храпавости.

Stukel и сарадници [135] су експериментално истраживали вредности аксијалне брзине и коефицијента трења при турбулентном струјању у цеви са унутрашњим оребрењима у функцији од односа висине елемената храпавости и пречника цеви (k/d) и односа корака и висине елемената храпавости (p/k). Закључили су да вредност коефицијента трења расте од малих вредности за $p/k=2-5$ до максималне вредности при $p/k=13$, да би затим његова вредност опадала са даљим повећањем односа p/k . У

поновљеном експерименту Stukel-а и сарадника мерени су интензитети турбуленције и Reynolds-ови смицајни напони. Резултати добијени за мале вредности односа p/k указују да су промене интензитета турбуленције и Reynolds-ових смицајних напона сличне одговарајућим при струјању у глаткој цеви.

Ueda и Harada [136] и Berger и Whitehead [137] су истраживали турбулентни режим струјања у цевима са попречним наборима и дошли до закључка да се за мале вредности односа $p/k < 10$ струјно поље знатно разликује у односу на случај великих вредности $p/k > 10$. Када је струјање поремећно елементом храпавости, гранични слој са зида се одваја, да би се прилепио поново на зид на удаљености $(6-8)k$. Тачке прилепљивања нестају када је корак елемената храпавости мањи од $5k$, при чему главнина тока струји преко кавитета које образују дискретни елементи храпавости, као и преко секундарних струјања у самим кавитетима.

Djenidi и сарадници [138] су методом визуелизације истраживали понашање вртлога унутар кавитета "d" типа на равном зиду, и дошли до закључка да кавитети типа "d" не изолују у потпуности главнину тока од утицаја храпавости, што је у супротности са тврдњама Perry-ја и сарадника [133]. Утврђено је да се делови вртложних структура из кавитета периодично инјектирају у главнину тока и да приближна фреквенца ових појава износи $U_b/5.5\delta$ (U_b је средња брзина флуида по попречном пресеку и δ је дебљина граничног слоја). Услед овога долази до повећања интензитета турбуленције у близини зида и повећања коефицијента трења и пада притиска дуж набораног зида.

Bernhard и Hsieh [139] су у свом истраживању користили две наборане пластичне цеви, при чему је струјање воде било у осегу $Re=10^4-2.5 \times 10^5$. Утврдили су да вредност коефицијента трења остаје скоро константна за $Re < 4 \times 10^4$, а почиње да расте за веће вредности Re броја. Указали су да је повећање коефицијента трења при великим вредностима Re броја последица продора струјања из главнине тока у простор набора.

Poriel и сарадници [140] су експерименталним путем анализирали утицај висине k и корака набора p на вредност коефицијента трења у правој набораној цеви, и закључили да порастом вредности односа k/d и p/d расте и вредност коефицијента трења.

Mogi и сарадници [141] су истраживали утицај интензитета топлотног флукса на зиду и поремећаја на улазу при струјању ваздуха у оребреној цеви. Тестови са поремећајем на улазу су показали да са порастом вредности Ra броја (обухвата утицај

секундарног струјања изазваног дејством узгонске силе) расте и вредност критичног Re броја - секундарно струјање пригушује турбулентне флукуације изазване поремећајем на улазу. Тестови без поремећаја на улазу показали су да са порастом вредности Ra броја пада вредност критичног Re броја - секундарно струјање у овом случају повећава интензитет турбуленције. Закључили су да за велике вредности производа ReRa секундарно струјање утиче да вредност критичног Re броја тежи константној вредности, без обзира на вредност интензитета турбуленције на улазу.

Vicente и сарадници [120] су истраживали утицај Pr броја на прелаз топлоте при турбулентном струјању у оребреним цевима користећи индекс храпавости $\phi = h^2/pd$. Указано је да са растом вредности Pr броја расте и интензитет прелаза топлоте, као и да за $Re < 10,000$ треба користити цеви са што већом вредношћу индекса храпавости ($\phi > 3 \times 10^{-3}$), док се за $Re = 10,000 - 40,000$ предлаже коришћење цеви са умереном вредношћу индекса храпавости ($\phi = 1 \times 10^{-3} - 2 \times 10^{-3}$). Аутори наводе да температурски градијент у близини зида утиче на пад притиска и пренос топлоте у оребреним цевима, као и да је у литератури мало истраживања у којима је разматран овај аспект, док су резултати тих истраживања спекулативни.

Jaiman и сарадници [142] и Pisarenko и сарадници [143] су применом нумеричких метода истраживали струјање у попречно набораним цевима, али су истраживања била ограничена на цеви великих унутрашњих пречника са малим вредностима релативних храпавости k/d . Vijjarigari и Cui [144] су истраживали турбулентно струјање у цеви са унутрашњим оребрењима користећи нумерички модел симулације великих вртлога (Large Eddy Simulation) и закључили да се на основу добијених резултата не може успоставити корелациона веза између коефицијента трења, еквивалентне униформне храпавости ϵ и висине елемената храпавости k . Корелација између ових параметара и Re броја могла би се одредити само на основу обимне базе података за различите елементе храпавости и различите режиме струјања. Bernhard и сарадници [139] су истраживали утицај висине набора на коефицијент трења и закључили да RANS модели могу прецизно да моделирају струјање.

Naп и сарадници [145] су нумерички истраживали пренос топлоте у цевима са спољашњим конвексним наборима коришћењем дводимензионалног $k-\epsilon$ модела турбуленције. Анализирани су утицаји геометријских параметара набора на интензитет

преноса топлоте и указано је да несиметрични профили набора могу имати до 18% већи коефицијент пролаза топлоте у односу на симетричне. С обзиром да у литератури не постоје референце о директним нумеричким симулацијама у набораној цеви, аутори су користили доступне податке о набораној плочи [146] како би извршили валидацију дводимензионалног $k-\varepsilon$ модела у набораној цеви. У свом следећем раду је иста група аутора [147] указала на предности RSM модела турбуленције при анализи термо-струјних процеса у набораним цевима. Нумерички резултати показују добро слагање са експерименталним резултатима Morales-а и сарадника [148] за $Re > 20,000$. Добијени нумерички резултати се слажу са резултатима Nikuradse-а [108] да при малим вредностима Re броја храпавост не утиче на вредност коефицијента трења.

Webb и сарадници [119] су корелисали вредности коефицијента прелаза топлоте за ступање различитих флуида у цевима са унутрашњим попречним ребрима. Withers [150], [151] је применио исту технику за једноструко и вишеструко хеликоидно наборане праве цеви. Метод корелацијске сличности треба да важи за сваки тип храпавости, али је неопходна опширна база експерименталних података за успостављање функционалних зависности. Lewis [152] је разматрао другачији тип корелационе технике за одређивање коефицијента трења и коефицијента прелаза топлоте, где је потребно детаљно познавање карактеристика елемената храпавости - коефицијента отпора облика, расподеле коефицијента прелаза топлоте и дужине иза елемента храпавости након које долази до поновног прилепљивања хидродинамичког граничног слоја.

На основу базе података истраживања цеви са унутрашњим хеликоидним и попречним ребрењима, уметнутим хеликоидним жичаним турбулизаторима и унутрашњим хеликоидним наборима, Ravigururajan и Bergles [153] су развили опште корелације за срачунавање вредности коефицијента трења и Nu броја, а у зависности од Re броја, Pr броја, односа пречника жице и пречника цеви e/d , односа корака хеликоиде и пречника цеви p/d и угла хеликоиде у односу на осу цеви α . Наведени аутори су у каснијим истраживањима [154] допунили претходно наведене корелационе зависности како би важиле за што шири опсег типова и профила храпавости. Прва фаза истраживања захтевала је развој базе података из скупа научно препознатих истраживања за монофазно струјање Њутновских флуида у правим цевима високе релативне храпавости. Обухваћени су широки опсези геометријских и струјних параметара: $e/d=0.01-0.2$; $p/d=0.1-7$;

$\alpha/90 = 0.3-1$; $Re=5,000-250,000$ и $Pr=0.66-37.6$. Већина експеримената за одређивање пада притиска су вршени при изотермским условима, али су укључени и подаци при неизотермским условима за мале вредности односа e/d и p/d , јер је утицај температуре на пад притиска при великим вредностима релативне храпавости врло мали. У случајевима неизотермског струјања, термофизичке карактеристике флуида су биране за средњу температуру филма. Да би се добила прецизна корелација, сви утицаји међусобног спрезања независних променљивих су укључени у претпостављени модел. Вредност коефицијента трења је нормализован одговарајућим у глаткој цеви:

$$f / f_s = \left\{ 1 + \left[29.1 Re^{(0.67-0.06p/d-0.49\alpha/90)} (e/d)^{(0.37-0.157p/d)} (p/d)^{(-1.66 \times 10^{-6} Re - 0.33\alpha/90)} \times (\alpha/90)^{(4.59+4.11 \times 10^{-6} Re - 0.15p/d)} \left(1 + \frac{2.94}{n} \right) \sin \beta \right]^{15/16} \right\}^{16/15} \quad (2.49)$$

Наведена једначина корелише 96% података из базе са одступањем $\pm 50\%$ и 77% података са одступањем $\pm 20\%$.

Вредност Nu броја је такође нормализована одговарајућом у глаткој цеви:

$$Nu / Nu_s = \left\{ 1 + \left[2.64 Re^{0.036} (e/d)^{0.212} (p/d)^{-0.21} (\alpha/90)^{0.29} (Pr)^{-0.024} \right]^7 \right\}^{1/7} \quad (2.50)$$

где су вредности за праву цев дате као:

$$f_s = (1.58 \ln Re - 328)^{-2} ; \quad Nu_s = \frac{(f/2) Re Pr}{1.07 + 12.7 \sqrt{f/2} (Pr^{2/3} - 1)}$$

при чему је Nu_s срачунато на основу корелације Pethukov-а. Наведена једначина корелише 99% експерименталних података из базе са одступањем $\pm 50\%$ и 69% експерименталних података са одступањем $\pm 20\%$. Треба напоменути да иако су наведена истраживања обухватила велики број података, научни приступ није фундаменталан.

Увидом у истраживања различитих аутора о термичким и струјним процесима у правим цевима са високим вредностима релативне храпавости може се закључити да за ламинарни режим струјања готово не постоје одговарајуће корелационе зависности за одређивање вредности коефицијента трења и коефицијента прелаза топлоте. Штавише, резултати различитих аутора се значајно разликују у општим закључцима.

Прегледом литературе може се закључити да постоји недостатак података који се односе на коефицијент трења и коефицијент прелаза топлоте у попречно набораним правим цевима које су карактерисане великом вредношћу релативне храпавости.

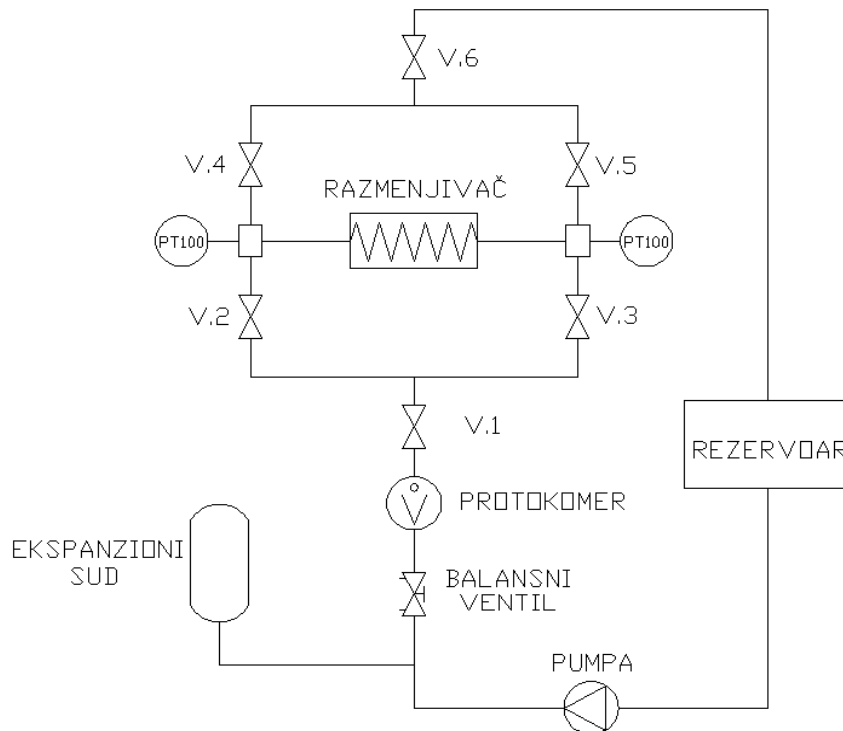
Штавише, у литератури нису пронађени подаци о истраживањима струјања и преноса топлоте у спиралним цевима са било каквим елементима површинске хрпавости.

3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА АПАРАТУРА

У циљу симулирања реалних радних услова тоplotног апсорбера изложеног зрачењу, конструисана је експериментална инсталација која се састоји од спиралног набораног тоplotног апсорбера са пратећим хидрауличним системом и зрачећег система грејања.

3.1 Спирални наборани тоplotни апсорбер и пратећи хидраулични систем

Шематски дијаграм хидрауличног система спиралног набораног размењивача топлоте је приказан на слици 3.1, док је физички модел експерименталне апаратуре приказан на сликама 3.2 и 3.3.



Слика 3.1 Шема хидрауличног система размењивача топлоте

Комерцијално доступне наборане цеви од нерђајућег челика AISI 304 [155] (слика 3.4) су коришћене за истраживања струјних процеса у правој цеви и термо-струјних процеса у Архимедовој спирали.



Слика 3.2 Прикључење експерименталне инсталације на затворен хидраулични систем

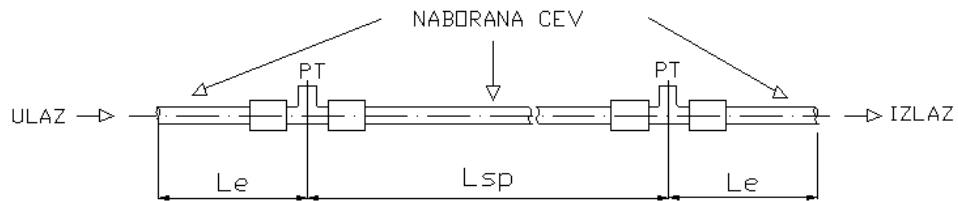


Слика 3.3 Сегмент хидрауличне инсталације на изводима размењивача топлоте

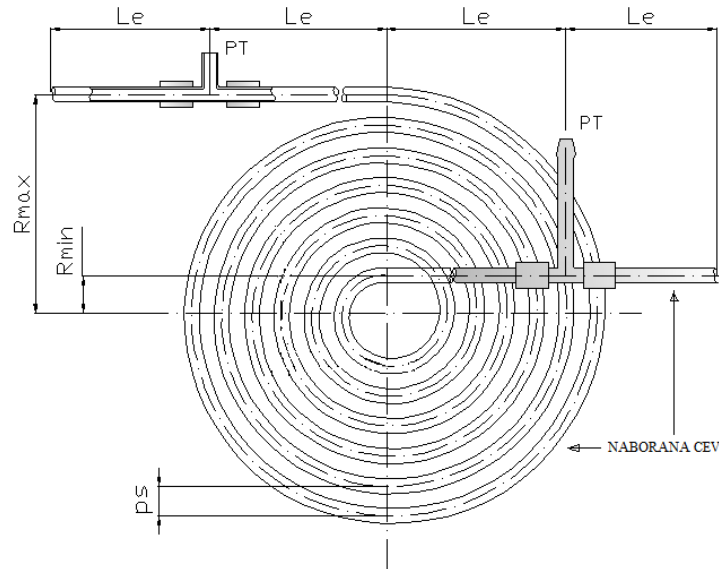


Слика 3.4 Профил попречно наборане цеви

Шеме експерименталних инсталација за испитивање попречно наборане праве цеви и попречно наборане Архимедове спирале су приказане на сликама 3.5 и 3.6, респективно, док су у табели 3.1 приказани геометријски параметри тестираних конфигурација.



Слика 3.5 Шема експерименталне хидрауличне инсталације попречно наборане праве цеви



Слика 3.6 Шема експерименталне хидрауличне инсталације попречно наборане Архимедове спирале

Табела 3.1 Геометријски параметри тестираних конфигурација

Попречно наборана права цев				Попречно наборана Архимедова спирала			
d	9.3	mm	минимални унутрашњи пречник цеви	d	9.3	mm	минимални унутрашњи пречник цеви
d_0	11.7	mm	максимални унутрашњи пречник цеви	d_0	11.7	mm	максимални унутрашњи пречник цеви
d_e	12.2	mm	максимални спољашњи пречник цеви	e	1.2	mm	висина набора
s	0.25	mm	дебљина зида цеви	e/d	0.129	-	релативна храпавост
e	1.2	mm	висина набора	p_c	4.2	mm	корак набора
e/d	0.129	-	релативна храпавост	p_s	13.6	mm	корак спирале
p_c	4.2	mm	корак набора	L_{sc}	9.324	m	укупна дужина спирале
L_{sc}	2	m	дужина тестиране деонице	L_e	0.5	m	дужина улазне деонице
L_e	0.5	m	дужина улазне деонице	R_{min}	25	mm	минимални полупречник спирале
				R_{max}	202	mm	максимални полупречник спирале
				n	13	-	број навојака спирале

Као радни флуиди коришћени су вода и мешавина пропилен гликола и воде (90% и 10% по запремини, респективно) у циљу проширења експерименталног опсега. Како би се

компензовала промена запремине флуида са температуром и умањиле пулсације протока и притиска, иза пумпе је постављен експанциони суд мембранског типа. Запремински проток је мерен мензуром и ултразвучним мерачем протока марке Kamstrup (тип 66W02F1318), док је регулација протока вршена TA-STAD балансним вентилом. Падови притиска су мерени хидростатичким манометром са надпритиском (до максималне вредности пада притиска 20 kPa) и диференцијалним манометром са мехом марке Wika са вредношћу подеока 2 kPa (за вредности пада притиска веће од 20 kPa).

У оба наведена случаја (слике 3.5 и 3.6) су улазне, односно излазне деонице, испред и иза извода за мерење статичког притиска, израђене од правих набораних цеви, истих карактеристика као и цеви деоница које се испитују. Њихове дужине су одабране како би се осигурало да је за разматрани опсег Re бројева струјање потпуно развијено пре уласка флуида у испитиване деонице. Вредности пада притиска коришћене у анализи су експериментално добијене вредности које су умањене за вредности пада притиска у улазним деоницама, а у циљу прецизног одређивања вредности у испитиваним деоницама.

Целокупна експериментална апаратура омогућава варирање следећих радних параметара:

- вредности специфичног флукса топлотног зрачења,
- протока и смера струјања флуида,
- угла нагиба спиралног размењивача топлоте у односу на хоризонталну раван.

Варирање вредности специфичног флукса зрачења постиже се променом растојања између примарних извора зрачења (кварцних грејача) и топлотног апсорбера, као и могућношћу додавања бочних рефлексивних површина. Испитивање зависности термо-струјних процеса од смера струјања флуида у спирали могуће је истраживати променом проходности вентила хидрауличне инсталације, и то: флуид уструјава на минималном пречнику спирале када су отворени вентили бр. 2 и 5 (затворени вентили бр. 3 и 4), док када су отворени вентили бр. 3 и 4 (затворени вентили бр. 2 и 5) флуид уструјава у спиралу на максималном пречнику (слика 3.1). Ради испитивања утицаја узгонске силе и феномена мешовите конвекције постоји могућност промене угла нагиба спиралног размењивача топлоте у односу на хоризонталну раван, што се постиже нагињањем целе експерименталне инсталације (слика 3.7).



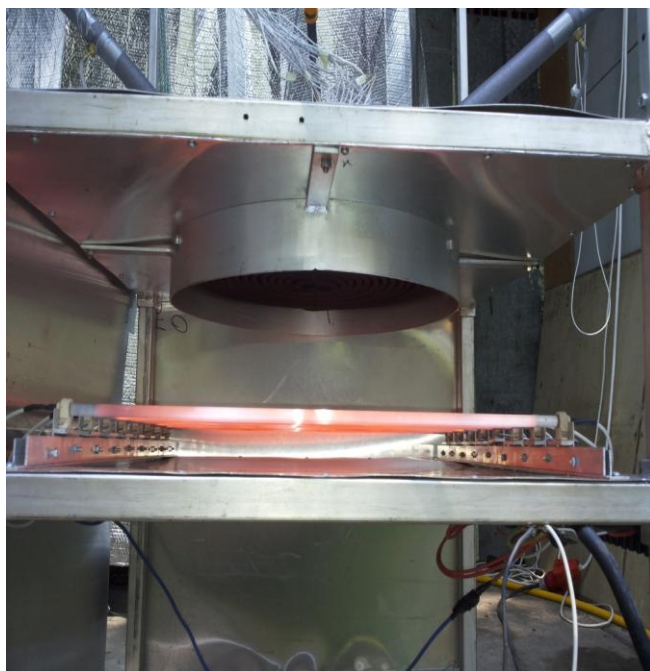
Слика 3.7 Промене угла нагиба спиралног размењивача топлоте у односу на хоризонталну раван

3.2 Зрачећи систем грејања

Како би било могуће експериментално испитивање термичких карактеристика спиралног топлотног апсорбера, неопходно је симулирати интензитет упадног топлотног зрачења на површини топлотног апсорбера. У ту сврху је изведена експериментална апаратура која се састоји од 8 кварцних грејача позиционираних тако да се њихове осе налазе у истој равни, циљне површине постављене изнад грејача, где је и позициониран топлотни апсорбер, рефлексивне површине постављене испод грејача на удаљености 0.05 m, као и монтажних бочних рефлексивних површина (слике 3.8 и 3.9). Осе грејача су међусобно паралелне на узајамној удаљености од 0.0715 m.

Систем са равним рефлексивним површинама је формиран позиционирањем грубо полираног алуминијумског лима 0.05 m испод равни у којој се налазе осе кварцних грејача (слика 3.8). Димензије доње рефлексивне површине су 0.55 m x 0.55 m, а центрирана је симетрично у односу на низ грејача. Експериментална апаратура има могућност монтаже бочних рефлексивних површина, чије су физичке карактеристике идентичне карактеристикама рефлексивне површине постављене испод грејача. Експериментална

апаратура има могућност варирања растојања између равни у којој се налазе осе кварцних грејача и циљне површине, односно топлотног апсорбера.



Слика 3.8 Елементи зрачећег система грејања

Слика 3.9 Позиционирање грејача у односу на топлотни апсорбер

Кварцни грејачи емитују средњеталасно топлотно зрачење и израђени су од прецизног хеликоидног намотаја од отпорне жице (Fe-Cr-Al легура) и дифузно трансмисивне кварцне цеви. Спецификација карактеристика коришћених цевних кварцних грејача дате су у табели 3.2.

Табела 3.2 Спецификација карактеристика цевних кварцних грејача [156]

L / L_H	550/500	mm	дужина / грејна дужина
d_{ch}	10.2	mm	спољашњи пречник кварцне цеви
s_h	1.5	mm	дебљина зида кварцне цеви
d_{ch}	6.4	mm	спољашњи пречник намотаја отпорне жице
U	230	V	радни напон
P_e	1000	W	електрична снага

Таласне дужине које одговарају максимуму интензитета зрачења су приближно 2.5 μm [156], а како је трансмисија зрачења таласних дужина мањих од 4 μm кроз кварц врло ефикасна, то је температура кварцне цеви нижа од температуре жичаног елемента. То значи да су конвективни губици на спољашњој површини кварцне цеви минимизирани, док секундарно зрачење кварцне цеви, доприноси укупно емитованој енергији грејача. Приближно 60% улазне електричне енергије се трансформише у енергију топлотног зрачења. С обзиром да се топлотно зрачење емитује радијално у односу на цевни грејач у свим правцима, неопходна је примена рефлексионих површина како би се добило што униформније поље специфичног флукса топлотног зрачења у циљној површини.

3.3 Инструментација и мерења

3.3.1 Мерење температуре

Размењивач топлоте је инструментизован са 35 термопарова типа К (хромел-алумел) ради мерења расподеле температуре спољашњег зида оребрене спиралне цеви, како дуж осе цеви, тако и по обиму цеви. Дебљина жице износи $\phi 0.22\text{ mm}$, а с обзиром да аналогно-дигитални улазни модули имају спосособност компензације хладног краја, позитивни и негативни изводи термопарова су директно прикључени у улазне модуле. Како би било могуће прецизно мерење локалних температура, мерни крајеви (главе термопарова) су прецизно изведени и сферног облика, са пречником мањим од 1 mm (слика 3.10).



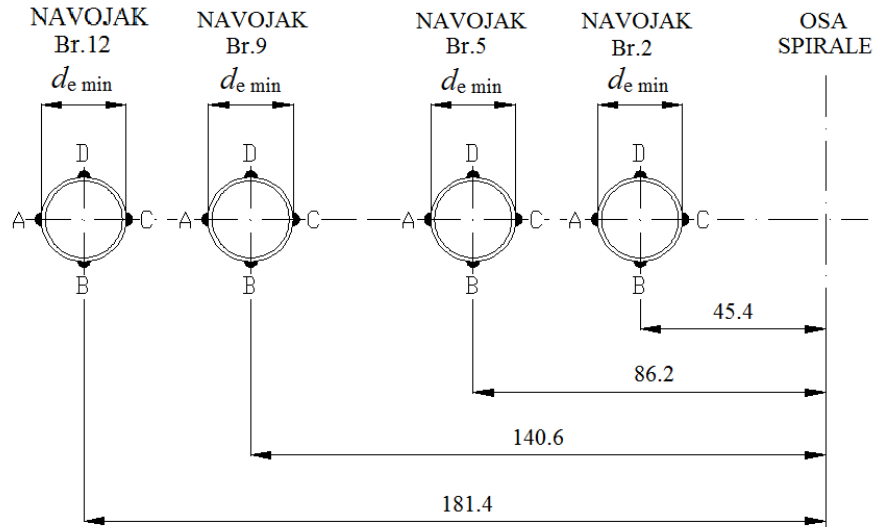
Слика 3.10 Приказ мерног краја термопара

Укупно 35 мерних крајева термопарова се налази на 13 аксијалних локација дуж спирале. Аксијалне локације су биране тако да се све налазе на истом радијалном правцу спирале (дуж истог полупречника), симетрично у односу на улаз и излаз спирале (под углом од 180°). Овим се постиже да су аксијалне локације мерних крајева термопарова позициониране на средини сваког од 13 навојака спирале (слика 3.11).

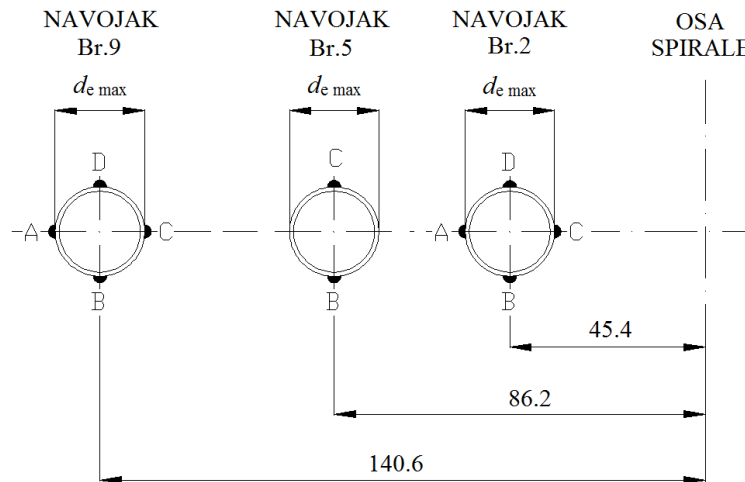


Слика 3.11 Аксијално позиционирање мерних крајева термопарова дуж истог радијалног правца спирале

Како би се пратила расподела температуре по обим цеви, на одређеним аксијалним локацијама су специфициране још четири обимне позиције: позиција А ($\theta=0^\circ$) одговара спољашњој страни попречног пресека цеви (најдаље од осе спирале), позиција В ($\theta=90^\circ$) одговара страни попречног пресека цеви која је директно изложена флуксу зрачења, позиција С ($\theta=180^\circ$) одговара унутрашњој страни попречног пресека цеви (најближа осе спирале) и позиција D ($\theta=270^\circ$) где је резултујући топлотни флукс последица конвективног транспорта топлоте са околног ваздуха који окружује спиралу и провођења топлоте кроз зид цеви. С обзиром да је цев ребраста, у складу са наведеним распоредом по обиму цеви, термопарови су лоцирани како на основном, односно минималном, пречнику цеви (слика 3.12), тако и на врховима набора, односно на максималном пречнику цеви (слика 3.13).



Слика 3.12 Позиционирање мерних крајева термопарова по обиму на минималном спољашњем пречнику



Слика 3.13 Позиционирање мерних крајева термопарова по обиму на максималном спољашњем пречнику

Додатних 9 мерних крајева термопарова је позиционирано на преосталим навојцима спирале на минималном спољашњем пречнику цеви. Мерни крајеви термопарова су заварени за цев без уношења додатног материјала, уређајем капацитивног типа, који је посебно осмишљен и изведен за потребе експеримента. Спојеви термопарова на цев на позицији В дуж радијалног правца су приказани на слици 3.14. Након што су термопарови позиционирани, на цев је нанесен слој температурно отпорне црне боје Pyromark 2500 [157], чија минимална гарантована апсорптивност износи 0.9 (слика 3.15)



Слика 3.14 Спојеве термопарова на цев



Слика 3.15 Топлотни апсорбер након наношења слоја боје високе апсорптивности

Мерни крај преосталог термопара је слободан и позициониран је између спирале и кућишта спирале и заштићен је од утицаја зрачења (налази се у сенци). Његова функција је регистровање температуре ваздуха унутар кавитета у коме се налази спирални топлотни апсорбер, како би се могао проценити конвективни пренос топлоте између апсорбера и ваздуха у његовој непосредној близини (што је посебно важно на делу спољашње површине апсорбера који није изложен топлотном зрачењу).

Термопарови су пре позиционирања на спирали прикључени на аквизицијски систем и калибрисани у опсегу $0-150^{\circ}\text{C}$, при чему су у аквизиционом софтверу (LabVIEW 2013) аутоматски генерисане полиномске калибрационе зависности између температуре и напона за сваки од термопарова.

Како су мерни крајеви термопарова у контакту са електропроводним материјалом, вишеканални аналогно-дигитални претварачи су посебним каналом уземљени са самом спиралом ради изједначавања нултих потенцијала и добијања резултата мерења високе прецизности. Након успостављања мерног ланца вршена су мерења напонских сигнала са термопарова микроволтметром упоредо са континуалним праћењем вредности приказаних у аквизицијском програму. Није уочен утицај спољних фактора на тачност мерења температуре, а промене сигнала нису уочене ни при укључивању и искључивању електричног система грејања.

Мерење температуре флуида на улазу и излазу вршено је са два термоотпорна сензора Pt-100, који су позиционирани у сабирницима, тј. мешачким коморама (слика 3.1). Очитавање вредности температура вршено је преко два једноканална дигитална термометра, који су заједно са температурним сензорима калибрисани у опсегу 20-100°C од стране произвођача.

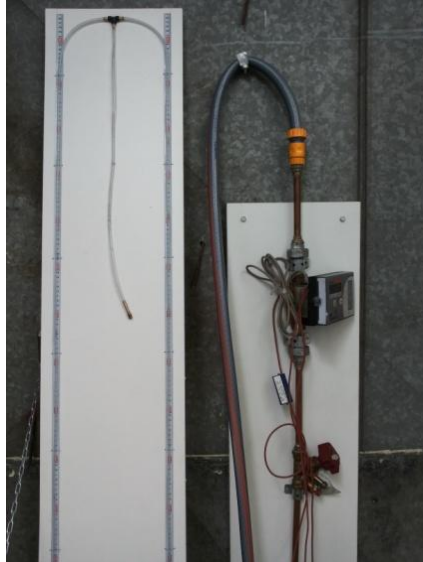
3.4.1 Мерење запреминског протока и пада притиска

Запремински проток радног флуида је мерен мензуром и хронометром и ултразвучним мерачем протока који је саставни део калориметра марке Kamstrup Multical 401, типа 66W02F1318, чије су мерне карактеристике наведене у табели 3.3 Уређај је калибрисан од стране произвођача у прописаним временским интервалима.

Табела 3.3 Карактеристике ултразвучног мерача запреминског протока Kamstrup Multical 401, тип 66W02F1318

Тип	Номин. проток q_n [m^3h^{-1}]	Макс. проток q_{max} [m^3h^{-1}]	Мин. проток q_{min} [m^3h^{-1}]	Прекид рада q_{cutoff} [m^3h^{-1}]
401 66W02F1318	0.6	1.2	0.006	0.003

Пад притиска је мерен хидростатичким манометром са надпритиском (до максималне вредности пада притиска 20 kPa) и калибрисаним диференцијалним манометром са мехом марке Wika са вредношћу подеока 2 kPa (за вредности пада притиска веће од 20 kPa). На слици 3.16 су приказани наведени мерни и регулаторни елементи експерименталне инсталације.



Слика 3.16 Хидростатички манометар са надпритиском, ултразвучни мерач протока и балансни вентил

3.4. Аквизиција података

Термопарови су повезани на два улазна модула марке National Instruments, типа NI 9213 са по 16 канала и један улазни модул NI 9211 са 4 канала, што омогућава истовремено регистровање сигнала са 36 термопарова. Улазни аналогни сигнал на сваком каналу пролази кроз диференцијални филтер, након чега се генерише 24-битни мултиплексни сигнал од стране аналого-дигиталног претварача. Модули поседују и два додатна канала за компензацију хладног краја и изједначавање нултих потенцијала напона термопарова који су уземљени.

Осетљивост мерења улазних модула са термопаровима типа К класе тачности 1 је мања од 0.02°C , док је након калибрације максимална грешка мерења у разматраном опсегу температура процењена мањом од $\pm 0.2^{\circ}\text{C}$. Максимална вредност грешке подразумева урачунате грешке апроксимације идеалне карактеристике аналого-дигиталног претварача, офсет и грешке диференцијалне и интегралне нелинеарности, грешке квантизације, грешке услед шума и компензације хладног краја.

Улазни модули су преко мрежног кућишта типа NI cDAQ-9188 повезани са рачунаром, где се у аквизиционом софтверском пакету LabVIEW 2013 бележе температуре и генеришу извештаји (слика 3.17).



Слика 3.17 Приказ аквизиционог система

Термоотпорни сензори Pt-100 су повезани на дигиталне термометре марке Нигос типа DTM-921 са модификованом тачношћу. Након калибрације сензора и термометра од стране произвођача, максимална грешка мерења температуре радног флуида у разматраном опсегу температура (20-100°C) процењена је мањом од $\pm 0.1^\circ\text{C}$. Температура околине мерена је термоотпорним сензором Pt-500 (са калориметра Kamstrup Multical 401), чија максимална грешка мерења износи $\pm 0.12^\circ\text{C}$.

Вредности температуре флуида на улазу и излазу из топлотног апсорбера, запреминског протока и пада притиска су регистроване ручно након успостављања стационарног стања приликом мерења.

3.5 Експериментални поступак

Мерна опрема којом је инструментизована експериментална инсталација одбрана је на основу захтева примене, мерног опсега и потребне тачности.

Променљиве које су разматране при свакој серији мерења су: интензитет специфичног флукса топлотног зрачења, запремински проток радног флуида, смер устујавања радног флуида у спирални размењивач топлоте и угао нагиба осе размењивача топлоте у односу на правац дејства силе земљине теже.

На почетку сваког мерења, након подешења наведених променљивих, а пре активирања система грејања, бележене су вредности запреминског протока, изотермског

пада притиска и одговарајуће температуре флуида на улазу и излазу. Након укључења система грејања, систем је остављан у раду до достизања стационарног стања када промене очитавања температура флуида на улазу и излазу не премашују вредност од 0.2°C . У општем случају потребно је просечно 15 min да би систем достигао стационарно стање, с тим да се са порастом вредности запреминског протока смањује потребно време. Након достизања стационарног стања, вршено је истовремено регистровање по 10 вредности температуре у временском интервалу од 5 секунди са свих 36 термopарова. Просечне вредности 10 забележених очитавања температуре су касније корићене при анализи преноса топлоте. Такође су регистроване вредности неизотермског пада притиска, температуре радног флуида на улазу и излазу из размењивача, као и температура околине. Укупно је извршено 146 потпуних серија мерења.

4. ТЕРМИЧКА АНАЛИЗА

Струјање у набораној закривљеној цеви је веома сложено, карактерисано постојањем рецикулационог секундарног струјања у равнима нормалним на правац аксијалне брзине и вртложног струјања у наборима. Неуниформност граничних услова, како у аксијалном правцу, тако и по обиму цеви, као и неизвесност при одређивању локалних услова, чине решавање проблема преноса топлоте аналитичким методама готово немогућим, што указује на неопходност експерименталног поступка.

У наставку је описана анализа процеса преноса топлоте која је неопходна за одређивање карактеристика процеса на основу добијених експерименталних података. Величине неопходне за одређивање коефицијента прелаза топлоте на унутрашњој површини цеви су специфични топлотни флуks на унутрашњој површини цеви q_i [Wm^{-2}], температура унутрашње површине цеви T_i [$^{\circ}\text{C}$] и температура флуида осредњена по попречном пресеку цеви T_b [$^{\circ}\text{C}$].

Локални унутрашњи коефицијент прелаза топлоте и локални Nu број на некој аксијалној позицији z и обимној позицији θ се срачунавају као:

$$h_i|_{z,\theta} = \frac{q_i|_{z,\theta}}{T_i|_{z,\theta} - T_b|_z} \quad (4.1)$$

$$\text{Nu}|_{z,\theta} = \frac{h_i|_{z,\theta} \cdot d_i|_z}{\lambda_f|_z} \quad (4.2)$$

Референтна температура флуида за срачунавање прелаза топлоте је локално осредњена температура флуида по попречном пресеку A_c , која се дефинише изразом:

$$T_b = \frac{1}{VA_c} \int_{A_c} T\bar{U}dA \quad (4.3)$$

где је V средња брзина флуида по попречном пресеку:

$$V = \frac{1}{A_c} \int_{A_c} \bar{U}dA_c \quad (4.4)$$

Зависност физичких особина транспортног флуида од температуре се узима у обзир како би се повећала тачност прорачуна. При срачунавању локалних вредности Nu броја $\text{Nu}|_{z,\theta}$, локална вредност топлотне проводности флуида $\lambda_f|_z$ одређена је за локалну

средњу температуру флуида у посматраном попречном пресеку $T_b|_z$. У прорачунима су коришћени интерполациони полинома добијени на основу расположивих података за физичке особине транспортних флуида.

4.1 Одређивање укупне количине размењене топлоте

Нето вредност специфичног топлотног флукса на некој локацији на спољашњој површини цеви q_o може се сматрати једнаком вредности специфичног топлотног флукса на одговарајућој радијалној локацији унутрашње површине цеви q_i . Ова претпоставка је оправдана релативно малом дебљином зида цеви, као и релативно великим вредностима коефицијента прелаза топлоте којом су карактерисани сви режими струјања у разматраној геометрији. Занемаривање прерасподеле специфичног топлотног флукса у зиду цеви у аксијалном и тангенцијалном правцу не утиче на тачност одређивања коефицијента прелаза топлоте на унутрашњој површини цеви за разматране експерименталне услове, што ће касније бити и верификовано нумеричком параметарском анализом. Нето вредност специфичног топлотног флукса на некој локацији на спољашњој површини цеви q_o срачунава се према изразу:

$$q_o|_{z,\theta} = q_{\text{abs}}|_{z,\theta} - q_{\text{conv}}|_{z,\theta} - q_{\text{rad}}|_{z,\theta} \quad (4.5)$$

где је $q_{\text{abs}}|_{z,\theta}$ специфични флуks апсорбованог топлотног зрачења, $q_{\text{conv}}|_{z,\theta}$ специфични флуks конвективних губитака (или добитака) топлоте и $q_{\text{rad}}|_{z,\theta}$ специфични топлотни флуks губитака топлоте услед зрачења самог апсорбера. Вредности наведених губитака у некој тачци такође зависе од аксијалне и обимне позиције посматране тачке, с обзиром да температура спољашње површине цеви није униформна. Аналитички изрази за срачунавање $q_{\text{conv}}|_{z,\theta}$ и $q_{\text{rad}}|_{z,\theta}$ су:

$$q_{\text{conv}}|_{z,\theta} = h_o(T_o|_{z,\theta} - T_{\text{cav}}) \quad (4.6)$$

$$q_{\text{rad}}|_{z,\theta} = \sigma \varepsilon (T_o^4|_{z,\theta} - T_{\text{amb}}^4) \quad (4.7)$$

где је h_o коефицијент прелаза топлоте на спољашњој површини цеви, $T_o|_{z,\theta}$ је локална температура спољашњег зида цеви, T_{cav} је температура ваздуха у непосредној близини апсорбера (у кавитету), T_{amb} је температура околине, σ је Stefan–Boltzmann-ова константа

и ε је емисивност спољашње површине цеви. Коефицијент прелаза топлоте на спољашњој површини цеви h_o одређује се на основу израза Churchill–Chu-a [158]:

$$h_o = \left[0.60 + 0.387 \cdot \text{Ra}^{1/6} / \left(1 + (0.559 / \text{Pr}_{\text{air}})^{9/16} \right)^{8/27} \right]^2 \frac{\lambda_{\text{air}}}{d_{\text{ekv}}} \quad (4.8)$$

при чему су Grashof-ов и Rayleigh-ов број дефинишу као:

$$\text{Gr} = d_{\text{ekv}}^3 \rho_{\text{air}}^2 g \cdot \Delta T \beta_{\text{air}} / \mu_{\text{air}}^2$$

$$\text{Ra} = \text{Gr} \cdot \text{Pr}_{\text{air}}$$

У претходним изразима g представља убрзање земљине теже, β_{air} је коефицијент запреминског ширења ваздуха, ΔT је разлика температура спољашње површине зида цеви и ваздуха, док d_{ekv} представља пречник глатке цеви која има једнаку површину спољашњег зида као и разматрана наборана цев.

За случај стационарног преноса топлоте може се енергетским билансирањем успоставити веза између нето вредност специфичног топлотног флукса на спољашњој површини цеви и топлотне снаге апсорбера изражене преко параметара транспортног флида:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^L q_o |_{z,\theta} d_o d\theta dz = \dot{V} \rho_{\text{ave}} c_{\text{ave}} (T_{\text{out}} - T_{\text{in}}) \quad (4.9)$$

где је \dot{V} запремински проток, док су вредности густине ρ и специфичног топлотног капацитета c одређене за средњу температуру флуида, односно $T_{\text{ave}} = (T_{\text{out}} + T_{\text{in}}) / 2$.

На основу претходно дефинисаног енергетског биланса, може се се одредити средња температура флуида у неком попречном пресеку који се налази на удаљености l од улаза:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^l q_o |_{z,\theta} d_o d\theta dz = \dot{V} \rho_{\text{ave}} c_{\text{ave}} (T_b |_l - T_{\text{in}}), \quad 0 \leq l \leq L \quad (4.10)$$

4.2 Провођење топлоте кроз зид цеви

Локална температура унутрашње површине зида цеви $T_i |_{z,\theta}$ одређује се на основу одговарајућих вредности локалне температуре спољашње површине зида цеви $T_o |_{z,\theta}$ и локалне нето вредности специфичног топлотног флукса $q_o |_{z,\theta}$ према изразу:

$$T_{i|z,0} = T_{o|z,0} - \frac{q_{o|z,0} \cdot d_{i|z} \cdot \ln\left(\frac{d_{o|z}}{d_{i|z}}\right)}{2\lambda_w} \quad (4.11)$$

где λ_w представља топлотну проводност материјала зида цеви.

4.3 Расподела специфичног флуksа топлотног зрачења

4.3.1 Анализа зрачећег система грејања

Познавање расподеле специфичног флуksа упадног топлотног зрачења по површини цеви апсорбера је неопходно за одређивање вредности коефицијента прелаза топлоте унутар апсорбера. Циљ овог нумеричког истраживања је одређивање детаљних карактеристика експерименталне апаратуре за симулацију топлотног оптерећења апсорбера изложеног концентрисаном топлотном зрачењу. Основне елементе разматаног система чине цевни кварцни грејачи и рефлексивне површине.

Стандардизован поступак експерименталног одређивања расподеле специфичног флуksа зрачења у циљној области састоји се од поступка мапирања коришћењем Gordon-овог флуksметра. Овим поступком могуће је одредити расподелу специфичног флуksа зрачења у равни, али не и на сложеној површини спиралног набораног топлотног апсорбера. Због тога је расподела специфичног флуksа упадног зрачења одређена нумеричким поступком, што је представљало једину могућу методу у датим условима. Нумерички метод је верификован и калибрисан поступком енергетског билансирања (једначине (4.5)-(4.9)) са статистички осредњеним подацима из скупа експериментално добијених вредности за топлотну снагу разматраног размењивача топлоте. Висока тачност добијених резултата и јединственост нумеричког поступка постигнута је детаљном калибрацијом радних параметара примењеног нумеричког модела. Калибрација је вршена варирањем растојања између равни у којој се налазе осе грејача и топлотног апсорбера, као и променом конфигурације рефлексивних површина.

Зрачећи грејачи генеришу електромагнетне таласе, који се када буду апсорбовани од стране изложених тела конвертују директно у топлоту. Енергија топлотног зрачења се може концентрисати, фокусирати, усмеравати и рефлектовати на исти начин као светлост, што знатно повећава њену флексибилност и прилагодљивост и смањује губитке енергије.

Количина енергије коју грејач зрачи, као и њена таласна дужина, је одређена температуром грејача. Од посебног интереса је инфрацрвени део спектра, односно зрачење у опсегу 0.7-1000 μm , јер се највећи део енергије емитује у овом опсегу таласних дужина. Инфрацрвено зрачење се обично дели на три спектралне области: краткоталасно инфрацрвено зрачења (Near Infrared Radiation - NIR) у опсегу 0.7-3 μm , средњеталасно инфрацрвено зрачења (Medium Infrared Radiation - MIR) у опсегу 3-25 μm и дуготаласно инфрацрвено зрачење (Far Infrared Radiation - FIR) у опсегу 25-1000 μm [159]. Границе између наведених таласних опсега нису једнозначно одређене и у литератури се могу наћи различита разграничења.

Сваки грејач зрачи енергију у широком спектру таласних дужина. Са порастом температуре грејача расту количина емитоване енергије и максимум интензитета зрачења, док се вредност одговарајуће таласне дужине смањује. Мења се и расподела емитоване енергије у зависности од таласне дужине и већи проценат укупне енергије се емитује у ужем опсегу таласних дужина.

Веза између температуре извора и таласне дужине која одговара максимуму интензитета зрачења црног тела је дефинисана Веин-овим законом [160]:

$$\lambda_{\text{peak}} = \frac{C_3}{T} \quad (4.12)$$

при чему је таласна дужина која одговара максимуму интензитета зрачења обрнуто пропорцијална температури извора, док је $C_3=2897.8 \mu\text{m K}$.

Према таласним дужинама зрачења и температурама, емитери се сврставају у три широке категорије: краткоталасне, средњеталасне и дуготаласне (границе између њих нису прецизно дефинисане). Најчешћи тип средњеталасних грејача су кварцни цевни грејачи, који се састоје од хеликоидног жичаног елемента смештеног унутар кварцне цеви која је отворена на оба краја. Између жичаног елемента и унутрашње површине кварцне цеви постоји минималан контакт. Радна температура комерцијално доступних кварцних грејача варира у опсегу од 790°C (светло црвена боја - bright cherry) до 940°C (светло наранџаста боја - bright orange), са временом одзива мањим од једног минута [161].

Таласне дужине које одговарају максимуму интензитета зрачења примењених кварцних грејача су приближно 2.5 μm [156], а како је трансмисија зрачења таласних дужина мањих од 4 μm кроз кварц врло ефикасна, то је температура кварцне цеви нижа од

температуре жичаног елемента. Последично, конвективни губици на спољашњој површини кварцне цеви су минимизирани, док секундарно зрачење кварцне цеви, чија је температура приближно 650°C , доприноси укупно емитованој енергији грејача. Приближно 60% улазне електричне енергије се трансформише у енергију топлотног зрачења, при чему се емисивност целог грејача може изједначити са емисивношћу жичаног елемента ($\epsilon \approx 0.8$). С обзиром да се топлотно зрачење емитује радијално у односу на цевни грејач у свим правцима, неопходна је примена рефлексионих површина уколико је потребно усмерити зрачење у одређеном правцу.

Важни физички концепти које треба узети у обзир при израчунавању количине топлотне енергије која се може пренети коришћењем зрачећих грејача су:

- Stefan-Boltzman-овом једначином се израчунава количина емитоване енергије грејача;
- фактори видљивости одређују удео емитоване енергије грејача који доспева до циљних површина;
- емисивност тела које се загрева одређује удео енергије упадног зрачења који се апсорбује од стране тог тела.

Stefan-Boltzman-ова једначина израчунава нето количину енергије коју емитује грејач. Њоме се не срачунава количина енергије зрачења која доспева до циљне површине. Геометријски однос између величина грејача и циљане површине, као и удаљеност између њих, одређује удео емитоване енергије која доспева до циљне површине. Овај однос се назива фактор видљивости и може се одредити графичком методом само за једноставне геометријске конфигурације емитера и апсорбера.

Очигледно да што је грејач ближе телу које се греје, то ће пренос топлоте бити ефикаснији. Њихово растојање је одређено физичким ограничењима опреме или униформношћу зрачења извора топлоте. *Закон инверзног квадрата* наводи да интензитет зрачења на површини пријемника варира инверзно са квадратом његовог растојања од тачкастог извора зрачења. Закон је заснован на концепту тачкастог извора зрачења и више одговара инжењерингу осветљења. С друге стране, зрачење између две паралелне равни је независно од растојања између њих. Још један пример који није у складу са *Законом инверзног квадрата* је случај зрачење између две концентричне сфере. За случајеве релативно великих извора зрачења, као што је то обично у реалним условима, однос између удаљености површина и интензитета зрачења није у складу са *Законом инверзног*

квадрата. У пракси, интензитет зрачења може бити готово независтан од растојања за случајеве релативно малих растојања, до готово линеарног односа на већим растојањима. У случајевима где је растојање између грејача и тела које се греје релативно велико, ефикасност се може повећати додавањем рефлексионих површина, уобичајено израђених од полираног алуминијума или нерђајућег челика. Међутим, када површина било ког метала почне да оксидира или скупља прашину, њена емисивност се повећава и њена ефикасност као инфрацрвеног рефлектора се смањује. Окруживање извора зрачења површинама високе рефлективности проузрокује да рефлектовано и реемитовано зрачење бива поново усмерено ка циљној површини, чиме је могуће да највећи део енергије зрачења извора буде трансформисан у топлотну енергију тела које се греје.

Два типа феномена рефлексије се могу јавити на површини. Огледалска (спекуларна) рефлексија се јавља када је упадни угао зрачења једнак углу рефлексије, док се дифузна рефлексија јавља у случајевима када је рефлектовано зрачење расподељено подједнако у свим правцима. Површине реалних материјала нису у потпуности ни спекуларне ни дифузне. На пример, површина обичног огледала је скоро потпуно спекуларна за видљиву светлост, али не мора обавезно бити спекуларна и за цео опсег таласних дужина топлотног зрачења.

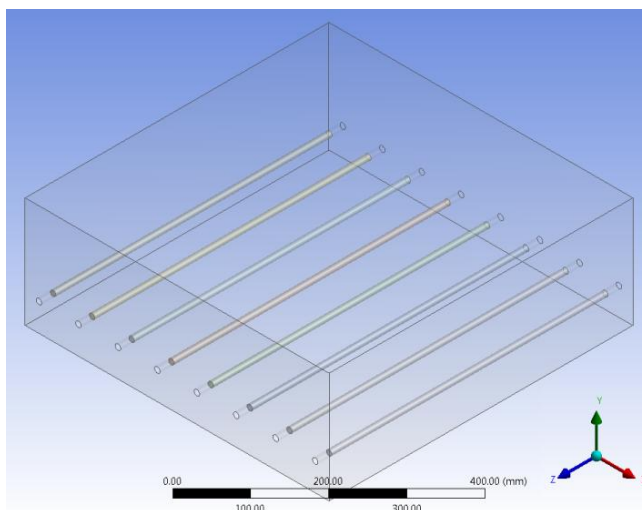
На трансмисију топлотног зрачења готово да не утиче ваздух као медијум (ваздух врло мало апсорбује топлотно зрачење). Апсорпција енергије зрачења у апсорберу (у овом случају металном материјалу) је запреминска појава у стварности. Међутим, до апсорпције топлотног зрачења у апсорбера долази врло близу површине (око 6\AA) [162]. Због тога је грешка која се прави апроксимацијом да је апсорпција топлотног зрачења површински феномен врло мала [163].

Често је емисивност параметар који је најтеже прецизно утврдити приликом прорачуна зрачења. У неким случајевима, емисивност се може апроксимирати константном вредношћу. Емисивност многих реалних површина варира са дебљином и температуром самог материјала, као и са таласном дужином упадног зрачења. Све реалне површине имају емисивност мању од 1, и такве површине се називају сиво тело. Израчунавање количине енергије зрачења коју апсорбује нека површина се поједностављује ако се емисивност површине може апроксимирати константном вредношћу. Како стање површине апсорбера одређује колико добро апсорбује енергију

зрачења, тако и површински услови грејача одређују колико добро он емитује енергију зрачења.

4.3.1.1 Геометријски и нумерички модел зрачећег система грејања

Експериментална апаратура састоји се од 8 кварцних грејача, позиционираних тако да се њихове осе налазе у истој равни, циљне површине постављене изнад грејача, рефлексионе површине постављене испод грејача и бочних рефлексионих површина (слика 4.1). Осе грејача су међусобно паралелне и налазе се на узајамној удаљености од 0.0715 m.



Слика 4.1 Геометријски модел зрачећег система грејања

Систем са равним рефлексионим површинама је формиран позиционирањем грубо полираног алуминијумског лима на удаљености од 0.05 m испод равни у којој се налазе осе кварцних грејача (слика 4.1). Димензије доње рефлексионе површине су 0.55 m x 0.55 m, а центрирана је симетрично у односу на низ грејача. Експериментална апаратура има могућност монтаже додатних бочних рефлексионих површина (бочни рефлектори), чије су физичке карактеристике индентичне карактеристикама рефлексионе површине постављене испод грејача. Експериментална апаратура има могућност варирања растојања између циљне површине и равни у којој леже аксијалне осе кварцних грејача.

Кварцни грејачи емитују средњеталасно тоplotно зрачење и састоје се од прецизног хеликоидног намотаја израђеног од отпорне жице (Fe-Cr-Al легура) и дифузно

трансмисивне кварцне цеви. Спецификације коришћених цевних кварцних грејача дате су у поглављу 3.2 у табели 3.2.

Циљ овог нумеричког истраживања је добијање прецизне расподеле специфичног флукса топлотног зрачења коју производи низ кварцних грејача на циљној површини где је позициониран спирални наборани топлотни апсорбер, одређивање утицаја растојања између грејача и циљне површине, као и одређивање утицаја рефлексионих површина на расподелу специфичног флукса топлотног зрачења.

Теоретске анализе сложених зрачећих система грејања који се састоје од већег броја грејача и рефлектора су оскудне и практично недокументоване. Класична техника анализе је применљива само у релативно једноставним случајевима (нпр. један грејач и један рефлектор), а за случајеве који укључују већи број грејача и рефлектора била би изузетно обимна и дала би само приближне резултате. Због тога је примена нумеричких метода логичан избор у наведеним случајевима.

Анализа је заснована на методи која захтева следеће поједностављујуће претпоставке [164]: (1) сматра се да је површина кварцне цеви једини извор зрачења, не узимајући у обзир било какве интеракције између жичаног намотаја и кварцне цеви; (2) претпоставља се да је енергија зрачења равномерно распоређена по површини грејача; (3) претпоставља се да је интензитет зрачења на спољашњој површини кварцног грејача независан од правца; (4) удео упадног зрачења који се апсорбује, трансмитује и рефлектује од стране неке површине је независан од правца (дифузне површине); (5) удео упадног зрачења који се апсорбује, трансмитује и рефлектује од стране неке површине је независан од таласне дужине топлотног зрачења (сиве површине); (6) гасно окружење кварцних грејача се сматра неутралним медијумом (не учествује у процесима). Прве три претпоставке омогућавају успостављање релације између интензитета емитованог зрачења кварцне цеви и емисионе снаге грејача. Флукс топлотног зрачења на било којој површини се може одредити и довести у везу са снагом грејача на основу дефиниције и интеграције диференцијалних фактора видљивости. Навој отпорне жице у спреси са кварцним омотачем као секундарним извором чини сложен извор зрачења. Међутим, претпоставка да се кварцна цев може сматрати јединим ефективним извором зрачења је оправдана на основу: (1) кварцна цев нема практичног утицаја на количину укупне енергије зрачења отпорног жичаног калема [165]; (2) пречник кварцне цеви није битно већи од пречника

намотаја отпорне жице (извор зрачења није дисперзован по знатно већој површини да би се променила расподела енергије зрачења).

Топлотно зрачење је веома комплексан феномен, и иако су транспортне једначине познате, оне су тешко решиве. Ове потешкоће су последица тога што је интензитет зрачења функција положаја, правца, таласне дужине и температуре. У неким случајевима, ове зависности нису једнозначне. Анализа преноса топлоте зрачењем између групе објеката, односно површина, је веома компликована, уколико се не усвоје неке поједностављујуће претпоставке. Уобичајено се претпоставља да су ове површине нетранспарентне, дифузне, сиве (у физичком смислу) и изотермске [163].

Различити нумерички модели могу се користити за решавање једначине зрачења. Свака од метода има одређене предности и недостатке, а ниједна се не може сматрати универзално најбољом за примену у различитим случајевима. У овом истраживању коришћен је Surface-to-Surface (S2S) модел зрачења. Енергетски флукс који потиче од неке површине састоји се од директно емитоване и рефлектоване енергије. Рефлектовани енергетски флукс зависи од енергетског флукса упадног зрачења, тако да се он за било коју површину може срачунати на основу енергетских флуксева који потичу са свих осталих површина.

S2S модел зрачења представља методу за одређивање поља интензитета зрачења између већег броја сивих и дифузних површина које се међусобно окружују. Основна претпоставка S2S модела је да се апсорпција, емисија и расипање зрачења од стране медијума између разматраних површина може занемарити, односно да се разматра само зрачење између површина.

Размена енергије између две површине зависи од њихове величине, растојања и оријентације. Ови параметри се узимају у обзир геометријском функцијом која се назива фактор видљивости. Флукс упадног зрачења на неку површину који потиче од друге површине је директна функција фактора видљивости између тих површина F_{jk} . Специфични флукс упадног зрачења $q_{in,k}$ може се изразити у функцији специфичних флуксева који потичу са свих осталих површина:

$$A_k \cdot q_{in,k} = \sum_{j=1}^N A_j \cdot q_{out,j} \cdot F_{jk} \quad (4.13)$$

где је A_k величина површине k , F_{jk} је фактор видљивости између површине k и површине j и N је број површина. Следећа једначина је коришћена за срачунавање специфичног флукса зрачења које потиче са неке површине k :

$$q_{\text{out},k} = \varepsilon_k \cdot \sigma \cdot T^4 + \rho_k \cdot q_{\text{in},k} \quad (4.14)$$

где је $q_{\text{out},k}$ специфични флукс који напушта површину, ε_k је емисивност површине, ρ_k представља рефлективност површине, σ је Stefan-Boltzmann-ова константа и $q_{\text{in},k}$ је специфични флукс упадног зрачења на површину из окружења. У другом облику претходна једначине се може изразити преко укупног специфичног флукса зрачења који потиче са неке површине J_k :

$$J_k = E_k + \rho \sum_{j=1}^N F_{kj} \cdot J_j \quad (4.15)$$

где E_k представља специфични емисиони флукс површине k . Фактор видљивости између две коначне површине j и k је дат као:

$$F_{jk} = \frac{1}{A_j} \int_{A_j} \int_{A_k} \frac{\cos \theta_j \cdot \cos \theta_k}{\pi \cdot r^2} \cdot \delta_{jk} \cdot dA_j \cdot dA_k \quad (4.16)$$

где је δ_{jk} одређено видљивошћу dA_k од стране dA_j ($\delta_{jk}=1$ ако је dA_j видљиво за dA_k , у супротном је 0).

Емисивност и апсорптивност сиве површине не зависе од таласне дужине зрачења. Такође, према Kirchoff-овом закону [166], важи да су вредности емисивности и апсорптивности једнаке ($\varepsilon = \alpha$). За дифузне површине важи да рефлективност не зависи од праваца упадног и рефлектованог зрачења. У овом истраживању коришћен је модел сивог тела и дифузног зрачења, који подразумева да када се одређена количина енергије (E) дозрачује на површину, део те енергије (ρE) се рефлектује, део (αE) се апсорбује, и део (τE) се трансмитује. У већини реалних случајева примењене површине су нетранспарентне за топлотно зрачење (инфрацрвени спектар). Програмски пакет ANSYS Fluent, који је примењен у овом истраживању, такође подразумева да су површине нетранспарентне. Због тога се трансмисивност занемарује, одакле следи на основу закона одржања енергије да је $\alpha + \rho = 1$ и $\rho = 1 - \varepsilon$ (пошто је $\varepsilon = \alpha$).

S2S модел зрачења је веома захтеван у погледу комјутерских ресурса када се разматра већи број површина. Број активних површина може се смањити груписањем

елементарних површина у површинске кластере. Детаљне информације о S2S моделу могу се наћи у литератури [167], [168].

У Fluent-у су понуђене две методе за израчунавање фактора видљивости, Hemisube и Ray-tracing метода. Hemisube метода се заснива на прорачуну узајамних односа диференцијалних површина и срачунава факторе видљивости по принципу узастопних редова (row by-row). Фактори видљивости срачунати за диференцијалне површине се сумирају да би се одредио фактор видљивости целе површине. Hemisube метода пројектује зрачеће површине на апстрактне правилне полиедре, док Ray-tracing метода прати зраке кроз центре сваког елементарног апстрактног правилног полиедра ради одређивања које су површине видљиве од стране те елементарне површине. Обе методе су тестиране током овог истраживања. Добијене вредности упадног зрачења су веома блиске, с тим што су вредности добијене применом Hemisube методе незнатно веће за све разматране случајеве. Одступања резултата не премашују вредност од 1%. Сви резултати приказани у даљој анализи су добијени применом Hemisube методе.

У рачунском домену је генерисана хибридна мреже на следећи начин: структурирана мрежа на свим површинама, нарочито фина на површинама грејача, и неструктурирана мрежа унутар домена како би смањио укупан број ћелија. Ова структура мреже је добијена поређењем резултата неколико нумеричких симулација како би се добила оптимална густина мреже. Тачност нумеричких предвиђања је обезбеђена проценом утицаја квалитета нумеричке мреже на тачност нумеричких решења. Нумеричке симулације указују да су вредности флукса упадног топлотног зрачења најкритичније за валидацију модела зрачења, јер су за највеће вредности флукса упадног зрачења добијена највећа одступања од аналитичких решења (поступак валидације нумеричког модела описан је у следећем поглављу). Због тога је вредност флукса упадног топлотног зрачења на циљну површину (горња старна паралелопипеда) за случај постојања доњег и бочних рефлектора коришћен за испитивање утицаја квалитета мреже на тачност решења (резултати су приказани у табелама 4.1 и 4.2). Прорачуни су у оба случаја (растојање између равни која садржи аксијалне осе грејача и циљне површине 0.15 m и 0.3 m) вршени за четири мреже различите финоће и срачунате су релативне грешке контролне величине. Гранични услови за случајеве процене утицаја квалитета мреже на тачност решења су формулисани на следећи начин: температура и емисивност активне дужине грејача

$T_h = 1,055$ K и $\varepsilon_h = 0.8$, температура и емисивност доњег и бочних рефлектора $T_r = 350$ K и $\varepsilon_r = 0.06$, температура и емисивност циљне површине (горња површина паралелопипеда) $T_a = 310$ K и $\varepsilon_a = 0.9$.

Табела 4.1 Утицај квалитета нумеричке мреже на вредност релативне грешке флукса упадног топлотног зрачења за случај када је растојање 0.15 m

	Број запреминских елемената			
	(I)	(II)	(III)	(IV)
	4,126,231	4,965,482	5,915,334	7,516,197
Флукс упадног зрачења [W]	6,057.97	6,030.43	5,999.3	5,986.73
Релативна греш. флукса упад. зрач. [%]	1.19	0.73	0.21	-

Табела 4.2 Утицај квалитета нумеричке мреже на вредност релативне грешке флукса упадног топлотног зрачења за случај када је растојање 0.3 m

	Број запреминских елемената			
	(I)	(II)	(III)	(IV)
	5,388,560	6,549,601	7,779,268	9,857,122
Флукс упадног зрачења [W]	5,314.09	5,289.47	5,254.88	5,240.21
Релативна греш. флукса упад. зрач. [%]	1.41	0.94	0.28	-

Иако су величине релативне грешке релативно мале за све тестиране нумеричке мреже у оба случаја, закључено је да за:

- случај А (растојање између оса грејача и циљне површине 0.15 m) мрежа резолуција веће од 6×10^6 ћелија, и
- случај В (растојање између осе грејача и циљне површине 0.3 m) мрежа резолуција веће од 8×10^6 ћелија,

продукује нумеричка предвиђања независна од броја ћелија примењене нумеричке мреже.

Нумеричке симулације су вршене у циљу одређивања расподеле специфичног флукса упадног зрачења у циљној површини експерименталне апаратуре са низом кварцних грејача и рефлексивних површинама. Карактеристике рефлексивних површина сматрају се независним од смера и таласне дужине зрачења. Карактеристике зрачења

металних површина изразито зависе од стања саме површине. У разматраном случају рефлектори су израђени од грубо полираног алуминијумског лима, чија процењена вредност емисивности износи 0.06.

Вредност апсорптивности циљне површине је 0.9, што се може постићи у реалним условима коришћењем комерцијално доступних апсорптивних боја (Rugomark 2500, [157]). Према спецификацији произвођача [156], таласна дужина која одговара максимуму интензитета зрачења коришћених кварцних грејача је 2.68 μm .

У нумеричким симулацијама зрачећи систем грејања је позициониран тако да су осе грејача 0.15 m (случај А) и 0.3 m (случај В) испод циљне површине. С друге стране, различите конфигурације рефлектора су тестиране - без рефлектора (случај 1), само са рефлектором постављеним испод грејача (случај 2), као и комбинација рефлектора постављеног испод грејача и рефлектора на бочним странама нумеричког домена (случај 3). Нумеричке симулације су у свим случајевима ограничене на стационарне услове.

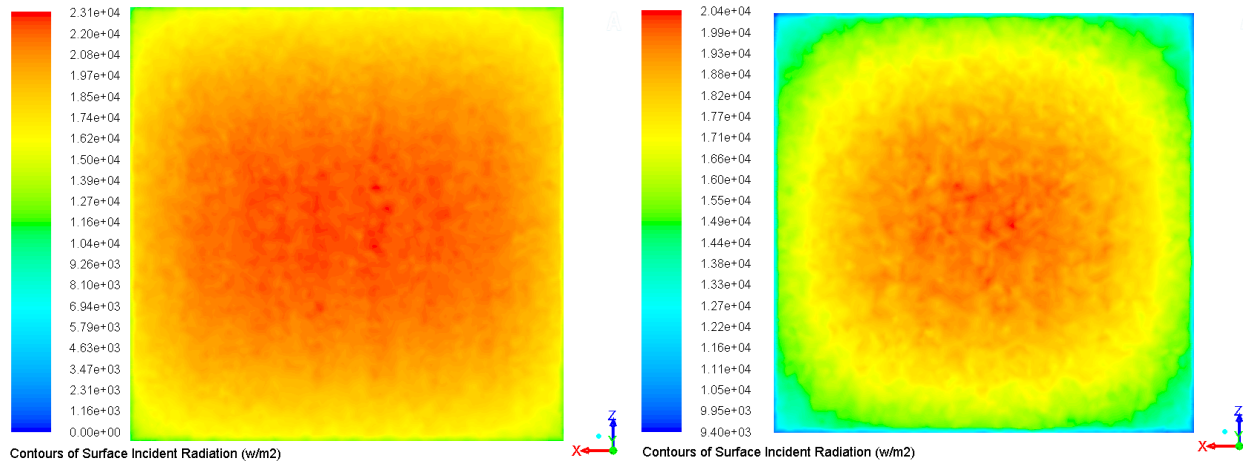
4.3.1.2 Резултати и дискусија

У циљу предвиђања расподеле специфичног флукса топлотног зрачења зрачећег система грејања, примењена је Немисубе метода при разматрању три различите конфигурације без и са рефлекторима. Геометрија и друге величине које карактеришу сваку од разматраних конфигурација су детаљно описане (слика 4.1 и табела 3.2). Истраживањем се узимају у обзир физичке особине поља зрачења извора (грејача), посебно веза између њихових просторних координата, и одређује међусобне интеракције појединачних извора зрачења.

Да би се разумела природа поља специфичног флукса генерисаног низом зрачећих грејача, потребно је одредити расподелу поља специфичног флукса у радијалном правцу (промену вредности специфичног флукса зрачења у зависности од растојања у правцу нормално на осе грејача). Од интереса може бити и одређивање утицаја појединачних извора унутар конфигурације, као и суперпонирање поља специфичних флукса зрачења.

Расподеле специфичног флукса упадног зрачења у циљној површини су приказане на сл. 4.2 за обе разматране геометријске конфигурације експерименталне апаратуре (растојање између оса грејача и циљне површине 0.15 m и 0.3 m). У оба случаја запажа се врло добра симетричност профила упадног зрачења у циљној површини, док се за случај

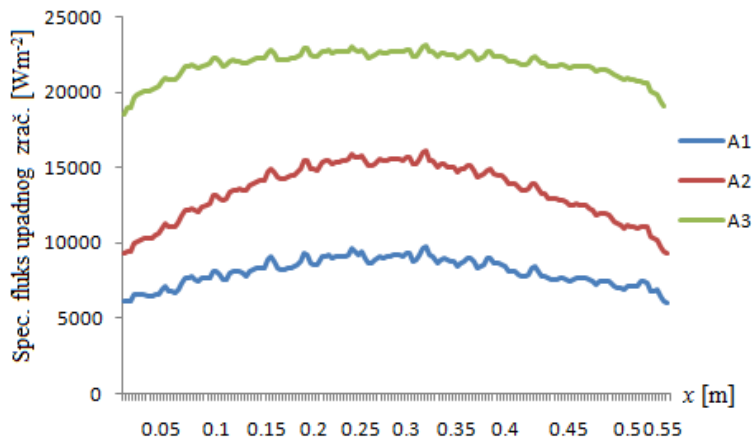
мањег растојања (слика 4.2а) јавља и релативно добра униформност упадног зрачења у највећем делу циљне површине.



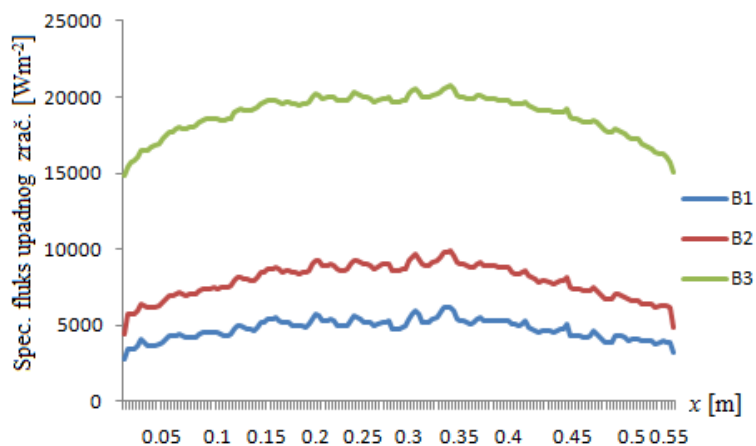
Слика 4.2 Расподела специфичног флукса упадног зрачења у циљној површини:
а) растојање 0.15 m; б) растојање 0.3 m

Резултати приказани на сликама 4.3, 4.4 и 4.5 представљају расподелу специфичног флукса упадног топлотног зрачења у циљној равни дуж праве управне на осе грејача која дели циљну површину да два једнака дела (паралелно x -оси). За приказ и разматрање су одабране вредности специфичног флукса зрачења у трансферзалном правцу у односу на аксијалне осе грејача, јер су оне најосетљивије на утицаје геометрије конфигурације и суперпонирање поља различитих извора. Са друге стране, овај правац се поклапа са радијалним правцем спиралног апсорбера на коме су позиционирани мерни крајеви свих термопарова.

Профили специфичног флукса упадног зрачења за случајеве када су осе грејача 0.15 m (случај А) и 0.3 m (случај В) испод циљне површине су приказани на сликама 4.3 и 4.4, респективно. Резултати симулација са различитим конфигурацијама рефлектора су такође дати - без рефлектора (случај 1), само са рефлектором постављеним испод грејача (случај 2) и са рефлекторима постављеним испод и на бочним странама рачунског домена (бочни рефлектори) (случај 3).



Слика 4.3 Попречна расподела специфичног флуksа упадног зрачења за низ цевних кварцних грејача (осе грејача 0.15 m испод циљне површине)



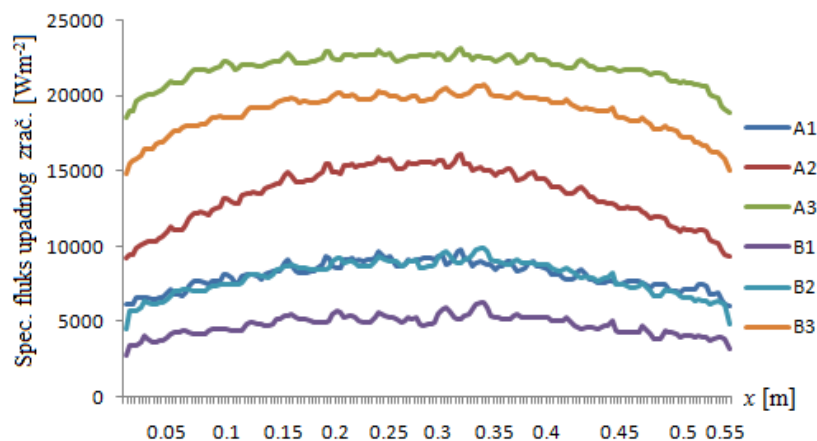
Слика 4.4 Попречна расподела специфичног флуksа упадног зрачења за низ цевних кварцних грејача (осе грејача 0.3 m испод циљне површине)

Интеракције између различитих извора зрачења у наведеној експерименталној конфигурацији од осам грејача мењају расподелу специфичног флуksа топлотног зрачења, јер суперпонирање расподела већег броја независних извора зрачења доводи до тога да је утицај појединачних извора врло тешко издвојити. Иако рефлексивне површине експерименталне конфигурације нису хлађење, допринос пољу зрачења услед емисије рефлектора су скоро занемарљиве (процењена средња стационарна температура рефлектора је 350 K).

Профили вредности специфичног флуksа упадног зрачења у циљној равни су релативно глатки, без изражених екстрема вредности. Приметно је да се профили

вредности специфичног флуksа упадног зрачења не разликују битно за случајеве са и без рефлектора, већ се разликују само интензитети специфичних флуksева топлотног зрачења. Другим речима, просторна расподела локалних екстрема вредности дуж профила специфичног флуksа упадног зрачења је готово индентична у конфигурацијама са или без рефлектора, а за случајеве константног растојања између грејача и циљне површине. Додавање рефлектора смањује губитке система и чини профиле вредности специфичног флуksа упадног зрачења униформнијим, умањујући разлике вредности између локалних екстрема дуж профила који представљају конфигурације са рефлекторима.

Како би се поредио утицај растојања између оса грејача и циљне површине на расподелу специфичног флуksа упадног зрачења, профили поља флуksа за оба случаја (случај А и случај В) су приказани на слици 4.5.



Слика 4.5 Попречна расподела специфичног флуksа упадног зрачења за низ цевних кварцних грејача (осе грејача 0.15 m и 0.3 m испод циљне површине)

Очигледно да растојање између грејача и циљне површине утиче не само на интензитет, већ и на просторну расподелу специфичног флуksа упадног зрачења. Двоструко повећање растојања између извора зрачења и циљне површине изазива промене у просторној расподели локалних екстрема вредности дуж профила специфичног флуksа упадног зрачења. Штавише, чини се да интензитети локалних екстрема вредности специфичног флуksа упадног зрачења варирају у контрафази у случајевима А и В.

Утицај растојања између извора зрачења и циљне области може се значајно умањити употребом бочних рефлексивних површина. У општем случају, утицај рефлектора се огледа у могућности добијања униформнијег специфичног флуksа упадног

зрачења у циљној области. Најнеуниформнија просторна расподела специфичног флукса упадног зрачења добијена је за случај мањег растојања између извора зрачења и циљне области са рефлектором постављеним паралелно са циљном површином (случај A2). Неуниформност профила упадног зрачења у наведеном случају израженија је него у случају без рефлектора (случај A1), што указује на врло сложен феномен суперпонирања утицаја већег броја извора и рефлексивних површина.

Нумеричко истраживање показује да примењена метода може успешно да се користи за анализу сложених система зрачећег грејања, укључујући и прецизно одређивање ефеката суперпонирања поља зрачења већег броја извора и рефлектора. Такође је показано да се приказаном експерименталном апаратуром, која се састоји од низа цевних кварцних грејача и рефлексивних површина, може постићи променљив интензитет и прилично равномерна расподела специфичног флукса топлотног зрачења у циљној области, што апаратуру чини погодном за реалне симулације радних услова топлотног апсорбера изложеног концентрисаном топлотном зрачењу.

4.3.2 Апсорпционе карактеристике набораних закривљених цеви изложених топлотном зрачењу

Познавање расподеле вредности специфичног флукса упадног топлотног зрачења на површини спиралне цеви са попречним кружним наборима је неопходно за одређивање вредности коефицијента прелаза топлоте унутар цеви апсорбера. Процена утицаја геометрије наборане спирале на њене апсорпционе карактеристике је неопходна не само ради срачунавања ефикасности топлотног апсорбера, већ је у разматраном случају неопходна како би се могла извршити прецизна калибрација примењеног нумеричког модела зрачења. Циљ је добијање расподеле вредности специфичног топлотног флукса зрачења на изложеном делу површине топлотног апсорбера која прецизно репрезентује одговарајуће вредности експерименталног модела. Верификација и калибрација нумеричког метода врши се поступком енергетског билансирања са експериментално добијеним вредностима топлотне снаге разматраног размењивача топлоте (видети претходно поглавље).

Примењена је детаљна тродимензионална Surface-to-Surface Hemicube метода, којом су поређене апсорпционе карактеристике набораних и глатких закривљених цеви. Нумерички резултати су добијени варирањем пречника закривљења цеви (чиме су

репрезентовани различити навојци спирале) и интензитета специфичног флукса упадног зрачења. Приказани су детаљи у вези апсорпционе ефикасности набораних цеви и утицаја закривљености δ на апсорпционе карактеристике набораних и глатких цеви. Добијени резултати могу бити значајни за даљу анализу високо ефикасних топлотних апсорбера изложених концентрисаном зрачењу.

Информације о апсорпционим карактеристикама набораних цеви изложених топлотном зрачењу не могу се наћи у литератури. Ali и Nanoaka [169] су истраживали примену наборане плоче као апсорбера у ваздушном соларном пријемнику и истакли да набори утичу на повећање вредности коефицијента прелаза топлоте и ефективне површине на којој се јавља конвективни пренос топлоте, што резултира повећањем топлотне снаге соларног пријемника. Spatow и Lin [170] наводе да таласасто наборан апсорбер топлоте може имати вредност ефективне апсорптивности приближно 1 чак и када је офарбан комерцијално доступном црном бојом. С друге стране, апсорпционе и струјне карактеристике набораних цеви могу се значајно разликовати од карактеристика испитиваних раванских геометрија.

Пољу специфичног флукса топлотног зрачење је изложена само половина укупне површине цеви разматраног апсорбера, тако да се спољашња површина цеви може поделити дуж аксијалне осе цеви на два симетрична сегмента. У даљој анализи апсорпционих карактеристика разматраће се само сегмент изложен топлотном зрачењу. Класична техника анализе заснована на аналитичким моделима је применљива само на релативно једноставне геометријске конфигурације и случајеве. У разматраном случају примењена је нумеричка метода, јер употребљив модел треба да има могућност срачунавања емитоване и рефлектоване енергије зрачења у случајевима сложених геометрија (закривљене површине). Модели који се користе за теоретско предвиђање преноса топлоте зрачењем су уобичајено засновани на Monte Carlo ray tracing методи [171] и методи коначних запремина [172].

4.3.2.1 Геометријски и нумерички модел набораних закривљених цеви

Спирална геометрија израђена од цеви са попречним кружним наборима константног корака представља иновативно пројектно решење топлотног апсорбера. Архимедова спирала са кораком приближно једнаким спољашњем пречнику наборане

цеви је одабрана између различитих типова спирала како би се постигао најповољнији однос између активне размењивачке површине и укупне запремине топлотног апсорбера. Геометријски параметри анализирани синусоидално наборане цеви и Архимедове спирале су приказани у табели 3.1.

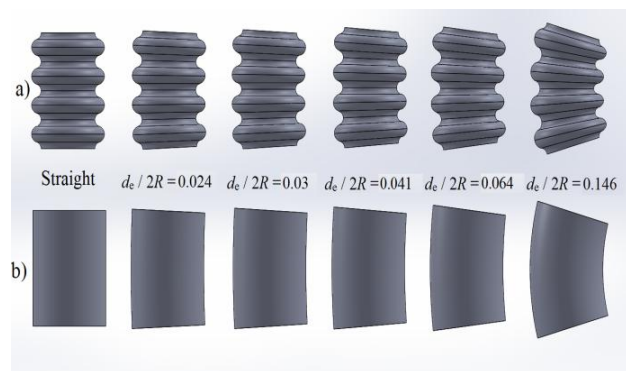
Нумеричке симулације у програмском пакету ANSYS Fluent 15, засноване на методу коначних запремина, су вршене у циљу поређење апсорпционих карактеристике попречно набораних правих и закривљених цеви са различитим вредностима закривљености ($\delta = d_c/D_c$, где је d_c максимални спољни пречник наборане цеви, а D_c је пречник закривљења). У разматраном случају, средња вредност закривљености δ варира од 0.024 (одговара првом, односно спољашњем навојку спирале) до 0.146 (одговара 13-том, односно унутрашњем навојку спирале).

Утицај набора на апсорпциона својстава могу се проценити само поређењем са глатком цеви, због чега су апсорпционе карактеристике глатке цеви такође приказане у овом истраживању. Глатка цев са којом се врши поређење је изабрана тако да њен спољашњи пречник буде једнак максималном спољашњем пречнику наборане цеви како би се теоретски могла израдити глатка Архимедова спирала идентичних геометријских параметара.

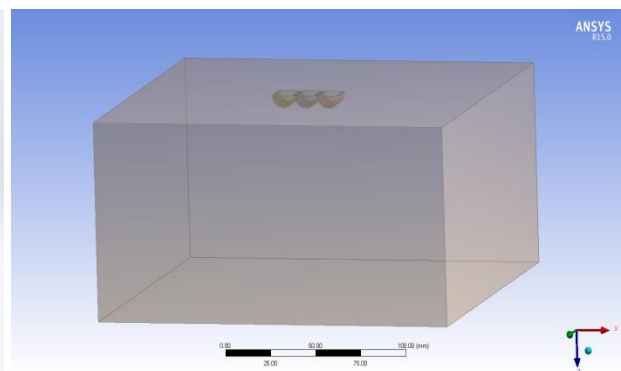
Прототип соларног пријемника састоји се од цилиндричног кавитета у коме је позиционирана наборана Архимедова спирала која апсорбује топлотно зрачење. Идеални тродимензионални рачунски модел треба да буде заснован на веродостојном физичком моделу који укључује концентратор и пријемник, што изискује огромне рачунарске ресурсе. С обзиром да оптичке карактеристике концентратора нису предмет разматрања, претпостављено је да је специфични флуks топлотног зрачења у фокусирајућој равни униформан. Са друге стране, у циљу постизања високе прецизности, нумерички модел не садржи целу спиралу, већ само њене мање карактеристичне сегменте, чије дужине су једнаке дужини четири корака набора. Ови сегменти се карактеришу различитим вредностима закривљености δ и представљају геометријске параметре различитих навојака спирале (слика 4.6).

Претходне претпоставке омогућавају моделирање размене енергије зрачења у складу са принципом размене енергије зрачења између већег броја површина које се међусобно окружују, што значајно поједностављује компјутерски модел. Паралелопипед

димензија 0.2x0.2x0.1 m је изабран за рачунарски домен, где је доња површина (0.2x0.2 m) повишене температуре и представља извор зрачења. Поред ње, у процес преноса енергије топлотним зрачењем укључена је и наспрамна горња површина, док су бочни површине паралелоипеда искључене из процеса. Унутрашњост рачунарског домена је испуњена ваздухом, али једначине кретања нису решаване и медијум је третиран као непокретан објекат. Сегменти цеви, чије су апсорпционе карактеристике испитиване, позиционирани су у средишњој области горње површине (слика 4.7). Површине паралелоипеда које размењују енергију зрачења су димензионисане у циљу добијања средишње области горње површине (где је расподела специфичног флукса топлотног зрачења униформна) значајно веће од димензија тестираних сегмената. Осим тога, три идентична сегмента су увек позиционирана у тој области, како би се узео у обзир утицај суседних навојака апсорбера. Размена емитованог и рефлектованог топлотног зрачења између суседних цеви се карактерише номинално једнаким температурама емитера и апсорбера, чиме је оправдана претпоставка модела сивог тела да је вредност емисивности једнака вредности апсорптивности површине ($\varepsilon = \alpha$). Нумерички експерименти су показали да се утицај суседних цеви огледа у повећању интензитета упадног зрачења на површину цеви апсорбера до 5.3%. Сви приказани резултати у даљој анализи се односе на централни сегмент описаног геометријског модела. Примењени S2S Nemicube нумерички модел је већ детаљно описан у претходном поглављу. Као и у претходном разматрању, усвојене су поједностављајуће претпоставке да су све површине нетранспарентне, дифузне, сиве (у физичком смислу) и изотермске.



Слика 4.6 Испитивани сегменти Архимедове спирале



Слика 4.7 Геометријски модел паралелоипеда и цевних сегмената

У свим нумеричким симулацијама вредност апсорптивности горње површине нумеричког домена и површина цевних сегмената је 0.9, што се може постићи у реалним условима коришћењем комерцијално доступних апсорптивних боја (Pyromark 2500, [157]). Вредност емисивности доње површине нумеричког домена је 1.

Запремински елементи хибридне нумеричке мреже су генерисани у рачунском домену у складу са седећим принципом: структурирана мрежа на свим површинама, нарочито фина на површинама цевних сегмената, и неструктурирана мрежа унутар домена како би смањило укупан број ћелија. Кохерентност нумеричких предвиђања је обезбеђена проценом утицаја квалитета нумеричке мреже на тачност нумеричких решења. Нумеричке симулације указују да су вредности закривљености δ и интензитета специфичног флукса упадног топлотног зрачења најкритичније за валидацију модела зрачења, јер су за највеће вредности специфичног флукса упадног зрачења добијена највећа одступања од аналитичких решења. Због тога је флукс упадног топлотног зрачења на набораном цевном сегменту који представља 13-ти навојак спирале ($\delta_{ave}=0.146$) коришћен за испитивање утицаја квалитета мреже на тачност решења (резултати су приказани у табели 4.3). Интензитет специфичног флукса упадног топлотног зрачења коме су сегменти били изложени је $150,000 \text{ Wm}^{-2}$ (интензитет специфичног флукса упадног топлотног зрачења у средишњем делу горње површине паралелопипеда где су смештени тестирани сегменти цеви).

Прорачуни су вршени за четири мреже различите финоће и срачунате су релативне грешке контролне величине. Гранични услови за случајеве провере утицаја квалитета мреже на тачност решења су формулисани на следећи начин: температура и емисивност доње површине паралелопипеда $T_h = 1,486 \text{ K}$ и $\varepsilon_h = 1$, температура и емисивност наборане цеви и горње површине паралелопипеда $T_c = 423 \text{ K}$ и $\varepsilon_c = 0.9$.

Табела 4.3 Утицај квалитета мреже на вредност релативне грешке флукса упадног топлотног зрачења на набораном сегменту 13-тог навојка спирале ($\delta_{ave} = 0.146$)

	Број запреминских елемената			
	(I)	(II)	(III)	(IV)
	669,449	775,009	908,793	1,136,923
Флукс упадног зрачења [W]	33.516	33.506	33.486	33.479
Релативна греш. флукса упад. зрач. [%]	0.11	0.08	0.02	-

Иако су величине релативне грешке релативно мале за све тестиране мреже, закључено је да за разматрану геометрију мрежа резолуције веће од 9×10^5 ћелија (случај III, друга мрежа по финоћи) продукује нумеричка предвиђања независна од примењене нумеричке мреже.

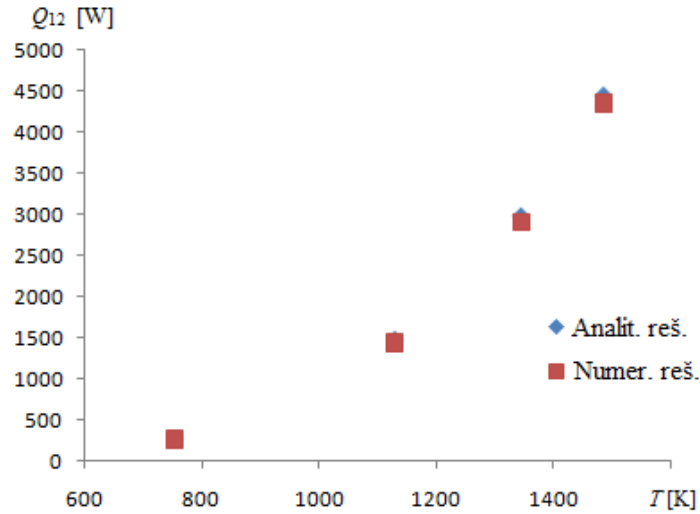
Извршен је низ симулација у циљу истраживања валидности нумеричког модела. Аналитички и нумерички стачунате вредности укупног топлотног флукса који се размени механизмом зрачења између доње површине више температуре и горње површине ниже температуре датог паралелопипеда су приказане на слици 4.8, док су релативне разлике ових вредности приказане у табели 4.4. Сегменти цеви који се у основном геометријском моделу налазе у средишту горње површине су у овом случају уклоњени из нумеричког домена. Аналитичка решења, као и нумеричка, подразумевају да су површине дифузни емитери и рефлектори и изотермске, као и да медијум (ваздух) између њих не учествује у процесу (јед. 4.17):

$$\dot{Q}_{12} = \frac{\sigma(T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1 - \varepsilon_1}{A_1 \varepsilon_1} + \frac{1}{A_1 F_{12}} + \frac{1 - \varepsilon_2}{A_2 \varepsilon_2}} \quad (4.17)$$

при чему је у разматраном случају $F_{12}=0.425$ (фактор видљивости за два једнака, паралелна и узајамно центрирана квадрата). У свим случајевима валидације температура горње површина је имала исту вредност (423 K), док је варирана температура доње површина паралелопипеда (табела 4.4)

Табела 4.4 Валидација нумеричког S2S модела зрачења

Нето топлотни флукс који се размени зрачењем [W]	Температура топлије површине [K]			
	755	1130	1345	1486
Аналитичко решење	269.61	1471.28	2982.72	4458.69
Нумеричко решење	264.51	1436.76	2911.21	4351.05
Релативно одступање [%]	1.89	2.35	2.4	2.41



Слика 4.8 Поређење нумеричких и аналитичких резултата

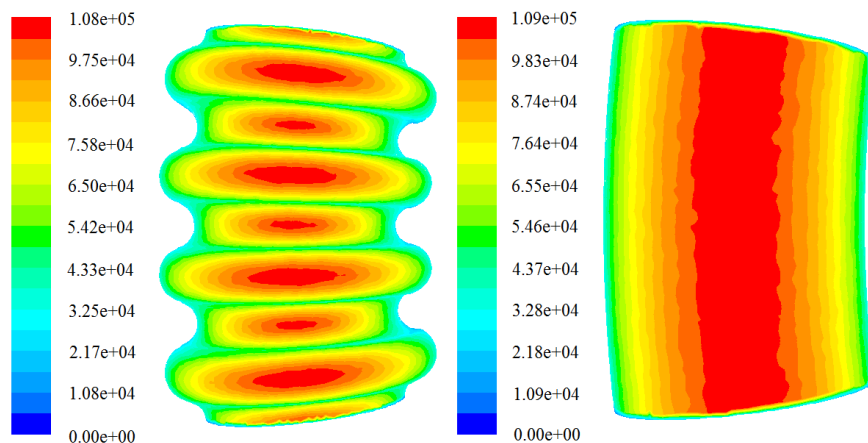
Слика 4.8 показује да се нумеричка и аналитичка решења готово преклапају и да су нумеричка предвиђања у прихватљивом опсегу вредности са максималним релативним одступањем мањим од 2.5%. Такође, може се констатовати да одступање расте са порастом вредности топлотног флукса размењеног зрачењем.

У свим симулацијама је температура горње површине нумеричког домена и тестираних сегмената цеви имала исту вредност (423 К), док је варирана температура доње површине нумеричког домена. На овај начин су добијене различите вредности униформног поља специфичног флукса упадног зрачења у средишњем делу горње површине (где су позиционирани сегменти цеви). Симулиране вредности специфичног флукса упадног зрачења на равну површину су 10,000; 50,000; 100,000 и 150,000 Wm^{-2} (са одступањима мањим од 1%).

Тестирани сегменти попречно наборане и глатке спирале, чије су дужине једнаке дужини четири корака набора, су средишњи делови првог, четвртог, седмог, десетог и тринаестог навојка разматране Архимедове спирале. Вредности закривљености δ ових сегмената су 0.024, 0.03, 0.041, 0.064 и 0.146, респективно. Поред закривљених сегмената, прави сегменти исте дужине су такође тестирани, што укупно чини 12 различитих геометријских конфигурација. Свака од 12 геометријских конфигурација (сл. 4.6) је тестирана са 4 различите вредности специфичног флукса упадног топлотног зрачења, што значи да су резултати 48 симулација коришћени за анализу.

4.3.2.2 Резултати и дискусија

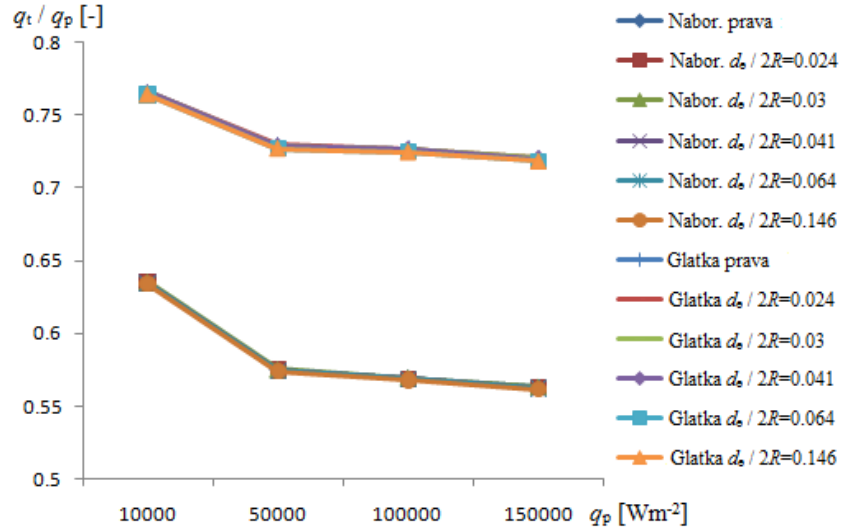
С обзиром да је само половина укупне површине спиралног апсорбера изложена извору зрачења, очигледно је да се јавља изразито варирање специфичног флукса упадног зрачења по обиму цеви. Енергија апсорбована на површини је функција површине цеви пројектоване нормално на правац вектора зрачења. Специфични флукс упадног топлотног зрачења на спољашњој површини цеви се добија срачунавањем интензитета упадног зрачења на цев. Пример расподеле специфичног флукса упадног зрачења на површинама цеви чија је вредност закривљености 0.064 је приказан на сл. 4.9 за вредност специфичног флукса упадног топлотног зрачења на равну површину од $100,000 \text{ Wm}^{-2}$. Очигледно да вредност флукса упадног зрачења које досеже до површине цеви није униформна, са максимумима вредности на позицијама које су нормалне на правац зрачења, и релативно ниским вредностима на тангентним позицијама.



Слика 4.9 Расподела специф. флукса упадног топл. зрачења ($\delta = 0.064$; $q_p = 100,000 \text{ Wm}^{-2}$)

Зависност количника вредности специфичног флукса упадног зрачења осредњеног по површини тестираних сегмената цеви q_t и специфичног флукса упадног зрачења на равну површину q_p од вредности специфичног флукса упадног зрачења на равну површину q_p приказан је на слици 4.10. Очигледно је да глатке цеви имају боље апсорпционе карактеристике у односу на наборане цеви синусоидалног профила са једнаким спољашњим пречницима. Вредност закривљености има мали утицај на апсорпционе карактеристике, јер се све линије у дијаграму практично свде на две линије, од којих свака приказује карактеристике набораних и глатких цеви понаособ. Интензитет специфичног флукса упадног топлотног зрачења значајно утиче на апсорпционе

карактеристике и набораних и глатких цеви само при мањим вредностима разматраног опсега (мањим од $50,000 \text{ Wm}^{-2}$). Са повећањем вредности специфичног флуksа упадног топлотног зрачења апсорпциони капацитет и набораних и глатких цеви у почетку опада, да би достигао приближно константну вредност за веће вредности специфичног флуksа упадног топлотног зрачења.

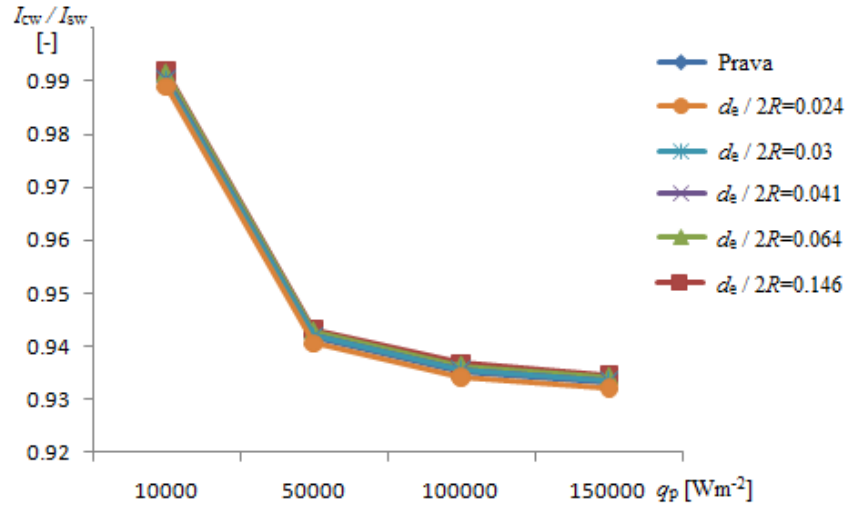


Слика 4.10 Утицај геометрије на вредност специфичног флуksа упадног зрачења осредњеног по површини

Утицај набора на апсорпционе карактеристике може се правилно проценити само ако се узме у обзир и повећање укупне површине набораних у односу на глатке цеви једнаког спољашњег пречника. Да би се то постигло, потребно је срачунати апсорбовани топлотни флуks, односно интегралити специфични флуks упадног топлотног зрачења по површини цеви. Зависност количника вредности апсорбованог топлотног флуksа наборане цеви I_{cw} и апсорбованог топлотног флуksа геометријски одговарајуће глатке цеви I_{sw} од вредности специфичног флуksа упадног зрачења на равну површину q_p је приказан на слици 4.11. Овај количник може се сматрати геометријски условљеном апсорпционом ефикасношћу набораних цеви.

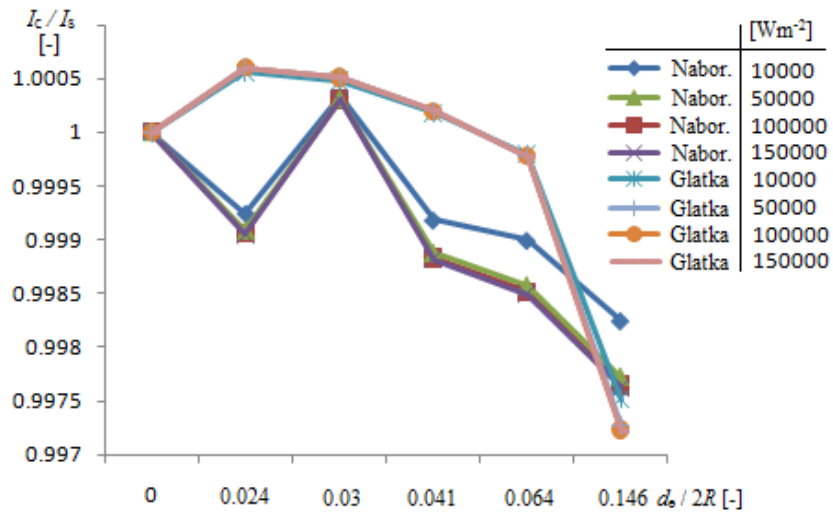
Интензитет специфичног флуksа упадног топлотног зрачења значајно утиче на ефикасност апсорпције. Ефикасност апсорпције и интензитет специфичног флуksа упадног топлотног зрачења су обрнуто пропорционални, са израженим негативним односом на почетку посматраног интервала ($10,000\text{-}50,000 \text{ Wm}^{-2}$). Ефикасност апсорпције је приближно константна за веће вредности специфичног флуksа упадног топлотног

зрачења. Закривљеност δ има мали утицај на ефикасност апсорпције набораних цеви, али се уочава да се унутрашњи навојци спирале (са већом вредношћу закривљености δ) карактеришу мало већом ефикасношћу апсорпције.



Слика 4.11 Однос апсорбованог топлотног флуksа наборане I_{cw} и глатке цеви I_{sw}

Утицај закривљености δ на апсорпционе карактеристике набораних и глатких цеви је приказан на слици 4.12, где су приказане вредности количника апсорбованог топлотног флуksа закривљене цеви I_c и апсорбованог топлотног флуksа праве цеви I_s у зависности од вредности закривљености δ .



Слика 4.12 Утицај закривљености на апсорпционе карактеристике наборане и глатке цеви

Резултати указују да вредност апсорбованог флуksа топлотног зрачења код глатких цеви расте са порастом вредности закривљености δ за мале вредности δ , достиже максималну вредност, а затим се смањује са даљим повећањем δ . С друге стране, карактеристика испитиване наборане цеви је прилично интересантна. Вредност апсорбованог флуksа топлотног зрачења наборане цеви пада са порастом вредности закривљености δ , након чега нагло мења тенденцију и достиже максимум за одређену вредност δ , да би након тога наставио да пада са даљим порастом δ . Ови резултати могу бити од значаја за оптимизацију геометрије набораних и глатких цевних топлотних апсорбера са константним радијусом закривљења (хеликоидни апсорбери).

Резултати 48 нумеричких симулација су коришћени за процену апсорпционих карактеристика закривљених набораних и глатких цеви изложених топлотном зрачењу. Истраживање указује да глатке цеви имају нешто боље апсорпционе карактеристике у односу на наборане цеви синусоидалног профила са једнаким максималним спољашњим пречницима. Ово не мора да представља значајан недостатак, јер термо-струјни процеси унутар цеви пресудно утичу на укупне перформансе топлотног апсорбера. Утицај интензитета специфичног флуksа упадног зрачења на ефикасност апсорпције је знатно израженији од утицаја закривљености δ , како код набораних, тако и код глатких цеви. Са становишта ефикасности апсорпције топлотног зрачења, одређене су оптималне вредности закривљености δ за наборане и глатке цеви.

4.3.3 Расподела специфичног флуksа апсорбованог топлотног зрачења

На основу геометрије разматраног топлотног апсорбера уочава се да је половина укупне површине наборане спиралне цеви изложена флуksу топлотног зрачења, док друга половина површине размењује топлоту са околином само конвективним механизмом (губици зрачења могу се занемарити на овом делу површине).

Количина топлоте која се предаје транспортном флуиду срачунава се енергетским балансирањем, на основу познатог запреминског протока и улазне и излазне температуре транспортног флуида за разматране експерименталне услове (јед. (4.9)). Срачунавање флуksева конвективних и радијационих губитака за сваки од навојака спирале (јед. (4.6)-(4.8)) и њихово сумирање омогућује одређивање укупне вредности флуksа апсорбованог топлотног зрачења (јед. (4.5)) за различите експерименталне услове и конфигурације

зрачећег система грејања. Како би се одредила расподела специфичног флуksа апсорбованог зрачења по изложеној површини апсорбера, примењена је детаљна тродимензионална нумеричка процедура, која је описана у претходним поглављима. Прецизна калибрација параметара нумеричког модела извршена је итеративним поступком на основу обимне базе резултата експерименталног истраживања.

Након одређивања поља специфичног флуksа апсорбованог зрачења на изложеној површини апсорбера, применом израза (4.5)-(4.8) за појединачне експерименталне услове одређују се нето вредности специфичног топлотног флуksа на локацијама где је мерена температура спољашњег зида цеви. Разматране су математичке функције којима би се могла описати расподела специфичног флуksа апсорбованог зрачења, међутим геометријска сложеност површине наборане закривљене цеви значајно отежава корелисање просторних координата и добијених вредности специфичног топлотног флуksа. Због тога су за срачунавање експерименталних вредности Nu броја на локацијама дефинисаним положајима мерних крајева термопарова коришћене дискретне вредности специфичног флуksа апсорбованог зрачења (дате у прилогу 2).

4.4 Одређивање локалних физичких особина транспортних флуида - конститутивне једначине

Како би се повећала тачност прорачуна неопходно је узети у обзир утицај температуре на физичке особине транспортних флуида. Регресијом доступних података добијени су следећи интерполациони полиноми за одређивање физичких особина воде и мешавине пропилен гликола и воде (90% и 10% по запремини, респективно):

- вода [173]

$$\rho(t) = 998.25 - 0.123261t - 0.00131119t^2 - 0.0000121406t^3 \quad [\text{kg m}^{-3}] \quad (4.17)$$

$$\mu(t) = 0.00166167 - 0.0000410857t + 4.64802 \times 10^{-7}t^2 - 1.90559 \times 10^{-9}t^3 \quad [\text{Pa s}] \quad (4.18)$$

$$c_p(t) = 4222.62 - 0.694932t + 0.00624126t^2 + 8.29448 \times 10^{-6}t^3 \quad [\text{J kg}^{-1}\text{K}^{-1}] \quad (4.19)$$

$$\lambda(t) = 0.568733 + 0.00196461t - 9.77855 \times 10^{-6}t^2 + 1.2432 \times 10^{-8}t^3 \quad [\text{W m}^{-1}\text{K}^{-1}] \quad (4.20)$$

- мешавина пропилен гликола и воде [174]

$$\rho(t) = 1067.6 - 0.7603t - 0.0004t^2 - 2.09 \times 10^{-7}t^3 \quad [\text{kg m}^{-3}] \quad (4.21)$$

$$20\text{-}60^{\circ}\text{C}: \quad \mu(t) = 0.0874 - 0.0039t + 7.11 \times 10^{-5}t^2 - 4.23 \times 10^{-7}t^3 \quad [\text{Pa s}] \quad (4.22)$$

$$60\text{-}100^{\circ}\text{C}: \quad \mu(t) = 0.0372 - 0.001t + 9.18 \times 10^{-6}t^2 - 3.46 \times 10^{-8}t^3 \quad [\text{Pa s}] \quad (4.23)$$

$$c_p(t) = 2477.2 + 6.157t - 0.0007t^2 - 2.03 \times 10^{-6}t^3 \quad [\text{J kg}^{-1}\text{K}^{-1}] \quad (4.24)$$

$$\lambda(t) = 0.2141 - 5.12 \times 10^{-5}t + 4.31 \times 10^{-6}t^2 - 4.07 \times 10^{-8}t^3 \quad [\text{W m}^{-1}\text{K}^{-1}] \quad (4.25)$$

5. АНАЛИЗА ЕКСПЕРИМЕНТАЛНИХ РЕЗУЛТАТА И ДИСКУСИЈА

5.1 Пад притиска и стабилност струјања у цевима са попречним наборима

Експерименталним путем је истраживан изотермски и неизотермски пад притиска при стационарним условима струјања Њутновских флуида у Архимедовој спирали са попречним наборима. Добијене су корелације за пад притиска и критеријуми стабилности струјања за различите режиме струјања у опсегу Re бројева 150-15,000. Разматран је утицај карактеристичних геометријских група које узимају у обзир геометријске параметре Архимедове спирале. Експерименталном истраживању пада притиска у набораној Архимедовој спирали претходило је експериментално истраживање изотермског пада притиска у правој набораној цеви како би се одредио Дарсу-јев коефицијент трења [175]. Увид у вредности пада притиска у наведеној геометрији спиралног апсорбера топлотног зрачења при различитим протоцима је значајно за процену ефикасности размењивача топлоте.

5.1.1. Пад притиска и стабилност струјања у правој цеви са попречним наборима

Експериментално истраживање изотермског пада притиска при ламинарном, прелазном и турбулентном режиму струјања у попречно набораној правој цеви заснива се на релевантним подацима о паду притиска за 40 различитих запреминских протока у опсегу Re бројева 400-13,500. Испитивана је комерцијално доступна наборана цев од нерђајућег челика [155] (слика 3.4), док је испитни флуид била вода. Шема експерименталне хидрауличне инсталације приказана је на слици 3.5, док су у табели 3.1 приказани геометријски параметари тестиране конфигурације. Експериментални поступак регулације протока радног флуида и мерења пада притиска већ су детаљно описани у поглављу 3.1. Физичке особине воде су одређене на основу интерполационих полинома (јед. (4.17)-(4.18)).

Неизвесност вредности коефицијента трења је одређена према Kline-McClintock-овом методу [176]. Варира у распону од 4% при великим вредностима Re бројева, до 8% при малим вредностима Re бројева. Неизвесност мерења малих вредности пада притиска је примарни извор неизвесности при одређивању коефицијента трења за мале вредности Re броја.

Попречни осносиметрични набори испитиване цеви могу се сматрати правилном храпавошћу синусоидалног или "U" типа. Главни геометријски параметри који карактеришу попречно наборане цеви су: минимални унутрашњи пречник d , максимални унутрашњи пречник d_0 , висина набора $e=(d_0-d)/2$ и корак набора p_c . Експериментално одређивање изотермског пада притиска вршено је како би се одредио Дарсу-јев коефицијент трења f за наборану праву цев, а према формули Darcy-Weisbach-а:

$$\Delta p = f \frac{L_{sc}}{d} \frac{\rho V^2}{2} \quad (5.1)$$

где је L_{sc} дужина цеви, V је средња аксијална брзина по попречном пресеку цеви и ρ густина флуида. Коефицијент отпора K услед трења (аналоган коефицијенту локалног отпора услед локалних губитака) се изражава као:

$$K_{sc} = f \frac{L_{sc}}{d} \quad (5.2)$$

Минимални унутрашњи пречник наборане цеви d се користи при редукцији података као карактеристична дужина за срачунавање Re броја ($Re=Vdp/\mu$) и коефицијента трења f . Ово је у складу са теоријом граничног слоја на зиду карактерисаном храпавошћу "d" типа [133]. Kandliar и сарадници [177] су разматрали утицај контракције струјања изазваног елементима храпавости и указали да у оваквим случајевима треба користити минимални пречник за срачунавање Re броја и коефицијента трења.

Груписањем променљивих које чине Re број у Hagen-Poiseuille-овој једначини, као и груписањем преосталих променљивих као у једначини Darcy-Weisbach-а, добија се следећа једначина за одређивање коефицијента трења у ламинарном режиму струјања:

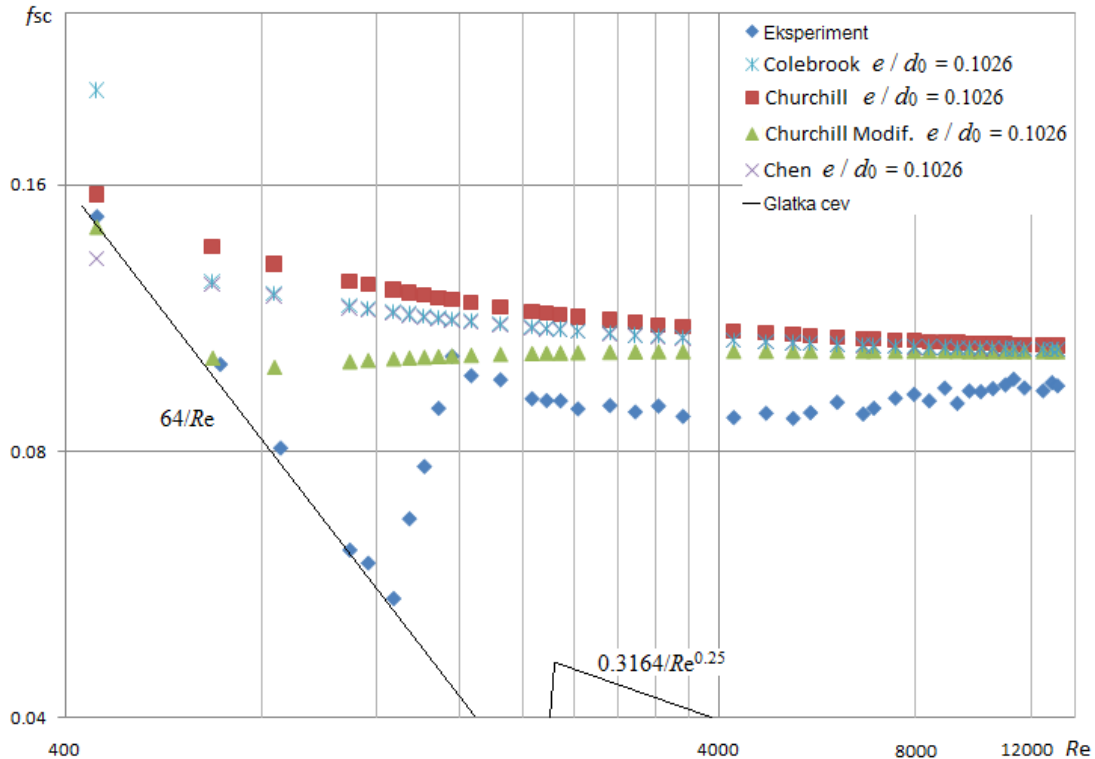
$$f = \frac{64}{Re} \quad (5.3)$$

Како би се проверила способност израза датих у литератури за срачунавање вредности коефицијента трења у храпавим цевима да корелишу добијене експерименталне податке, дат је графички приказ зависности коефицијента трења од Re броја за испитивану наборану цев (слика 5.1). Осим експериментално добијених вредности, приказане су и вредности које се добијају срачунавањем на основу имплицитне Colebrook-White-ове једначине (јед. (2.42)), као и вредности добијене на основу корелација датих у литератури, а које су применљиве за све режиме струјања (ламинарни, прелазни и турбулентни) и било коју вредност релативне храпавости (јед. (2.43) - (2.45)). Могућност примене

Colebrook-White-ове једначине је ограничена максималном вредношћу релативне храпавости, која износи 0.05, тако да је сврха приказа резултата добијених на основу ње једино поређење трендова вредности.

Претходно наведене корелације не успевају да корелишу експерименталне податке из овог истраживања. Ове корелације имају трендове вредности блиске Colebrook-White-овој једначини, и предвиђају веће вредности коефицијента трења у односу на експериментално добијене у свим режимима струјања, чак и у потпуно турбулентном режиму. Експериментални подаци (слика 5.1) показују да је вредност коефицијента трења у сагласности са Hagen-Poiseuille-овим законом до критичне вредности Re броја, затим нагло расте у критичној области, након чега благо опада у опсегу Re бројева који одговарају прелазном режиму струјања, да би коначно поново порасла до вредности која одговара потпуно турбулентном режиму струјања. Промена вредности коефицијента трења са појавом превојне тачке у прелазној области није карактеристичана за комерцијалне цеви које представљају модел неуниформне храпавости по Colebrook-у. С друге стране, експериментални подаци за наборану цев се слажу са вредносним трендовима Nikuradse-ових резултата за цеви са фабрикованом униформном храпавошћу. Промена тренда вредности коефицијента трења у прелазној области може се објаснити Prandtl-ловом теоријом граничног слоја, који наводи да увек постоји ламинарни гранични слој, који се тањи са порастом Re броја.

У критичној области струјања се издвајају турбулентно језгро и ламинарни гранични слој на зиду цеви. Елементи униформне храпавости, односно набори, остају унутар ламинарног граничног слоја и немају утицај на турбулентно струјање у главнини тока. Коефицијент трења у критичној области има растући тренд вредности близак одговарајућем код хидраулички глатких цеви. Даље повећање Re броја изазива тањење граничног слоја, због чега се јавља утицај набора, што се манифестује променом тренда вредности коефицијента трења, који више не одговара струјању у глаткој, већ у храпавој цеви. Дискусија о почетку утицаја храпавости зида на карактер струјања захтева разматрање транзиционих особина одређене храпаве површине, јер геометрија елемената храпавости има критичан утицај на наведену појаву.



Слика 5.1 Зависност коефицијента трења од Reynolds-овог броја за испитивану наборану цев

За испитивану наборану праву цев се карактеристичне области струјања дефинишу као (према слици 5.1): ламинарна за $Re < 1,300$; критична за $1,300 < Re < 1,600$; прелазна за $1,600 < Re < 4,000$ и турбулентна (храпава) за $Re > 4,000$. Да би се одредила еквивалентна неуниформна храпавост (equivalent sand-grain roughness) за испитивану наборану цев, експериментално добијене вредности коефицијента трења у потпуно турбулентном режиму струјања су замењене у једначину Kármán-a (добијена на основу експерименталних података Nikuradse-a) [178]:

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log \frac{e}{3.7d_0} \quad (5.4)$$

Средња вредност коефицијента трења у потпуно турбулентном режиму струјања износи $f = 0.0942$, на основу чега се срачунава еквивалентна релативна храпавост као $(e/d)_{\text{ekv}} = 0.0869$ (јед. 5.4). Експерименталне вредности коефицијента трења и Re броја су корелисане у карактеристичним режимима струјања и добијени су следећи изрази:

- ламинарна област $f_{\text{sc}} = \frac{64}{Re} \quad (5.5)$

- критична област $f_{sc} = 0.0045e^{0.002Re}$ (5.6)

- прелазна област $f_{sc} = 0.0942(6 \cdot 10^{-9} Re^2 - 6 \cdot 10^{-5} Re + 1.081)$ (5.7)

- турбулентна област $f_{sc} = 0.0942$ (5.8)

Наведена предвиђања су добијена методом најмањих квадрата и њихова максимална апсолутна одступања износе 7% у ламинарној, 4% у критичној, 5% у прелазној и 3% у турбулентној области.

5.1.2 Пад притиска и стабилност струјања у Архимедовој спирали са попречним наборима

Експериментално истраживање изотермског пада притиска при ламинарном, прелазном и турбулентном режиму струјања у Архимедовој спирали израђеној од цеви са попречним наборима заснива се на релевантним подацима о паду притиска добијених на основу 158 мерења у опсегу Re бројева 150-15,000. Експериментално истраживање неизотермског пада притиска заснива се на подацима мерења пада притиска добијених на основу 146 мерења у приближно истом опсегу Re бројева (за најмање вредности запреминског протока није било могуће одређивање пада притиска при неизотермским условима).

Приликом регресије експерименталних података узимане су у обзир промене вредности Re броја при неизотермским условима у односу на идентичне услове запреминског протока при изотермским условима, као последица зависности физичких особина флуида од температуре. За најмање вредности протока нису вршена мерења неизотермског пада притиска, како не би дошло до кључања транспортног флуида.

Шема експерименталне хидрауличне инсталације приказана је на слици 3.6, док су у табели 3.1 приказани геометријски параметри тестиране конфигурације. Експериментални поступак регулације протока радног флуида и мерења пада притиска већ су детаљно описани у поглављу 3.1. Као испитни флуиди коришћени су вода и мешавина пропилен гликола и воде (90% и 10% по запремини, респективно). Физичке особине воде су одређене на основу интерполационих полинома датих једначинама (4.17)

и (4.18), док су одговарајуће физичке особине мешавине пропилен гликола и воде дефинисане једначинама (4.21)-(4.23).

Употреба коефицијента трења у корелацијама је неприкладна, јер се струјање у спирали никада не може сматрати потпуно развијеним, а величина пада притиска по јединици дужине је променљива дуж аксијалне координате спирале. Очекивано је да је пад притиска по јединици дужине већи у унутрашњим него у спољашњим навојцима спирале. Карактеристично секундарно струјање у закривљеним струјним каналима омета мерење статичког притиска на закривљеним деоницама, што у случају спирале значи да је једино могуће мерити статички притисак на улазним и излазним правим деоницама.

Ali и Seshadri [85] су корелисали своје експерименталне податке за пад притиска узимајући у обзир утицај свих геометријских параметара Архимедове спирале (јед. (2.37) и (2.38)). Ове корелације су добијене за спирале израђене од хидраулички глатких цеви, и у складу са очекивањима, не успевају да репрезентују експерименталне податаке за наборану спиралу. Да би се корелисали експериментални подаци за пад притиска у попречно набораној Архимедовој спирали, геометријска група дата у јед. (2.37) и (2.38) на левој страни је задржана, док су вредности константи и изложилаца прилагођене разматраним случајевима. Зависност производа половине Euler-овог броја ($Eu = \Delta P / \rho V^2$) и геометријске групе од Re броја је приказана у дијаграму са логаритамским осама на слици 5.2.

Графички приказани експериментални подаци, без обзира да ли представљају изотермско струјање са улазом на максималном или минималном полупречнику спирале, имају изражен превој и могу се апроксимирати двама линијама које одговарају основним режимима струјања. Праве које најбоље апроксимирају наведене експерименталне податке добијене су методом најмањих квадрата:

- улаз на максималном полупречнику спирале

- ламинарни режим струјања
($Re < 2,100$):

$$\frac{\Delta P_{\text{sc}}}{2\rho V^2} \left[\frac{p_s d^{1/2}}{R_{\text{max}}^{3/4} (R_{\text{max}} - R_{\text{min}})^{3/4}} \right] = 58.11 \left(\frac{dV\rho}{\mu} \right)^{-0.64} \quad (5.9)$$

- турбулентни режим струјања
($2,100 < Re < 15,000$):

$$\frac{\Delta P_{\text{sc}}}{2\rho V^2} \left[\frac{p_s d^{1/2}}{R_{\text{max}}^{3/4} (R_{\text{max}} - R_{\text{min}})^{3/4}} \right] = 0.07 \left(\frac{dV\rho}{\mu} \right)^{0.241} \quad (5.10)$$

- улаз на минималном полупречнику спирале

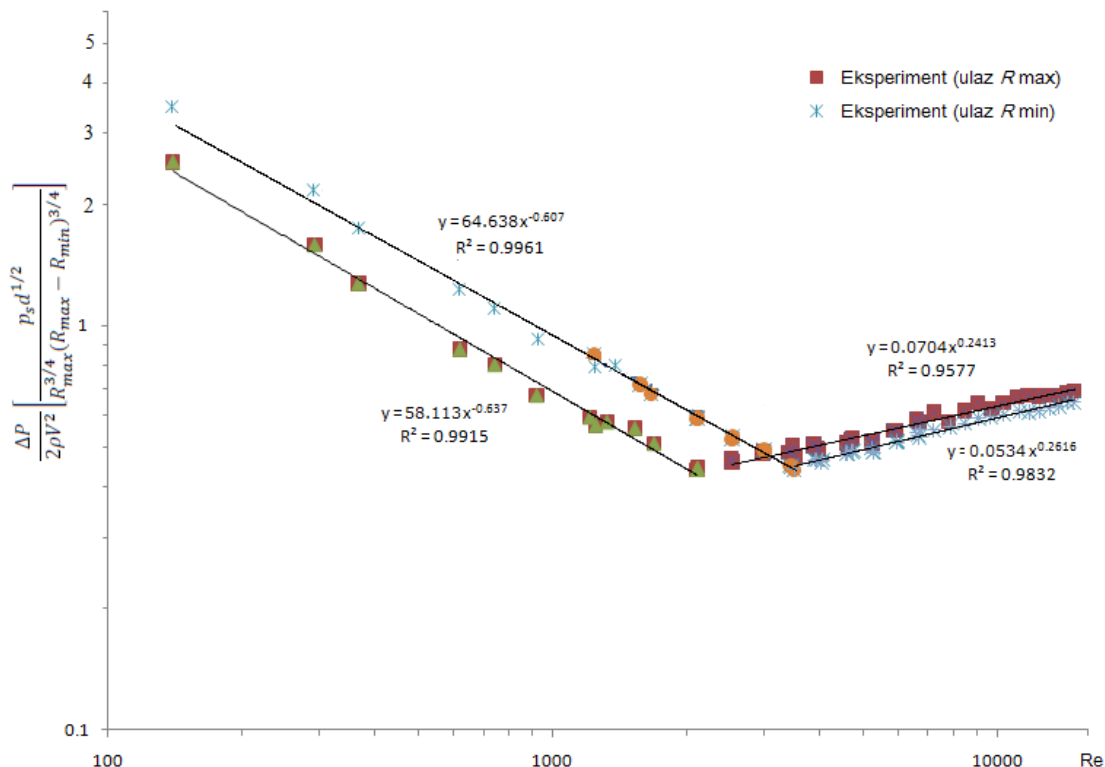
- ламинарни режим струјања
($Re < 3,500$):

$$\frac{\Delta P_{scc}}{2\rho V^2} \left[\frac{p_s d^{1/2}}{R_{max}^{3/4} (R_{max} - R_{min})^{3/4}} \right] = 64.64 \left(\frac{dV\rho}{\mu} \right)^{-0.61} \quad (5.11)$$

- турбулентни режим струјања
($3,500 < Re < 15,000$):

$$\frac{\Delta P_{scc}}{2\rho V^2} \left[\frac{p_s d^{1/2}}{R_{max}^{3/4} (R_{max} - R_{min})^{3/4}} \right] = 0.053 \left(\frac{dV\rho}{\mu} \right)^{0.262} \quad (5.12)$$

Максимално одступање корелација од експерименталних података је 7% при ламинарном режиму струјања и 5% при турбулентном режиму струјања.



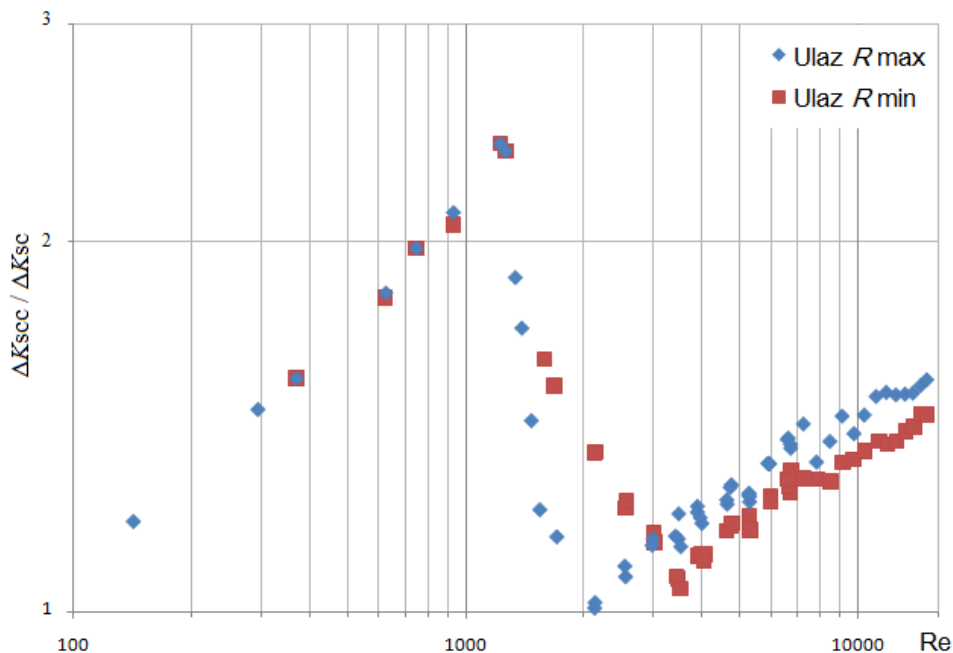
Слика 5.2 Уопштене корелације за изотермски пад притиска у попречно набраној Архимедовој спирали

5.1.2.1 Критеријум стабилности струјања

Критични Re бројеви у оба случаја могу се уочити на слици 5.2 као преломне тачке на корелационим правима. Очигледно је да критични Re бројеви нису функције само геометријских параметара спирале, већ такође зависе и од смера струјања флуида. Када флуид утиче у спиралу у спољашњем навојку (на максималном пречнику), почетни интензитет турбуленције који постоји у улазној правој деоници бива пригушен у унутрашњим навојцима са порастом интензитета секундарног струјања и дешава се само

један прелаз (ламинаризација). У другом случају, када флуид утиче у спиралу у унутрашњем навојку (на минималном пречнику), почетни интензитет турбуленције који постоји у улазној правој деоници бива пригушен (ламинаризација) у унутрашњим навојцима спирале (са најмањим пречницима), али са даљим слабљењем интензитета секундарног струјања у спољашњим навојцима спирале долази до повећања интензитета турбуленције и појаве још једног прелаза између режима струјања (турбулизација). Ово указује да транзиционе дужине при ламинаризацији и турбулизацији струјања нису једнаке, што се разликује од претходних тврдњи Ali-ја и Seshadri-ја [83], чија су запажања да смер струјања у спирали не утиче на вредности падова притиска.

Метод White-а [179] и Adler-а [180], оригинално осмишљен за закривљене цеви, коришћен је за одређивање вредности критичних Re бројева. Поступак се састоји од уцртавања зависности односа $\Delta P_{scc} / \Delta P_{sc}$ од Re , при чему су ΔP_{scc} и ΔP_{sc} падови притиска у набораној Архимедовој спирали и набораној правој цеви истих попречних пресека и истих дужина за исте вредности Re броја. У овом случају је зависност односа K_{scc} / K_{sc} од Re приказана графички (слика 5.3), при чему је коефицијент отпора за праву цев срачунат на основу јед (5.5)-(5.8).



Слика 5.3 Одређивање критичних Reynolds-ових бројева

Очигледно је да постоје два критична Re броја за одређену спиралу, један при коме се турбулентно струјање јавља само у спољашњим навојцима спирале са најмањом закривљеношћу (одговара првој превојној тачци на слици 5.3), и други, када инерцијалне силе надјачавају пригушујући утицај секундарног струјања чак и у унутрашњим навојцима са највећом закривљеношћу (одговара другој превојној тачци на слици 5.3). Дакле, прва превојна тачка одговара ламинарном струјању у целој спирали осим у малој области спољашњих навојака, док друга превојна тачка одговара условима када струјање постаје турбулентно у целој спирали.

Достизањем вредности првог критичног Re броја јавља се турбулентно струјање на максималном пречнику спирале, а са даљим повећањем Re броја долази до појаве турбулентног режима струјања дуж спирале. Први критични Re број у разматраној набораној Архимедовој спирали, без обзира да ли флуид утиче на максималном или минималном пречнику спирале, одговара вредности критичног Re броја у правој набораној цеви ($Re \approx 1,300$) и није условљен смером струјања. Корелације за одређивање вредности другог Re броја добијене су додавањем геометријских параметара набора (висине набора e и корака набора p_c) одговарајућим корелацијама Ali-ја и Seshadri-ја [83]:

- улаз флуида на максималном полупречнику

$$Re_{sc\ crit\ I} = Re_{sc\ crit} = 1300 \quad (5.13)$$

$$Re_{sc\ crit\ II} = Re_{sc\ crit} \left[0.184 + 1.15 \left(\frac{d}{R_{min}} \right)^{0.17} \left(\frac{p_s}{R_{min}} \right)^{0.1} \right] \left(\frac{p_c}{e} \right)^{0.33} \quad (5.14)$$

- улаз флуида на минималном полупречнику

$$Re_{sc\ crit\ I} = Re_{sc\ crit} = 1300 \quad (5.15)$$

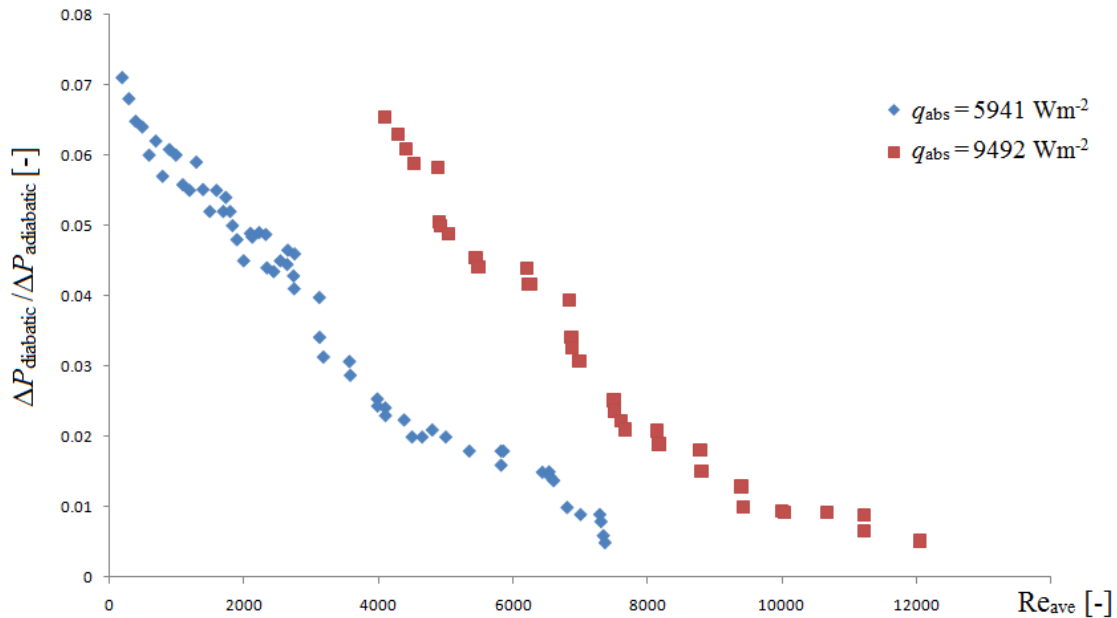
$$Re_{sc\ crit\ II} = Re_{sc\ crit} \left[0.3 + 1.88 \left(\frac{d}{R_{min}} \right)^{0.17} \left(\frac{p_s}{R_{min}} \right)^{0.1} \right] \left(\frac{p_c}{e} \right)^{0.35} \quad (5.16)$$

Корелациони изрази (5.13) - (5.16) важе за струјање у Архимедовој спирали са елементима храпавости на зиду цеви типа "d", карактерисаним вредношћу $e/p_s < 5$. У литератури нису пронађена истраживања са којима би добијени резултати могли да се пореде.

5.1.2.2 Неизотермски пад притиска

Претходна разматрања тичу се хидродинамичких карактеристика струјања у разматраној геометрији топлотног апсорбера при изотермским условима. У литератури су ретка истраживања утицаја неизотермских услова на вредности пада притиска у закривљеним цевима, као и у цевима карактерисаним високим вредностима релативне храпавости.

Утицај размене топлоте на пад притиска у спиралном набораном топлотном апсорберу приказана је на слици 5.4. Приказан је однос вредности падова притиска за неизотермске и изотермске услове, а у зависности од Re_{ave} броја ($Re_{ave}=(Re_{ulaz}+Re_{izlaz})/2$) и укупно апсорбованог флуksа топлотног зрачења осредњеног по изложеној површини апсорбера.



Слика 5.4 Утицај размене топлоте на пад притиска у спиралном набораном топлотном апсорберу

Пренос топлоте утиче на раст вредности пада притика у разматраној геометрији у свим режимима струјања. Уочава се да је утицај највећи у ламинарном режиму струјања за најмање вредности Re броја, као и да вредност односа $\Delta P_{diabatic} / \Delta P_{adiabatic}$ монотонно опада са порастом Re броја за исте вредности специфичног топлотног флуksа на зиду цеви. Са порастом вредности специфичног топлотног флуksа на зиду, расте и вредност пада притиска.

Раст вредности пада притиска објашњава се утицајем секундарног струјања насталог услед дејства узгонске силе, које мења брзинско поље, што са друге стране утиче на вредност смицајног напона на зиду цеви. Дејство узгонске силе доприноси интензивирању секундарног струјања у односу на изотермске услове струјања, када је секундарно струјање само под утицајем центрифугалне силе. Интензивирањем секундарног струјања расте удео кинетичке енергије који је усмерен у секундарно струјање, што за последицу има пораст губитака трења.

Са порастом вредности специфичног топлотног флукса на зиду и природна конвективна циркулација постаје интензивнија, што изазива додатне отпоре аксијалном струјању флуида. Последице, са порастом специфичног топлотног флукса расте и вредност коефицијента трења, односно пада притиска. За одређену вредност специфичног топлотног флукса на зиду може се одредити вредност Re броја чијим прекорачењем је струјање потпуно под утицајем центрифугалне силе и када се може сматрати да нема разлика између вредности пада притиска за изотермске и неизотермске услове.

Наведена запажања су у квалитативном смислу у сагласности са резултатима у литератури [181, 182], али квалитативно поређење изостаје због значајних разлика између разматраних геометрија и експерименталних услова.

5.1.3 Завршна разматрања

Примене закривљених струјних геометрија са зидовима високе релативне храпавости захтева експерименталну процену пада притиска. Тестирана права наборана цев, карактерисана кружним попречним наборима "d" типа, се у хидродинамичком смислу понаша исто као и глатка цев при малим вредностима Re броја. Набори утичу на рану појаву прелазног режима струјања, у конкретном случају за $Re \approx 1,300$. Расподела вредности коефицијента трења (у зависности од Re) у критичној и прелазној области струјања прати вредностне трендове резултата Nikuradse-а добијених за цеви са фабрикованом униформном храпавошћу, док у потпуно турбулентној области коефицијент трења асимптотски тежи константној вредности. Валидност добијених корелација може се гарантовати само за геометријски сличне цеви.

Мерења изотермских падова притиска показују да хидродинамичке карактеристике попречно наборане Архимедове спирале зависе од смера струјања. У ламинарном и прелазном режиму струјања јављају се већи падови притиска при

уструјавању флуида у спиралу на минималном пречнику, док при турбулентном режиму струјања важи супротно (јављају се већи падови притиска при уструјавању флуида у спиралу на максималном пречнику). Овакво понашање је вероватно последица утицаја инерцијалних сила на развијајуће сложено секундарно струјање у описаној геометрији. При турбулентном режиму струјања уочава се монотон раст вредности пада притиска са порастом Re броја.

Фактор утицаја закривљености $\Delta P_{sc} / \Delta P_{sc}$ указује да на вредност првог критичног Re броја не утиче смер струјања, као и да је његова вредност једнака вредности критичног Re броја у правој набораној цеви истих геометријских параметара набора, док вредност другог критичног Re броја зависи од смера струјања. Зависност вредности пада притиска од смера струјања у прелазној области указује да транзиционе дужине при турбулизацији и ламинаризацији струјања нису једнаке.

5.2 Прелаз топлоте у Архимедовој спирали са попречним наборима

На основу експерименталних тестова термо-струјних карактеристика спиралног набораног апсорбера топлотног зрачења, вршена је систематска студија термичких карактеристика наведеног размењивача топлоте. Представљени резултати заснивају се на експерименталним поступцима и термичкој анализи описаним у претходним поглављима. Нето вредности специфичног топлотног флука на некој локацији на спољашњој површини апсорбера срачунате су на основу дискретних вредности апсорбованог специфичног флука зрачења (прилог 2.) и једначина (4.5)-(4.8). Локални унутрашњи коефицијент прелаза топлоте и локални Nu број на некој аксијалној позицији z и обимној позицији θ су срачунати према већ описаном поступку на основу једначина (4.1), (4.2) и (4.11). Референтна температура флуида за срачунавање прелаза топлоте је локално осредњена температура флуида по попречном пресеку, која је дефинисана једначином (4.10). Локално осредњена температура флуида по попречном пресеку прецизно одређује просечну температуру флуида који струји и представља равнотежну температуру која се добија адијабатским мешањем флуида у неком попречном пресеку [183]. Физичке особине флуида потребне за срачунавање Re и Pr броја, као и локалних вредности Nu броја су одређене за локалне вредности температура.

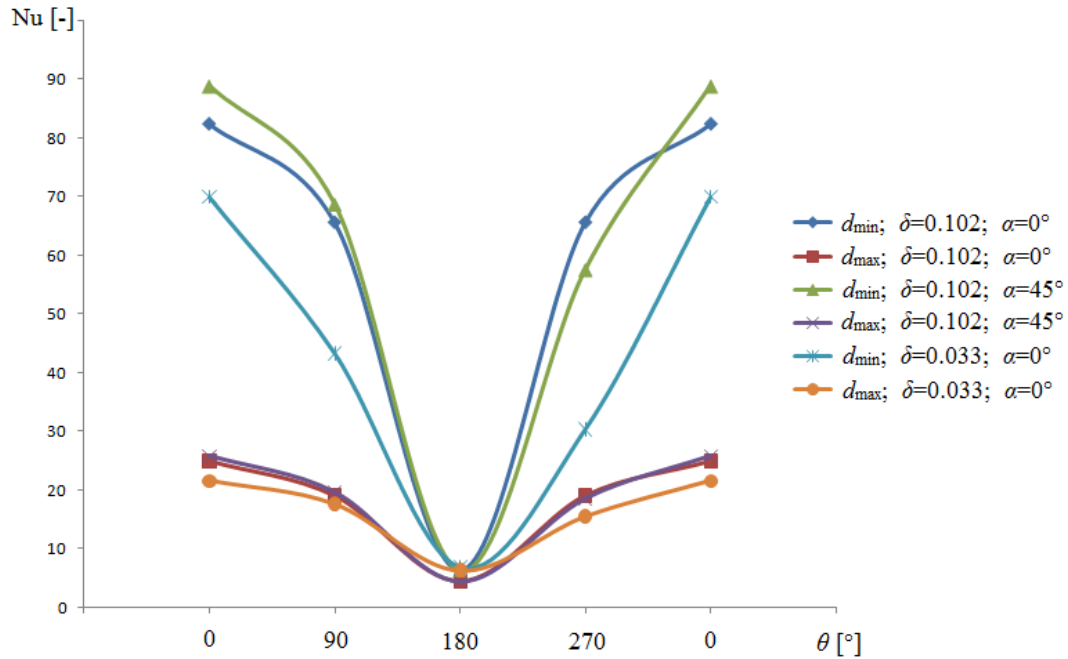
Приказани резултати засновани су на 146 потпуних серија мерења, чији су експериментални услови приказани у прилогу 3. Одређивање критеријума стабилности струјања и критичних Re бројева је претходно већ приказано. Експериментални услови појединих серија мерења у прелазном и турбулентном режиму струјања обухватају оба наведена режима струјања, што је последица великих промена физичких особина транспортних флуида са температуром. Експериментални подаци добијени на основу ових мерења нису коришћени при регресионој анализи, већ су коришћени само као контролне вредности за верификацију добијених корелационих зависности.

У циљу проширења експерименталног опсега, осим воде, коришћена је и мешавина пропилен гликола и воде (90% и 10% по запремини, респективно). Мешавина пропилен гликола и воде је коришћена као радни флуид у опсезима $Re \approx 56-1,734$ и $Pr \approx 36.4-255$, док је вода коришћена као радни флуид у опсезима $Re \approx 1,225-16,731$ и $Pr \approx 3.0-7.0$. Варирање вредности Pr броја радних флуида је у складу са опсегом температура који карактерише

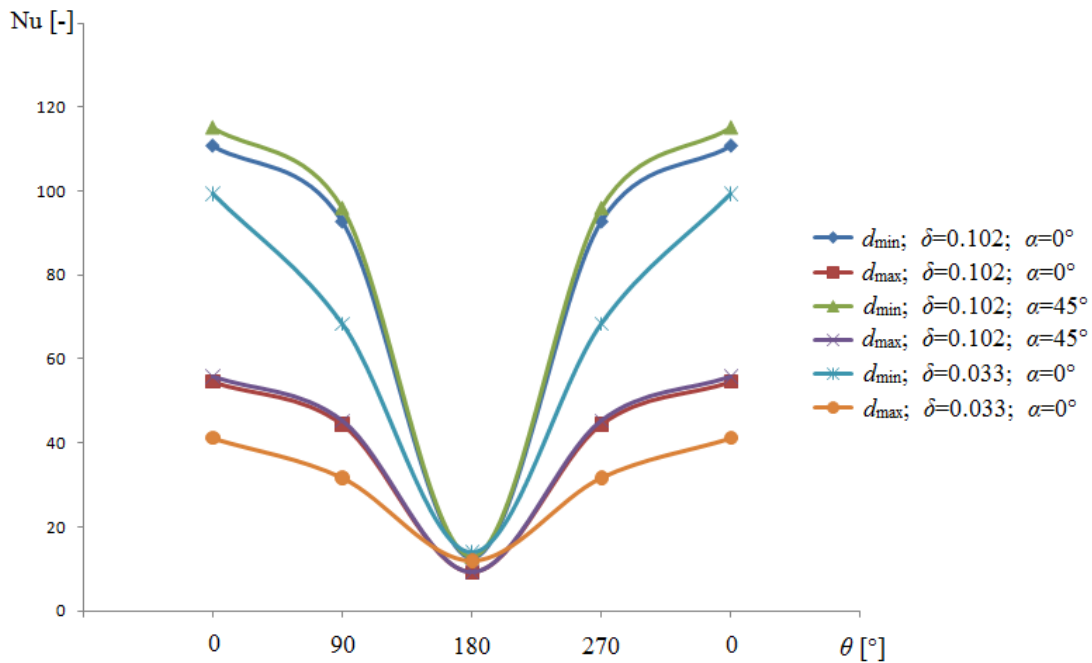
експерименталне услове. Изабрани опсези Re броја гарантују засебно постојање сва три режима струјања за све вредности закривљености δ , чија вредност варира у опсегу $\delta=0.023-0.186$ и одређена је конструктивним карактеристикама спиралног размењивача топлоте.

Локални унутрашњи коефицијент прелаза топлоте и локални Nu број су срачунати на претходно дефинисаним аксијалним и обимним позицијама (одељак 3.3.1, слике 3.12 и 3.13). На одређеним аксијалним локацијама су специфициране још четири обимне позиције: позиција А ($\theta=0^\circ$) одговара спољашњој области попречног пресека цеви (најдаље од осе спирале), позиција В ($\theta=90^\circ$) одговара области попречног пресека цеви која је директно изложена флуксу зрачења, позиција С ($\theta=180^\circ$) одговара унутрашњој области попречног пресека цеви (најближа осе спирале) и позиција D ($\theta=270^\circ$). С обзиром да је цев ребраста, у складу са наведеним распоредом мерних крајева термопарова по обиму цеви, срачунавани су локални унутрашњи коефицијент прелаза топлоте и локални Nu број како на основном, односно минималном пречнику цеви, тако и на врховима набора, односно на максималном пречнику цеви. Како би се најпрецизније одредиле вредности Nu броја осрењеног по обиму наборане цеви, позиције где се одређују локалне вредности Nu броја на минималном и максималном пречнику цеви се налазе на аксијалном растојању једнаком половини корака набора.

Варирање локалних вредности Nu броја по обиму цеви је приказано на сликама 5.5-5.9. Приказане вредности представљају карактеристичне експерименталне услове за ламинарни (слике 5.5 и 5.6), прелазни (слика 5.7) и турбулентни режим струјања (слике 5.8 и 5.9). Како би подаци били поредиви, одабране су две вредности закривљености: $\delta=0.033$ (пети навојак спирале) и $\delta=0.102$ (дванаести навојак спирале).



Слика 5.5 Обимна расподела локалних вредности Nu броја ($Re=560, Pr=62, Q_{abs}=1,188 \text{ W}$)



Слика 5.6 Обимна расподела локалних вредности Nu броја ($Re=1,160, Pr=60, Q_{abs}=1,188 \text{ W}$)

Расподела локалних вредности Nu броја на дефинисаним позицијама за услове који одговарају приближно средишњем делу опсега ламинарног режима струјања приказана је

на слици 5.5, док су одговарајуће вредности за услове на крају опсега ламинарног режима струјања приказане на слици 5.6. Уочавају се карактеристични обрасци вредности који не постоје у правим цевима и који су последица дејства центрифугалне силе изазване закривљеношћу цеви, односно постојања Dean-ових вртлога у попречном пресеку. Услед дејства центрифугалне силе, флуид у средишњој области закривљене цеви је потиснут ка спољашњем зиду цеви, што резултира максималним вредностима Nu броја у области спољашњег зида и његовим минималним вредностима у области унутрашњег зида.

Запажа се да је за мању вредност Re броја израженија разлика између максималних и минималних локалних вредности Nu броја на минималном пречнику (у корену набора). Ово се може објаснити постојањем и утицајем Dean-ових вртлога и при малим вредностима протока. Са друге стране, за већу вредност Re броја израженија је разлика на максималном пречнику (на врховима набора). Очигледно да интензивирањем основног струјања долази до интензивирања вртложног струјања и у самим наборима. Повећање закривљености δ резултира умереним повећањем максималне вредности аксијалне брзине и температуре у близини спољашњег зида, као и умереним смањењем вредности аксијалне брзине и температуре у близини унутрашњег зида. Ово доводи до интензивирања секундарног струјања, што има за последицу повећање вредности Nu броја осредњеног по обиму.

Однос екстрема локалних вредности Nu броја на минималном пречнику наборане цеви се смањује са порастом Re броја, што указује да интензитет основног струјања утиче не само на интензитет секундарног струјања, већ и на његов просторни карактер. Центри Dean-ових вртлога се удаљавају од централне раздеоно линије и повлаче ближе унутрашњем зиду са порастом вредности Re броја и закривљености δ , односно у општем случају са порастом вредности De броја. Вртложне структуре Dean-ових вртлога се не налазе у просторима набора, већ се у сваком од набора формира засебно рецикулационо струјање интеракцијом са струјањем у цеви ван простора набора, а посредством дејства силе вискозности. Због тога треба разликовати вртложно струјање у основном (минималном) пресеку наборане цеви, које је карактерисано постојањем Dean-ових вртложних ћелија, и рецикулационо струјање у самим наборима, које је последица наглог проширења струјног канала. Иако су оба ова секундарна струјања рецикулациона и вртложна, она се суштински разликују према механизмима који их изазивају и

локализацији. Вектори вртложности секундарног струјања у основном пресеку цеви и вектори вртложности секундарног струјања унутар набора су узајамно управни. Интензивирањем основног струјања долази до интензивирања вртложног струјања и у самим наборима, због чега расту разлике између максималних и минималних локалних вредности Nu броја на врховима набора. Вредност закривљености δ позитивно утиче на интензитет вртложног струјања унутар набора, што указује и на интензивирање интеракција између секундарних струјања у основном пресеку цеви и наборима. Са порастом закривљености δ долази до интензивирања секундарног струјања, што има за последицу повећање вредности Nu броја осредњеног по обиму.

Изражено варирања локалних вредности Nu броја по обиму указује на постојање израженог температурског градијент у области спољашњег зида основног профила цеви (у коренима набора) и несиметричног температурског поља у флуиду са израженом стратификацијом при мањим вредностима протока. Локалне обимне вредности Nu броја расту у смеру од унутрашњег ка спољашњем зиду, у складу са аналогijом преноса количине кретања и топлоте, услед чега се јавља температурска стратификација у флуиду у смеру од унутрашњег ка спољашњем зиду. Са порастом протока, температурско поље постепено добија симетрију због интензивирања секундарног вртложног струјања. Расподела локалних вредности Nu броја по обиму указује на изразито варирање дебљина хидродинамичког и термичког граничног слоја по обиму цеви (дебљине граничних слојева су највеће на унутрашњем зиду, док су на спољашњем зиду најмање).

У сличним теоријским разматрањима у литератури наводи се да је температурско поље у попречном пресеку закривљене цеви подељено на две независне области које одговарају контурама секундарних вртлога, као и да се минимума вредности температурског поља приближно поклапају са центрима Dean-ових вртложних ћелија. Постојање засебних области последица је транспорта топлијег флуида са зида кроз средишњи део попречног пресека цеви ка спољашњем зиду. С обзиром да је вредност топлотне дифузивности мешавине пропилен гликола и воде умерена, топлији флуид пролазећи кроз средишњи део попречног пресека се делимично хлади под утицајем хладнијег флуида који га окружује, али остаје топлији од околног флуида када допре у област близу спољашњег зида. У центрима двеју резултујућих хладних области јавља се рециркулационо секундарно струјање релативно мање брзине, тако да је у овим областима

дифузиони механизам преноса топлоте врло значајан при ламинарном режиму струјања. Са друге стране, узимајући у обзир природу вртложног струјања у самим наборима и специфичност расподеле специфичног топлотног флукса на зиду наборане цеви, реално је очекивати и значајно варирање температурског поља унутар набора.

Када је температура зида цеви већа од температуре флуида, узгонска сила доводи до појаве секундарног струјања вертикалне оријентације и појаве Morton-ових вртлога. Резултујуће секундарно струјање у загрејаној хоризонталној закривљеној цеви је нагнуто у односу на хоризонталну осу попречног пресека цеви. Интензитети центрифугалне и узгонске силе у општем случају нису истог реда величине, тако да, у зависности од задатих услова, преовладава утицај једне од сила. Узгонска сила у општем случају повећава интензитет преноса топлоте и утиче на расподелу локалних вредности Nu бројева променом локација максималних и минималних вредности.

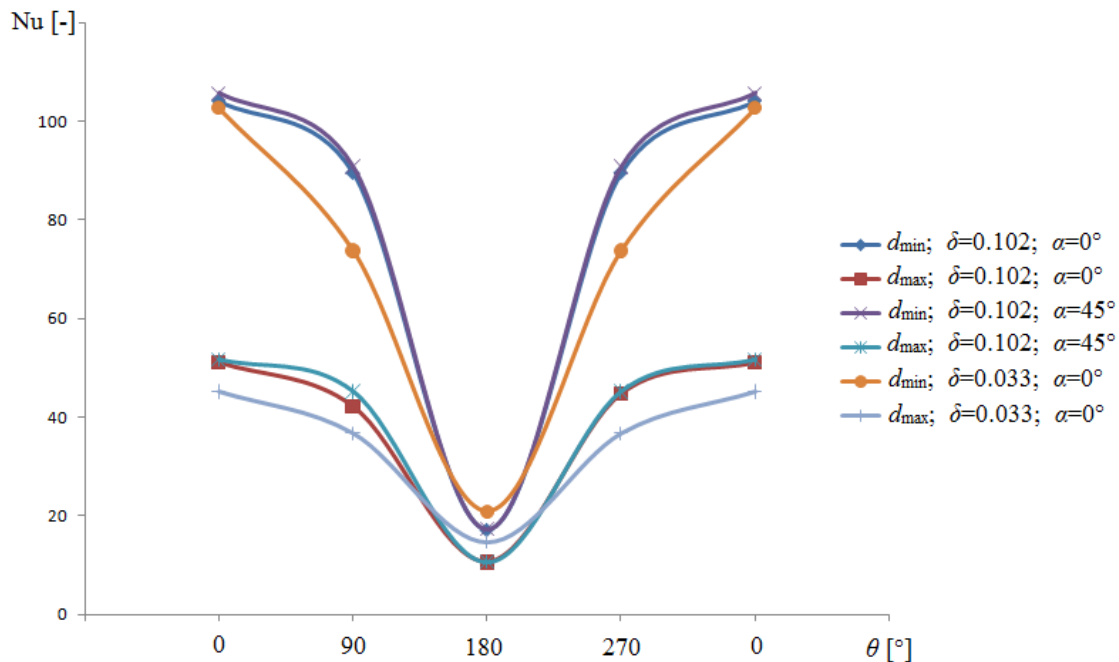
На слици 5.5 се јасно види да је утицај узгонске силе веома мали чак и при малим вредностима протока, што се огледа у симетричности профила расподеле Nu броја. За велике вредности закривљености δ профили струјања су симетрични, јер секундарно струјања проузроковано закривљењем цеви пригушује и одлаже формирање Morton-ових рециркулационих вртлога (у вертикалној равни), који су типични за феномен мешовите конвекције у хоризонталним цевима. Благи утицај узгонске силе и за веће вредности закривљености јавља се у случају када угао између осе спирале и правца дејства силе земљине теже износи 45° . Утицај узгонске силе се огледа у промени расподеле локалних вредности Nu броја по обиму цеви (делимична несиметричности профила локалних вредности Nu броја) и порастом максимума вредности, што је последица промене оријентације секундарних вртложних ћелија. Опште повећање вредности Nu броја није изражено, што јасно указује на постојање ограничених области утицаја узгонске силе где се у близини загрејаних зидова правац секундарног струјања поклапа са правцем деловања узгонске силе. Нешто већи утицај узгонске силе запажа се у пресеку карактерисаном мањом вредношћу закривљености δ . Овде је нешто израженија несиметрија профила локалних вредности Nu броја, што је последица слабљења секундарног струјања под утицајем центрифугалне силе, због чега је и утицај узгонске силе израженији.

Узрок релативно малог утицаја узгонске силе на струјање и прелаз топлоте су релативно високе вредности P_r броја мешавине пропилен гликола и воде и релативно мали

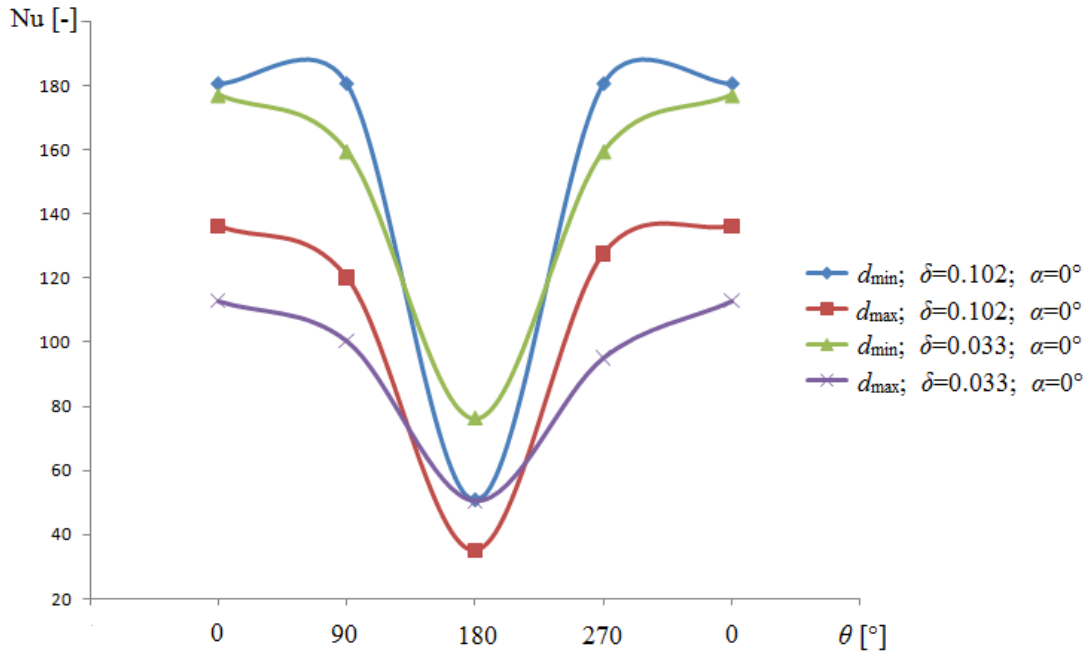
пречник цеви. Високе вредности Pr броја проузрокују тање температурске граничне слојеве и изражене ефекте вискозности, који утичу на смањење брзине. Очигледно је да се интензит секундарног струјања изазваног узгонском силом смањује са порастом вредности Pr броја флуида. Секундарно струјања проузроковано закривљењем цеви пригушује и одлаже формирање Morton-ових рециркулационих вртлога (у вертикалној равни), који су типични за феномен мешовите конвекције у хоризонталним цевима.

Повећањем протока долази до интензивирања секундарног струјања и повећања симетрије струјања (слика 5.6), што указује да утицај узгонске силе постаје занемарљив у поређењу са утицајем центрифугалне силе чак и у ламинарном режиму струјања за веће вредности Re броја.

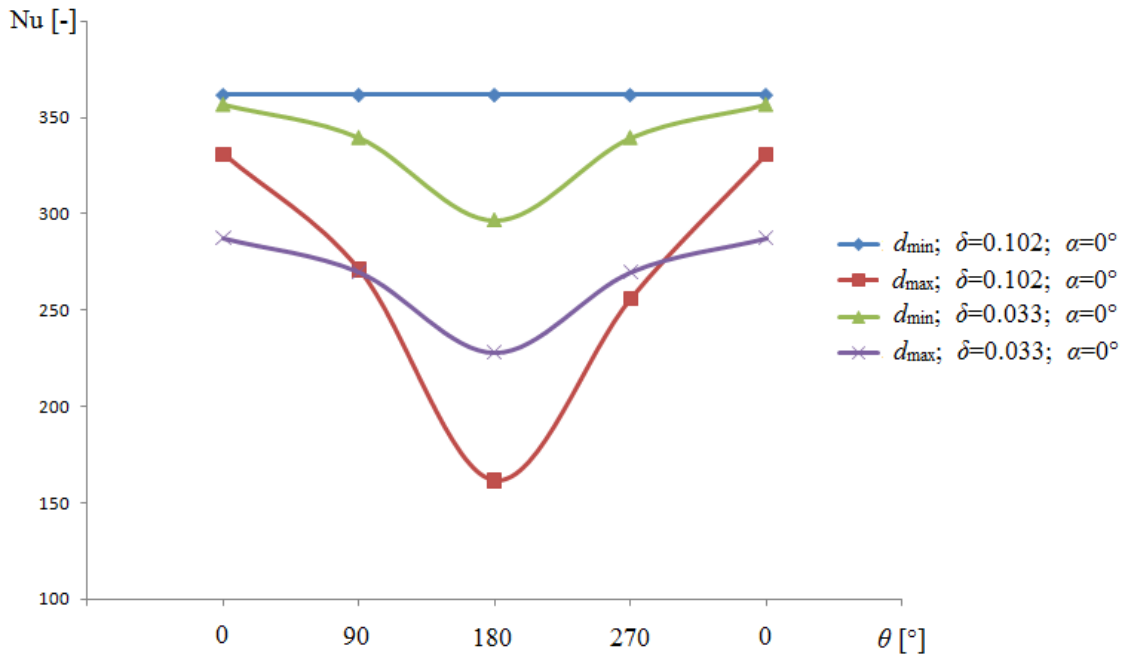
Расподела локалних вредности Nu броја на дефинисаним позицијама за услове који одговарају прелазном режиму струјања приказана је на слици 5.7, док су одговарајуће вредности за услове на почетку и крају испитног опсега турбулентног режима струјања приказане на сликама 5.8 и 5.9, респективно.



Слика 5.7 Обимна расподела локалних вредности Nu броја ($Re=1,890$, $Pr=4.2$, $Q_{abs}=1,188$ W)



Слика 5.8 Обимна расподела локалних вредности Nu броја ($Re = 3,644$, $Pr=5.2$, $Q_{abs}=1,898$ W)



Слика 5.9 Обимна расподела локалних вредности Nu броја ($Re = 15,860$, $Pr=6.4$, $Q_{abs}=1,898$ W)

Уочава се да повећање закривљености δ доводи до повећања обимно осредњених вредности Nu броја при свим режимима струјања. На основу поклапања профила

локалних вредности Nu броја за случајеве различитог нагиба осе спиралног размењивача топлоте у односу на правац дејства силе земљине теже закључује се да је утицај узгонске силе занемарљив већ у прелазном режиму струјања за експерименталне опсеге вредности специфичног топлотног флукса на зиду. И поред значајног смањења вредности Pr броја у односу на претходно разматране експерименталне услове у ламинарном режиму струјања, очигледно је да интензивирање секундарног струјања услед повећања Re броја пригушује настанак мешовите конвекције и да центрифугална сила има доминантан утицај на прелаз топлоте у прелазном режиму струјања. Ово наводи на закључак да се у прелазном и турбулентном режиму струјања једначине одржања количине кретања и енергије могу сматрати неспрегнутим.

Тренд промене локалних вредности Nu броја са порастом вредности Re броја запажен у ламинарном режиму струјања у општем случају се запажа и у прелазном и турбулентном режиму струјања. Са порастом вредности Re броја долази до интензивирања секундарног струјања, услед чега се смањују разлике између локалних екстрема вредности Nu броја по обиму цеви. Запажа се и да су вредности локалних максимума Nu броја (на спољашњем зиду) приближно једнаке за различите вредности закривљености δ у прелазном и турбулентном режиму струјања, али и да вредности Nu броја осредњеног по обиму ипак расту са порастом вредности закривљености δ .

У турбулентном режиму струјања, за релативно велике вредности Re броја и закривљености δ , профил локалних вредности Nu броја на основном (минималном) пречнику наборане цеви има изглед типичан за пренос топлоте у правим цевима (изравнавање профила) (слика 5.9). Закривљеност има стабилизујући ефекат на струјање у прелазном режиму, али у потпуно турбулентном режиму струјања утицај закривљености огледа се у интензивирању турбуленције, што се потврђује на основу утицаја закривљености δ на вредност Nu броја.

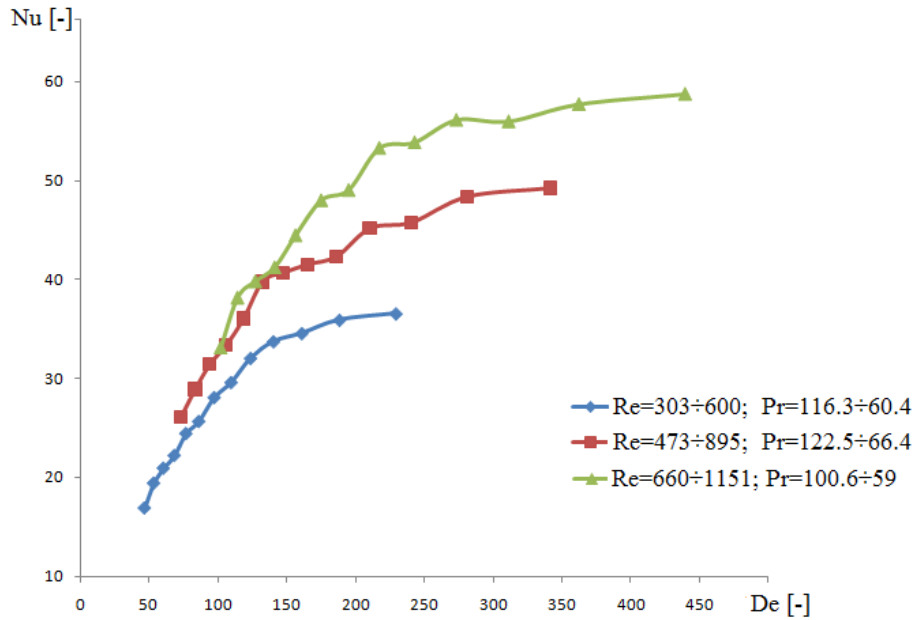
При потпуно турбулентном режиму струјања у закривљеној набораној цеви интензитети турбулентних флукуација су већи при већим вредностима закривљености δ . Униформност профила локалних вредности Nu броја по обиму цеви указује да је и струјање унутар самих набора изузетно турбулентно, као и да долази до снажних интеракција између токова у основном пресеку цеви и наборима, превасходно услед прилепљивања граничног слоја на зидове набора и откидања турбулентних вртложних

структура из простора набора у главнину тока. Теоријска разматрања у литератури наглашавају постојање врложних структура секундарног струјања и у турбулентном режиму струјања, али је очигледно да за разлику од ламинарног режима струјања, када оне имају доминантан утицај, у потпуно турбулентном режиму струјања доминантан утицај на пренос топлоте имају турбулентне структуре.

5.2.1 Расподела вредности Nu броја у аксијалном правцу

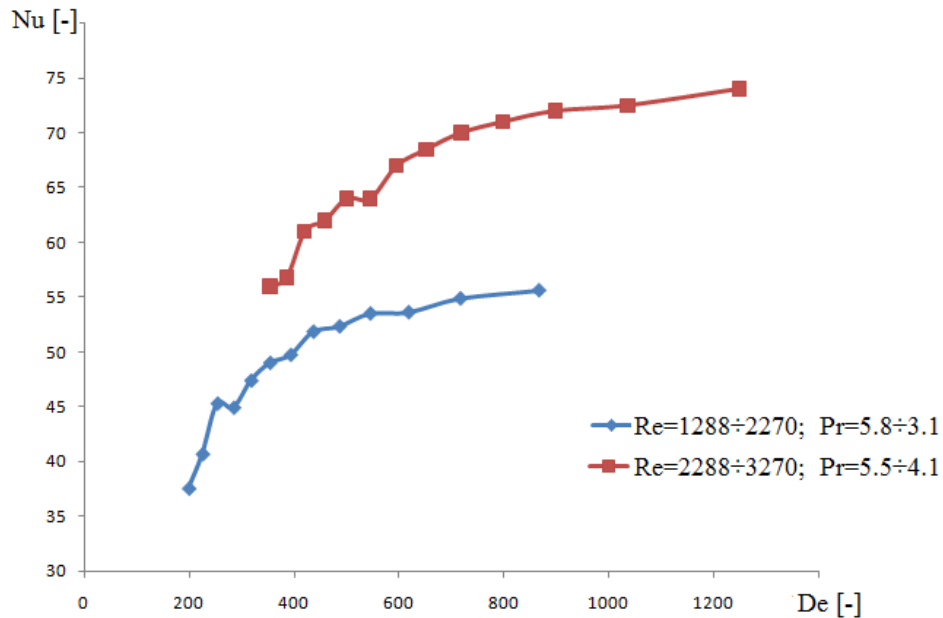
Расподеле обимно осредњених вредности Nu броја на дефинисаним аксијалним позицијама које одговарају средини сваког од навојака спирале приказане су на сликама 5.10-5.12. Обимно осредњене вредности Nu броја представљају просту аритметичку средину локалних експерименталних вредности на различитим обимним позицијама, како на минималном (у корену набора), тако и на максималном пречнику наборане цеви (на врху набора). Може се рећи да обимно осредњена вредности Nu броја на некој аксијалној позицији представљају средњу вредност Nu броја по обиму наборане цеви за дужину од једног набора на датој аксијалној позицији. На аксијалним позицијама где је доступна само једна експериментална вредност, тражене обимно осредњене вредности Nu броја су одређене интерполационим и екстраполационим поступком који детаљно узима у обзир струјне и геометријске карактеристике (видети регресиону анализу).

На слици 5.10 је приказана расподела вредности обимно осредњеног Nu броја дуж аксијалне координате за одабране експерименталне услове у целом опсегу ламинарног режима струјања. Профили вредности осредњеног Nu броја имају сталан тренд раста са повећањем вредности Re броја и закривљености δ . Промена вредности Re броја дуж аксијалне координате је последица загревања флуида и промене његових физичких особина (превасходно вредности кинематске вискозности). Интензивирањем основног струјања и порастом вредности закривљености δ долази до интензивирања секундарног вртложног струјања, које пресудно утиче на пренос топлоте. Профили вредности осредњеног Nu броја су релативно глатки и не запажа се знатно осциловање вредности, што указује да секундарно струјање у ламинарном режиму има стабилизујући утицај на конвективни механизам преноса топлоте. Релативно велике вредности Pr броја у приказаним случајевима додатно утичу на повећање стабилности струјања и прелаза топлоте.

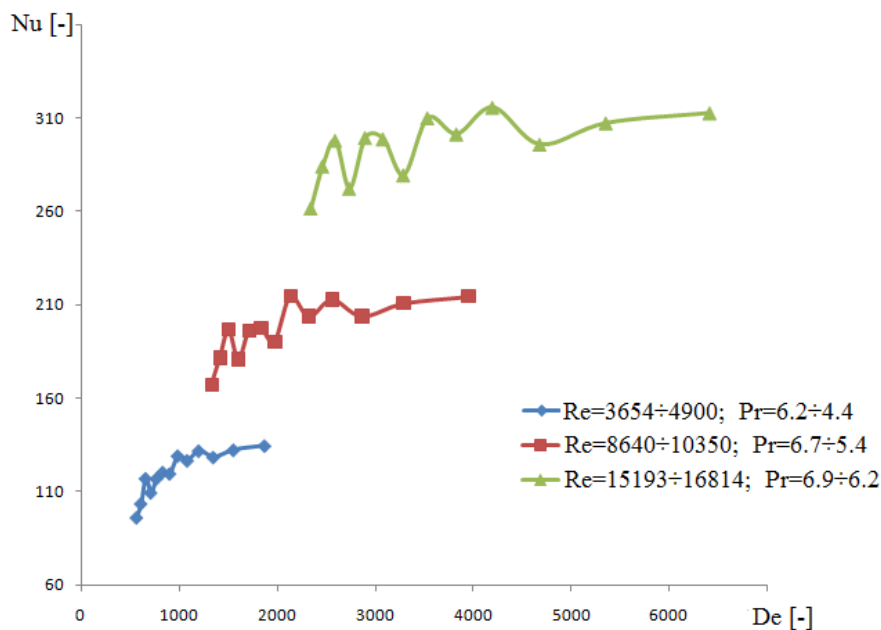


Слика 5.10 Зависност вредности обимно осредњеног Nu броја од вредности De броја - ламинарни режим струјања

Расподеле вредности обимно осредњеног Nu броја дуж аксијалне координате за одабране експерименталне услове у прелазном и турбулентном режиму струјања приказане су сликама 5.11 и 5.12.



Слика 5.11 Зависност вредности обимно осредњеног Nu броја од вредности De броја - прелазни режим струјања



Слика 5.12 Зависност вредности обимно осредњеног Nu броја од вредности De броја - турбулентни режим струјања

Општи је закључак да вредности осредњеног Nu броја расту са повећањем вредности Re броја и закривљености δ при свим режимима струјања, с тим да се са порастом Re броја смањује утицај закривљености δ на вредности Nu броја. Профили осредњеног Nu броја у прелазном режиму струјања (слика 5.11) су по вредностима и карактеру блискији одговарајућим профилима у ламинарном режиму струјања. У прелазном режиму струјања се не запажа значајно осциловање вредности, иако приказани профили представљају експерименталне услове карактерисане релативно малим вредностима Pr броја (вода).

У турбулентном режиму струјања јављају се значајна осциловања вредности обимно осредњеног Nu броја дуж аксијалне координате спиралног набораног топлотног апсорбера (слика 5.12). У општем случају, на основу посматрања различитих експерименталних услова, уочава се да амплитуда осциловања расте са порастом вредности Re броја и закривљености δ . Посматрањем појединачних профила вредности који одговарају одређеним експерименталним условима, уочава се да амплитуде осциловања опадају са порастом вредности Re броја и закривљености δ . Иако се струјање у набораној спиралној цеви никада не може сматрати потпуно развијеним, тренд опадајућих вредности амплитуда осциловања наводи на закључак да је у периодично

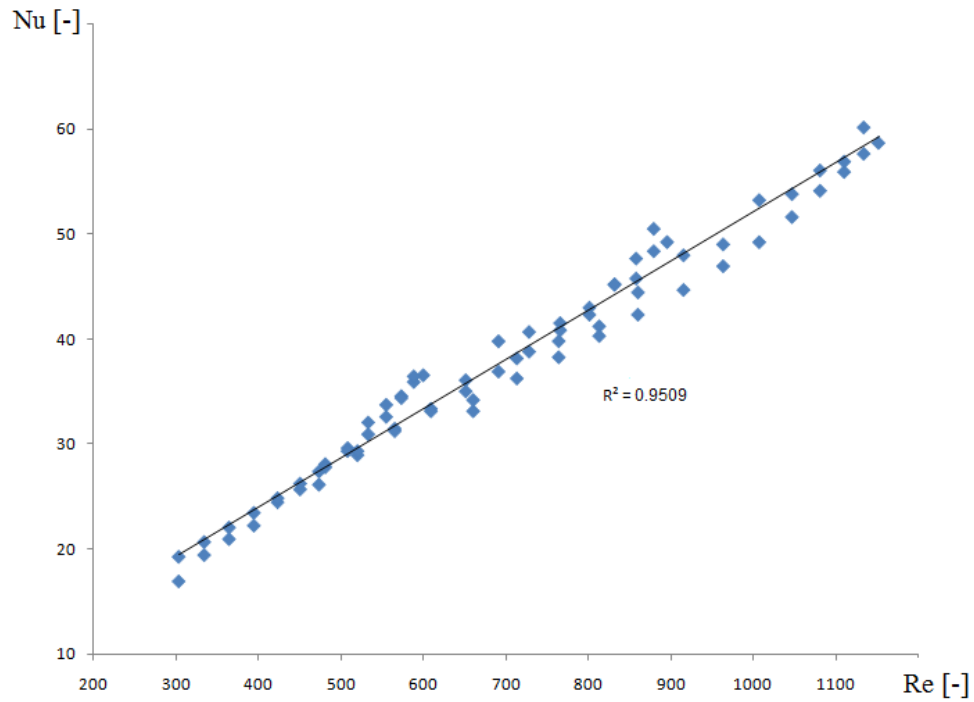
развијеној области струјања, каквом се може сматрати струјање у средишњем делу сваког од навојака спирале понаособ, средња вредност Nu броја константна (осредњена за релативно малу дужину цеви).

5.2.2 Регресиона анализа

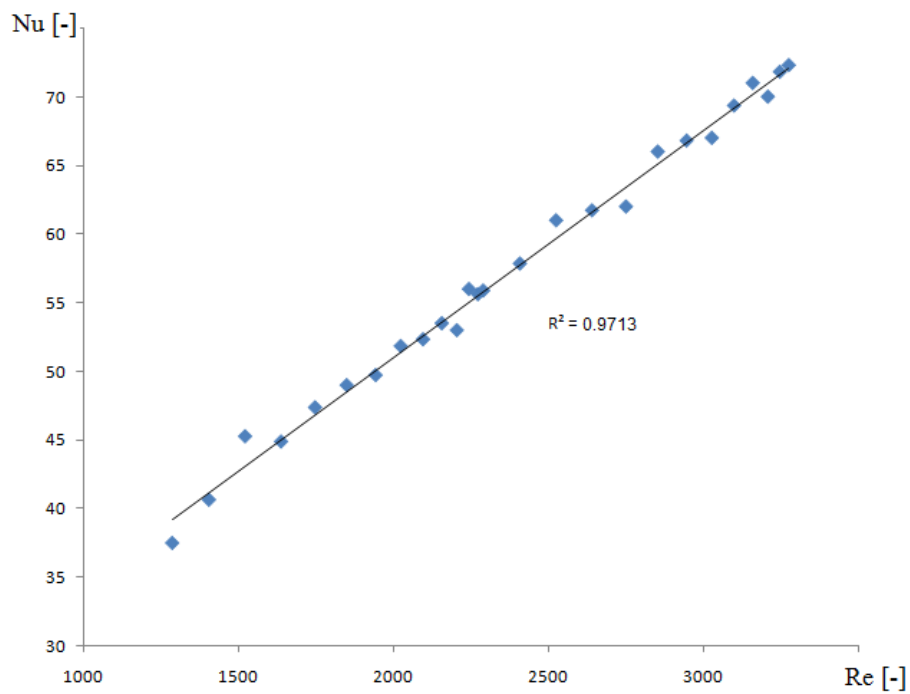
Корелационе зависности вредности обимно осредњеног Nu броја у свим режимима струјања добијене су вишеструком нелинеарном регресионом анализом, при чему су претпостављени прости експоненцијални модели. На сликама 5.13-5.15 дата су поређење експерименталних података и графика одговарајућих регресионих модела добијених минимизирањем средње-квадратног одступања вредности које предвиђа наведена корелациона зависност. Ради прегледности графичких приказа на сликама су дати ограничени скупови експерименталних вредности, који су одабрани тако да у потпуности репрезентују опсеге разматраних независних променљивих у карактеристичним режимима струјања. Велика база података утиче на смањење утицаја случајних грешака, чинећи статистички приступ врло поузданим. Добијене су уопштене корелационе зависности за прелаз топлоте применљиве у широком опсегу струјних, физичких и геометријских параметара. Изрази (5.17)-(5.19) представљају корелационе зависности вредности обимно осредњеног Nu броја у ламинарном, прелазном и турбулентном режиму струјања, респективно.

$$Nu = 0.556 Re^{0.61} Pr^{0.174} \delta^{0.164} \quad (5.17)$$

Корелација (5.17) важи за опсеге вредности $100 < Re < 1,200$, $40 < Pr < 190$ и $0.023 < \delta < 0.146$. Коефицијент одређености графика регресионог модела има вредност $R^2 = 0.95$, што гарантује висок степен предвиђања вредности разматране зависне променљиве, односно Nu броја, у ламинарном режиму струјања. На слици 5.13 се уочава релативно мало расипање вредности, као и да добијени израз (јед (5.17)) корелише експерименталне вредности са максималним одступањем мањим од 8%.



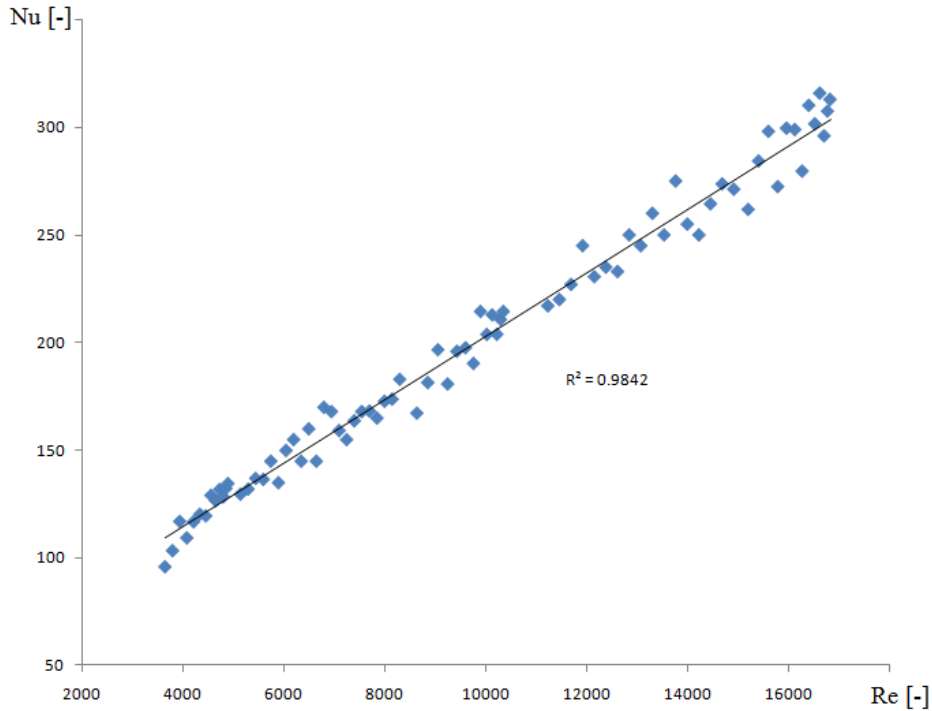
Слика 5.13 График регресионог модела - ламинарни режим струјања



Слика 5.14 График регресионог модела - прелазни режим струјања

$$\text{Nu} = 0.363 \text{Re}^{0.641} \text{Pr}^{0.3} \delta^{0.11} \quad (5.18)$$

Корелација (5.18) важи за опсеге вредности $1,250 < \text{Re} < 3,200$, $6 < \text{Pr} < 90$ и $0.023 < \delta < 0.146$.



Слика 5.15 График регресионог модела - турбулентни режим струјања

$$Nu = 0.289 Re^{0.654} Pr^{0.43} \delta^{0.07} \quad (5.19)$$

Корелација (5.19) важи за опсеге вредности $3,500 < Re < 15,000$, $4 < Pr < 7$ и $0.023 < \delta < 0.146$. На сликама 5.14 и 5.15 се уочава релативно мало расипање вредности, које расте са порастом вредности Re броја. Добијени изрази (јед. (5.18)-(5.19)) корелишу експерименталне вредности са максималним одступањем мањим од 7% у прелазном, односно 14% у турбулентном режиму струјања.

Коефицијенти одређености графика регресионог модела у прелазном и турбулентном режиму струјања имају вредности $R^2=0.97$ и $R^2=0.98$, респективно, што гарантује висок степен предвиђања вредности Nu броја и у овим режимима струјања. Поређењем вредности коефицијента одређености за различите режиме струјања, уочава се да је ниво превиђања најмањи у ламинарној области, а не у прелазној области, како би се очекивало. У пракси велики број размењивања топлоте раде у прелазном режиму струјања, чије је разматрање од посебног значаја у овом истраживању због неопходности примене транспортних флуида повишене вискозности. У општем случају прелазни режим струјања, без обзира на свој значај, још увек представља област у којој се доступне корелације за срачунавање вредности коефицијента трења и прелаза топлоте сматрају

непоузданим. Вредности обимно осредњеног Nu броја у прелазном режиму струјања врло мало осцилују, што указује да закривљеност има стабилизујући ефекат на струјање у прелазном режиму, без обзира на високе вредности релативне храпавости зида цеви. Ово је у сагласности са претходним запажањима о стабилности струјања у набораној спирали, где је уочено да прелазни режим струјања није праћен значајним флукуацијама вредности пада притиска, због чега је прелаз из ламинарног у турбулентни режим струјања релативно гладак са хидродинамичког становишта.

Тачност добијених корелационих зависности може се поредити са тачношћу корелационих израза у литератури за истраживања сличних процеса, чиме се оправдава употреба статистичке методе. Позитивне вредности изложилаца независних променљивих указују да оне директно утичу на вредност обимно осредњеног Nu броја. Релативно висока вредности изложиоца Re броја у ламинарном режиму струјања указује на доминантан утицај секундарног струјања на пренос топлоте. Вредност изложиоца Re броја у турбулентном режиму струјања је мања од вредности у правим цевима (0.8), што је у сагласности са истраживањима Ciofalo-a и Collins-a [184], који сматрају да вредност експонента за сложене геометрије где долази до одвајања и прилепљивања граничног слоја треба да буде мања од вредности код правих цеви. Вредности изложиоца закривљености δ се смањује са повећањем вредности Re броја, а његова релативно мала вредност у једначини (5.19) указује да секундарно струјање у турбулентном режиму има релативно мали утицај на пренос топлоте.

Током регресионе анализе је уочено да при константном запреминском протоку вредности Nu броја расту од улаза ка излазу, што је најочљивије у ламинарном режиму струјања када је транспортни флуид мешавина пропилен гликола и воде. Једноставна параметарска анализа је показала да је ово последица раста средње температуре флуида по попречном пресеку у смеру пораста аксијалне координате. Промена физичких особина испитних транспортних флуида са температуром има за последицу да је позитиван прираштај вредности Re броја са температуром већи од негативног прираштаја вредности Pr броја. Утицај описане појаве представља зависност вредности Nu броја од смера струјања. Међутим, разлике у расподелама вредности Nu броја дуж аксијалне координате за експерименталне услове када флуид уструјава на минималном и максималном пречнику

су релативно мале и није могуће приказати их коришћеним експоненцијалним моделом корелационих зависности.

Након добијања простих експоненцијалних зависности, разматрана је могућност формулисања фундаменталнијег модела применом аналогије преноса количине кретања и топлоте. Предност примена аналогија у односу на најчешће примењиване експоненцијалне зависности је њихова теоретска заснованост. Применом аналогија Reynolds-а и Petukhov-а, као и њихових модификација, на пренос топлоте у глатким правим цевима, коришћењем зависности између вредности коефицијента трења f и Nu броја, добијају се прецизнија предвиђања него коришћењем опште прихваћених експоненцијалних зависности Dittus-Boelter-а и Sieder-Tate-а. Piazza и Ciafalo [70] су разматрали процесе у глатким цевима константног радијуса закривљења и указали да је модификована Reynolds-ова аналогија преноса количине кретања и топлоте применљива у закривљеним цевима за осредњене вредности, али у случају локалних вредности валидност аналогије је само приближна (са порастом закривљености δ повећавају се и одступања). Профили брзинског и температурског поља у близини зида код закривљених цеви немају област логаритамске зависности, а вредност обимног угла има снажан утицај на интензитете смицајног напона на зиду и Nu броја.

Са друге стране, Bergles и Morton [185] су показали да се код површина са релативно високом вредношћу релативне храпавости не може формулисати јединствена зависност између коефицијента прелаза топлоте и коефицијента трења. У овом истраживању додатни проблем при покушају формулисања аналогије преноса количине кретања и топлоте је и формулисање и одређивање локалних вредности коефицијента трења у спирали због његове зависности од константно променљиве закривљености струјног канала. Срачунавањем нормализованих вредности коефицијента трења, добијених на основу експерименталног истраживања пада притиска у разматраном топлотном апсорберу, и њиховом заменом у аналогијама Petukhov-а и Gnielinski-ог добијене су вредности обимно осредњеног Nu броја са знатно већим одступањима у односу на предвиђања добијена простим експоненцијалним моделима. Ово наводи на закључак да се у цевима са променљивим радијусом закривљења карактерисаним високим вредностима релативне храпавости не може у општем случају применити аналогија преноса количине кретања и топлоте.

Утицај интензитета специфичног топлотног флуksа на пренос топлоте, односно вредност Nu броја, је врло тешко проценити за дате експерименталне услове. За вредности апсорбованог флуksа топлотног зрачења осредњеног по изложеној површини апсорбера од $5,941 \text{ Wm}^{-2}$ и $9,492 \text{ Wm}^{-2}$ јављају се врло мале разлике вредности обимно осредњеног Nu броја. Разлике ових вредности, иако се налазе унутар граница неизвесности експериментално одређених вредности Nu броја (прилог 2.), имају правилну тенденцију промене једино у ламинарном режиму струјања. Вредности обимно осредњеног Nu броја расту са порастом вредности специфичног топлотног флуksа на зиду, и то приближно 3% на почетку испитног опсега ($Re \approx 200$) и приближно 1% на крају ламинарног опсега струјања ($Re \approx 1,300$). На основу експерименталних података није могуће утврдити било какав утицај интензитета специфичног топлотног флуksа на вредност Nu броја у прелазном и турбулентном режиму струјања. Разлог томе је не само очигледно смањење утицаја интензитета специфичног топлотног флуksа на пренос топлоте са порастом Re броја, већ и осциловање вредности Nu броја са интензивирањем струјања. Може се закључити да порастом топлотног оптерећења на зиду разматране геометрије струјног канала расту вредности и пада притиска и прелаза топлоте, али да је интензивирање прелаза топлоте мање у поређењу са порастом пада притиска.

6. НУМЕРИЧКА АНАЛИЗА

Након анализе експерименталних резултата и одређивања термо-струјних карактеристика спиралног набораног апсорбера концентрисаног зрачења, вршено је систематско нумеричко истраживање струјних и термичких карактеристика разматраног размењивача топлоте.

Развој напредних рачунарских алата и методологија омогућава прецизне нумеричке симулације и параметарска истраживања струјања и преноса топлоте у сложеним геометријама. Основни циљ овог истраживања је синтеза што реалистичнијих нумеричких формулација које су у сагласности са комплексном природом вртложног секундарног струјања, као и оцена могућности тродимензионалних нумеричких модела да предвиђају монофазно струјање и пренос топлоте у закривљеним набораним цевима. Параметарски утицаји геометрије канала и струјних променљивих су још увек недовољно истражени и непотпуно објашњени, како у закривљеним цевима, тако и у цевима чији су зидови карактерисани високом вредношћу релативне хрпавости.

У овом нумеричком истраживању коришћени су различити модели турбуленције засновани на RANS (Reynolds-averaged Navier-Stokes) једначинама, а који се у основи разликују према начину одређивања Reynolds-ових напона. Различити модели турбуленције на различите начине моделирају додатне чланове како би систем транспортних једначина могао да се затвори у математичком смислу. Двоједначински модели користе Boussinesq-ову апроксимацију за Reynolds-ове напоне и решавају се транспортне једначине за кинетичку енергију турбуленције и дисипацију кинетичке енергије турбуленције, док RSM (Reynolds Stress Model) представља модел другог реда и решава директно транспортне једначине за Reynolds-ове напоне.

Турбулентни гранични слој на зиду може се у општем случају поделити на три подслоја - унутрашњи вискозни подслој у коме при преносу количине кретања и топлоте доминантан утицај има молекуларна вискозност, спољашњи потпуно турбулентни слој у коме турбуленција има доминантан утицај и међуслој (buffer layer) у коме су утицаји молекуларне вискозности и турбуленције подједнако важни. За моделирање у области непосредно до зида користе се тзв. Low-Reynolds-number турбулентни модели како би се урачунао утицај вискозног пригушења у близини зида. Да би се прецизно срачунали

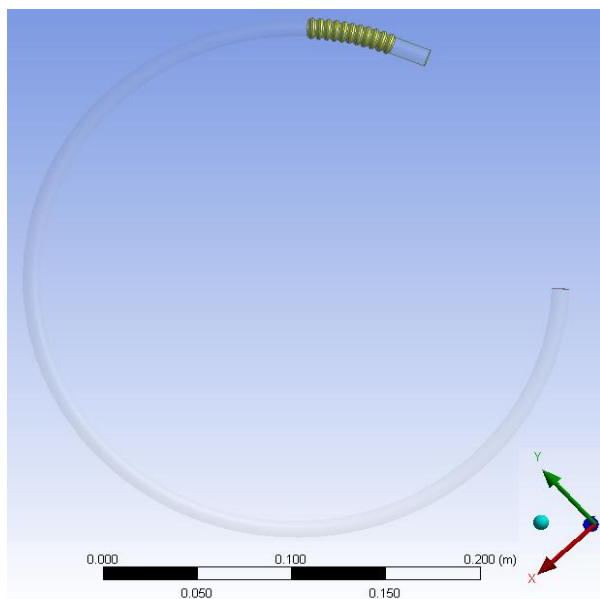
изражени градијенти брзине и температуре у близини зида, потребно је да се први слој ћелија нумеричке мреже у потпуности налази унутар вискозног подслоја, што подразумева вредност бездимензијске удаљености од зида $y^+ < 3$. У циљу бољег предвиђања потпуно турбулентног струјања ван области утицаја вискозности, најчешће се користе двослојни модели који представља комбинацију два различита модела турбуленције. Турбулентни модел погодан за моделирање струјања при великим вредностима Re броја се примењује у потпуно турбулентној области, док се модел погодан за моделирање струјања при малим вредностима Re броја примењује у области близу зида. Развијене су одговарајуће стратегије за постепен прелаз између ових различитих области и њихово повезивање. Како би се олакшала конвергенција уводи се фактор мешања, чија је улога усклађивање вредности турбулентне вискозности добијених на граници између две наведене области.

Коришћење хидродинамичких зидних функција (семи-емпиријско моделирање брзинског поља у близини зида) се не препоручује у случајевима када су ефекти релативно малих вредности Re броја присутни у струјном домену, као и у присуству изражененог утицаја запреминских сила (центрифугална и узгонска сила). Стандардне зидне функције нису применљиве за прецизно одређивање вредности коефицијента прелаза топлоте у случајевима када долази до одвајања граничног слоја [186], што је случај у овом истраживању. У нумеричким симулацијама неопходно је узети у обзир зависност физичких особина транспортних флуида од температуре, посебно у случају мешавине пропилен гликола и воде, јер је промена физичких особина мешавине у посматраном опсегу температура много већа него код воде (посебно кинематска вискозност и специфичан топлотни капацитет).

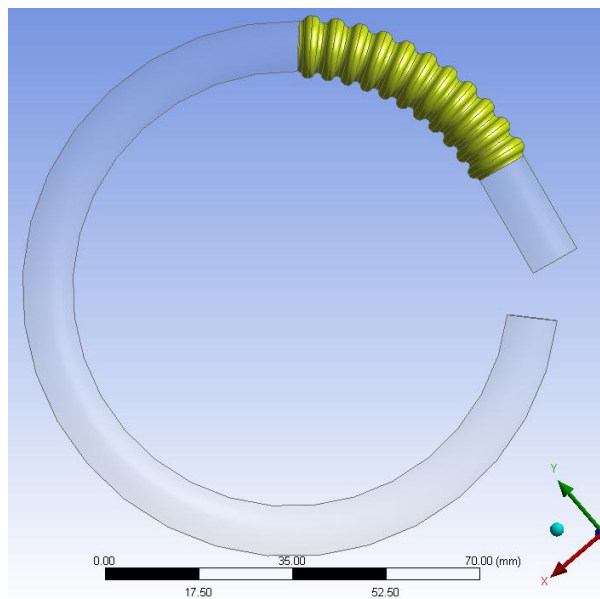
6.1 Геометријски модели

Због ограничења рачунарских ресурса и специфичности реалног геометријског модела, тродимензионални нумерички домен не садржи целу наборану спиралу, већ само њене мање карактеристичне сегменте, чије дужине су једнака дужини једанаест корака набора. Ови сегменти се карактеришу различитим вредностима закривљености δ и представљају геометријске параметре сваког од тринаест навојака спирале. Илустрације ради, на сликама 6.1 и 6.2 су приказани геометријски модели 5-тог и 12-тог навојка спирале, респективно. Осим сегманата наборане спирале, сваки од разматраних

геометријских модела садржу улазну и излазну деоницу. Улазне деонице представљају глатке цеви унутрашњег пречника једнаког минималном унутрашњем пречнику набораног сегмента и имају радијусе закривљења једнаке радијусима закривљења одговарајућих набораних сегмената. Све улазне деонице се карактеришу углом закривљења већим од 270° (осим за случајеве навојака спирале најмањих пречника), што гарантује развијене профиле брзина на улазу у оребрене сегменте за разматране услове струјања. Излазне деонице су релативно кратки прави сегменти глатке цеви, који се додају ради правилног дефинисања граничних услова на излазу из нумеричког домена, а у циљу спречавања простирања евентуалне грешке са излазне границе унутар нумеричког домена (што ће бити детаљно објашњено у даљем тексту). Функција улазне деонице је обезбеђивање развијеног хидродинамичког струјања на улазу у наборану цев, док је функција излазне деонице обезбеђивање струјање без поремећаја на излазу из наборане цеви.



Слика 6.1 Геометријски модел 5-ог навојка спирале ($\delta=0.033$)



Слика 6.2 Геометријски модел 12-тог навојка спирале ($\delta=0.102$)

Дужина цеви коришћене у нумеричкој симулацији је мала у поређењем са дужином реалног модела апсорбера. Ово поједостављење је могуће јер се синусоидни профили набора понављају у правцу основног струјања. Брзинско поље струјања се мења у зависности од геометријски понављајуће структуре наборане цеви, али се може претпоставити постојање хидродинамички потпуно развијеног струјања уколико су

понављајући брзински профили индентични. Са друге стране, температура се мења дуж аксијалне координате, али се може сматрати да је облик расподеле температуре исти дуж релативно кратких деоница. На основу претходног, нумеричка анализа може се поједноставити ограничењем геометријског домена на већи број мањих сегментата који репрезентују карактеристичну геометрију.

6.2 Формулација математичког модела

Симулације физичких система нужно укључују поједностављења увођењем идеализованих апстракција у виду модела који имају за циљ предвиђање понашања система. При моделирању транспортних процеса флуида, основна претпоставка је да су маса, количина кретања и енергија конзервабилне величине. Хипотеза континуума претпоставља да је интензитет молекулских интеракција у флуиду довољан да се флукуације физичких особина флуида могу опистати континуалним пољима [187, 188]. Флуид се сматра континуумом и математички искази важе за макроскопске дужине, при чему се молекулске скале и кретања могу занемарити [189]. На основу ових претпоставки, формулише се систем једначина који моделира кретање и промену унутрашње енергије транспортног флуида. Даље претпоставке о природи флуида уводе концепт некомп्रेसибилног флуида као флуида у коме варирање вредности притисака нема значајан утицај на густину.

У овом поглављу су дате транспортне једначине које морају бити решене како би се описало брзинско и температурско поље унутар спиралног набораног размењивача топлоте. Физички проблем се описује стационарним тродимензионалним ламинарним, транзиционим или турбулентним режимом струјања. Транспортне једначине су формулисане у конзервативном облику у Картезијанском координатном систему, јер примењени CFD (Computational Fluid Dynamics) солвер ANSYS Fluent 15 користи Картезијански координатни систем за формулисање једначина одржања свих векторских и скаларних величина.

Једначине одржања масе и количине кретања, односно Navier-Stokes-ове једначине добијене Reynolds-овим осредњавањем, за стационарне услове могу се записати у Картезијанском тензорском облику као [167]:

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = \rho g_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j}(-\rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (6.2)$$

Наведене једначине имају исту општу форму као и Navier-Stokesove-ове једначине које важе за тренутне вредности, с тим што су брзине и остале променљиве сада представљене временски осредњеним вредностима. Додатни чланови који се јављају представљају Reynolds-ове напоне $-\rho \overline{u'_i u'_j}$, који морају бити моделирани како би се решила једначина (6.2). Узгонска сила проузрокована температурским разликама у флуиду је укључена у модел тако што је густина у једначини за количину кретања формулисана као зависна променљива од температуре. Полиномска зависност густине од температуре (јед. (4.17) и (4.21)) је кључна за адекватну интерпретацију струјања при великим вредностима топлотних флуксева на зиду.

Енергетска једначина повезује расподелу температуре са конвективним и дифузионим члановима према општом закону о конзервацији поља. Према првом закону термодинамике, енергетском једначином за елементарне контролне запремине билансирају се конвективни и кондуктивни топлотни флуксеви и интензитет дисипације. У софтверском пакету Fluent је за сваки од понуђених модела турбуленције посебно формулисана енергетска једначина.

Током истраживања су тестирани RANS модели турбуленције различите сложености како би се проценила њихова способност предвиђања термо-струјних процеса у разматраној сложеној геометрији. Тестирани су двоједначински модели (Realizable $k-\varepsilon$ и SST $k-\omega$ модел) и модел другог реда RSM који решава директно транспортне једначине за Reynolds-ове напоне. Двоједначински модели користе Boussinesq-ову апроксимацију за Reynolds-ове напоне и решавају транспортне једначине за кинетичку енергију турбуленције k и дисипацију кинетичке енергије турбуленције ε , односно брзину дисипације кинетичке енергије турбуленције ω .

Realizable $k-\varepsilon$ ("Остварљив $k-\varepsilon$ ") представља најновији $k-\varepsilon$ модел са значајним побољшањима у односу на стандардни $k-\varepsilon$ модел у случајевима када постоји закривљење струјница, вртложење, одвајање тока и секундарно струјање [167]. SST $k-\omega$ модел (Shear Stress Transport $k-\omega$ или "Транспорт смицајног напона $k-\omega$ ") представља комбинацију $k-\omega$

модела у области граничног слоја и $k-\varepsilon$ модела у области ван утицаја граничног слоја, са мешачком функцијом која успоставља конекцију између ова два модела. У односу на стандардни $k-\omega$ модел, разликује се и по модификованој формулацији турбулентне вискозности у циљу срачунавања утицаја транспорта турбулентног смицајног напона [167]. SST $k-\omega$ модел Menter-а [190] је формулисан да решава експлицитно вискозни подслој, због чега захтева врло фину нумеричку мрежу у близини зида, при чему је потребно да се центроиди запреминских елемената првог слоја који налаже на зид налазе на бездимензијском растојању $y^+ \leq 1$. Модел је оригинално формулисан за прецизно предвиђање одвајања граничног слоја под утицајем позитивног градијента притиска, али се користи за моделирање разноврсних турбулентних струјања.

RSM (Reynolds Stress Model или "Модел Reynolds-ових напона") је најдетљнији од свих RANS модела турбуленције. Модел се не заснива на хипотези изотропности турбулентне вискозности, већ се затварање модела Navier-Stokes-ових једначина добијених Reynolds-овим осредњавањем врши решавањем транспортних једначина за Reynolds-ове напоне и дисипацију кинетичке енергије турбуленције ε , што подразумева решавање седам додатних транспортних једначина у случају тродимензионалног струјања. С обзиром да RSM предвиђа утицаје закривљења струјница, вртложења и наглих промена брзина деформација на ригорознији начин у поређењу са двоједначинским моделима, поседује потенцијал прецизнијег предвиђања комплексних струјања [167].

У даљем тексту биће изложени детаљи RSM турбуленције, док детаље двоједначинских модела није могуће навести овде због ограничења обима излагања. Егзактне формулација ових модела (Realizable $k-\varepsilon$ и SST $k-\omega$) и вредности константи дате су у литератури [167, 168].

6.2.1 Модел Reynolds-ових напона (RSM)

Транспортне једначине Reynolds-ових напона у RSM моделу за стационарне услове имају следећи облик [167]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_k \overline{u'_i u'_j}) = & - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{\rho u'_i u'_j u'_k} + p' (\delta_{kj} u'_i + \delta_{ik} u'_j) \right] + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u'_i u'_j} \right] \\ & - \rho \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) - \rho \beta (g_i \overline{u'_j \theta} + g_j \overline{u'_i \theta}) + p' \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) - 2\mu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}} \\ & - 2\rho \Omega_k (\overline{u'_j u'_m \varepsilon_{ikm}} + \overline{u'_i u'_m \varepsilon_{jkm}}) + S_{user} \end{aligned} \quad (6.3)$$

Чланови у транспортним једначинама који не захтевају моделирање су:

- конвективна промена турбулентних напона C_{ij} (члан са леве стране једнакости),
- транспорт турбулентних напона услед молекуларне дифузије $D_{L,ij}$ (други члан са десне стране једнакости)
- генерисање турбулентних напона услед деформисања главног тока P_{ij} (трећи члан са десне стране једнакости)
- генерисање турбулентних напона услед ротације система F_{ij} (седми члан са десне стране једнакости) - у разматраном случају овај члан је једнак нули.

Чланови у једначини (6.3) које је потребно моделирати су приказани табеларно (табела 6.1) у свом коначном облику како су формулисани у софтверском пакету Fluent 15 [167] за примењени Linear Pressure-Strain RSM (Low-Re Modification).

Транспортна једначина за кинетичку енергију турбуленције k дата је изразом (решава се у циљу одређивања граничних услова за Reynolds-ове напоне):

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{2} (P_{ii} + G_{ii}) - \rho \varepsilon (1 + 2M_t^2) + S_k \quad (6.4)$$

Транспортна једначина за дисипацију кинетичке енергије турбуленције ε дата је изразом:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] C_{\varepsilon 1} \frac{1}{2} [P_{ii} + C_{\varepsilon 3} G_{ii}] \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (6.5)$$

где је $\sigma_\varepsilon = 1$, $C_{\varepsilon 1} = 1.44$, $C_{\varepsilon 2} = 1.92$ и $C_{3\varepsilon} = \tanh \left| \frac{v}{u} \right|$.

Турбулентни транспорт топлоте је моделиран на основу Reynolds-ове аналогије са турбулентним транспортом количине кретања:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} [u_i (\rho E + p)] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(k + \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} + u_i (\tau_{ij})_{\text{eff}} \right] + S_h \quad (6.6)$$

где је E укупна енергија, а $(\tau_{ij})_{\text{eff}}$ је тензор девијаторског напона (представља вискозно загревање):

$$(\tau_{ij})_{\text{eff}} = \mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \mu_{\text{eff}} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (6.7)$$

Табела 6.1 Чланови транспортне једначине Reynolds-ових напона које је потребно моделирати [167]

<p>Турбулентна брзинска дифузија $D_{T,ij}$ [189] - први члан са десне стране једнакости</p>	$D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right)$	$\sigma_k = 0.82, \mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}; C_\mu = 0.09$
<p>Редистрибуција међу појединим компонентама турбулентног напона услед дејства флукутирајућег притиска ϕ_{ij} - пети члан са десне стране једнакости</p>	$\phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij,w}$ $\phi_{ij,1} \equiv -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left[\overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right]$ $\phi_{ij,2} \equiv -C_2 \left[(P_{ij} + F_{ij} + 5/6 G_{ij} - C_{ij}) - \frac{2}{3} \delta_{ij} (P + 5/6 G - C) \right]$ $\phi_{ij,w} \equiv C_1' \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u'_k u'_m n_k n_m} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u'_i u'_k n_j n_k} - \frac{3}{2} \overline{u'_j u'_k n_i n_k} \right) \frac{C_\mu k^{3/2}}{\varepsilon d}$ $+ C_2' \left(\phi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \phi_{ik,2} n_j n_k - \frac{3}{2} \phi_{jk,2} n_i n_k \right) \frac{C_\mu k^{3/2}}{\varepsilon d}$	$P = \frac{1}{2} P_{kk}, G = \frac{1}{2} G_{kk}, C = \frac{1}{2} C_{kk}$ $C_\ell = C_\mu^{3/4} / \kappa, C_\mu = 0.09, \kappa = 0.4187$ $C_1 = 1 + 2.58 A A_2^{0.25} \left\{ 1 - \exp \left[- (0.0067 Re_t)^2 \right] \right\}$ $C_2 = 0.75 \sqrt{A}$ $C_1' = -\frac{2}{3} C_1 + 1.67$ $C_2' = \max \left[\frac{\frac{2}{3} C_2 - \frac{1}{6}}{C_2}, 0 \right]$ $Re_t = (\rho k^2 / \mu \varepsilon)$ $A \equiv \left[1 - \frac{9}{8} (A_2 - A_3) \right]$ $A_2 \equiv a_{ik} a_{ki}, A_3 \equiv a_{ik} a_{kj} a_{ji}$ $a_{ij} = - \left(\frac{-\rho \overline{u'_i u'_j} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}}{\rho k} \right)$
<p>Транспорт турбулентних напона услед дејства узгонске силе G_{ij} -четврти члан са десне стране једнакости</p>	$G_{ij} = -\rho \beta (g_i \overline{u_j \theta} + g_j \overline{u_i \theta})$ $\overline{u_i \theta} = \frac{\mu_t}{Pr_t} \left(\frac{\partial T}{\partial x_i} \right)$	$Pr_t = 0.85$

6.3 Дискретизација методом коначних запремина

Конзервационе једначине чине систем парцијалних диференцијалних једначина који се нумерички решава методом коначних запремина (FVM - Finite Volume Method). Кључне подпроцедуре овог метода, као што су просторна дискретизација домена интеграције, спрезање притиска и брзине и корекција притиска, у општем случају треба посебно подесити за сваки случај. Основу методе чини интеграње транспортних

једначина по елементарној контролној запремини, након чега се интегралским трансформацијама (теорема Gauss-a) добијају површински интеграл по површинама које образују наведену запремину. Конвективни и дифузиони флуксеви су у општем случају дефинисани на страницама елементарних запремина, док се вредности коефицијената и променљивих одређују у чворовима. Вредности величина дефинисаних на страницама елементарних запремина (ћелија) добијају се интерполацијом њихових вредности у чворовима који окружују посматрану страницу ћелије. Овај поступак се назива дискретизација, и може се вршити применом различитих формулација, односно диферентних шема. Поступак дискретизације домена интеграције, одређивање коефицијената у општој алгебарској (диферентној) једначини и опис диферентних шема карактеристичних за поступак дискретизације методом коначних запремина су стандардизовани и чести у литератури [192], због чега неће бити описивани.

6.3.1 Просторна дискретизација

При нумеричком решавању термо-струјних процеса CFD методама, конструисање мреже је подједнако важно као и избор одговарајућих нумеричких модела. Поступак генерисања мреже је од суштинске важности и потребно га је квантитативно и квалитативно оптимизирати да би добијени резултати били задовољавајуће тачности. С обзиром да су све дискретизоване једначине у суштини диференцијалне једначине које су трансформисане у линеарне алгебарске облике, повећањем величина ћелија смањује се тачност добијених решења. Са друге стране, смањење величина ћелија значајно утиче на повећање потребних комјутерских ресурса. Поред величине, и расподела ћелија у нумеричком домену је од велике важности како би се добила довољно фина и козистентна мрежа. Број ћелија мреже треба бити оптимизован на основу студије утицаја квалитета мреже на тачност решења.

У присуству релативно великих запреминских сила и снажног вртложења, неопходно је формирање врло fine нумеричке мреже у областима са великим вредностима градијента притиска, како би се промене притиска могле срачунати на одговарајући начин. При симулацији секундарних струјања конвергенција решења критично зависи од квалитета мреже због сложености струјања и релативно великих градијената струјних величина.

За случајеве турбулентног струјања, величина мреже у области зида мора да задовољи прописане захтеве одабраног модела и солвера. Сва три модела турбуленције која су тестирана у истраживању експлицитно решавају вискозни подслој, због чега им нису потребне зидне функције. То их чини независним од емпиријских релација, одређених при специфичним условима струјања, које не могу у потпуности да гарантују тачност резултата при другачијим случајевима струјања. Експлицитно решавање вискозног подслоја захтева врло фину нумеричку мрежу у близини зида, при чему је потребно да се центроиди запреминских елемената првог слоја који налаже на зид налазе на бездимензијском растојању $y^+ \leq 1$. Бездимензијско растојање од зида y^+ дефинише се као:

$$y^+ = \frac{\Delta y \cdot \rho \cdot U_\tau}{\mu} \quad (6.8)$$

где је Δy растојање од зида за одговарајућу вредност y^+ , док је смицајна брзина U_τ дефинисана изразом:

$$U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (6.9)$$

Смицајни напон на зиду τ_w одређује се према изазу:

$$\tau_w = \frac{1}{2} f_F \cdot \rho \cdot U^2 \quad (6.10)$$

где је U средња брзина флуида у попречном пресеку, док се вредност Fanning-овог коефицијента трења f_F за струјање унутар канала одређује као:

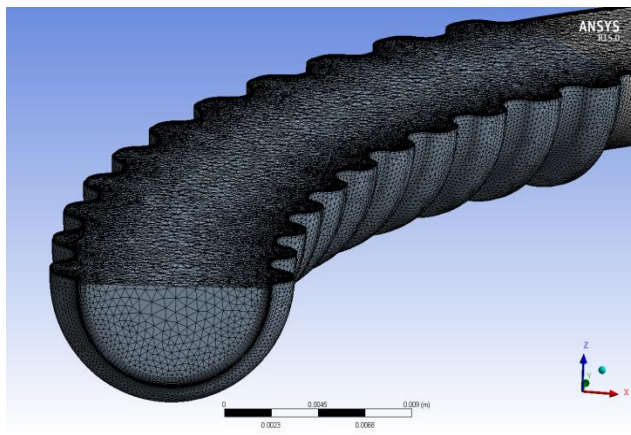
$$f_F = 0.079 \text{Re}^{-0.25} \quad (6.11)$$

За све симулиране вредности Re и Pr броја мора се према наведеној методологији обезбедити и одговарајућа резолуција кондуктивног подслоја, како би се елиминисао утицај квалитета мреже на резултате преноса топлоте и обезбедила физичка конзистентност решења. Важно је напоменути да је прецизна вредност смицајне брзине U_τ позната једино *a posteriori*, јер зависи од самог струјања (исто важи и за бездимензијско растојање од зида y^+). Због тога је неопходна добра практична процена резултујућег струјања, а при вршењу финалне просторне дискретизације се препоручује

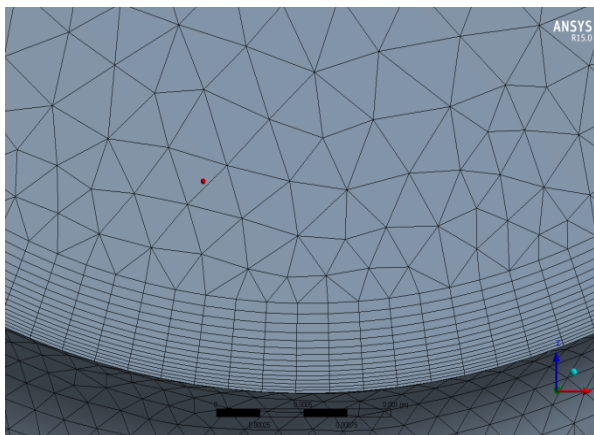
коришћење адаптивних метода које су понуђена у оквиру самог програмског пакета Fluent.

За креирање неуниформне хибридне мреже коришћен је ANSYS ICEM CFD, који омогућава прецизну контролу величине и броја ћелија унутар нумеричког домена. У области близу зида јављају се највећи градијенти брзине и температуре, због чега је ова област дискретизована врло фином структурираном мрежом изграђеном од призматичних ћелија. Остатак нумеричког домена је дискретизован неструктурираном мрежом изграђеном од тетраедара, и то не само како би се умањили рачунарски захтеви, већ и због чињенице да наведени дискретизациони програм нема способност креирања структуриране нумеричке мреже задовољавајућег квалитета у разматраној комплексној геометрији (што је потврђено великим бројем покушаја). Битно је напоменути да најкритичнији део целокупног нумеричког поступка са становишта захтеваних компјутерских ресурса представља управо поступак генерисања мреже унутар нумеричког домена.

У свим разматраним случајевима су димензије првог слоја ћелија на зиду одређена тако да се центроиди ових ћелија налазе на бездимензијском растојању од зида $y^+ < 1$. Вискозни подслој је дискретизован са 15 слојева ћелија, чија дебљина прогресивно расте и одређена је величином фактора раста која износи 1.15. Детаљи целокупне геометрије су уграђени у генерисану хибридну нумеричку мрежу. Илустрације ради, на сликама 6.3 и 6.4 су приказани детаљи једне од примењених мрежа за симулиране вредности $Re \approx 3,650$, $Pr = 5.5$ и $\delta = 0.033$.



Слика 6.3 Пример примењене нумеричке мреже



Слика 6.4 Увећани приказ нумеричке мреже у области зида

6.3.2 Утицаја квалитета нумеричке мреже на тачност решења

Циљ анализе утицаја квалитета нумеричке мреже на тачност решења је добијање конзистентних нумеричких резултата. Нумеричке симулације указују да је вредност закривљености δ пресудна за валидацију модела турбуленције, јер се највеће одступања нумеричких предвиђања јављају за највеће вредности закривљености δ . Са друге стране, како би се проценила максимална резолуција мреже, односно захтевани компјутерски ресурси, процена утицаја квалитета нумеричке мреже на тачност решења је вршена за случај максималне експерименталне вредности запреминског протока ($Re=16,800$; $Pr=6.71$ (Прилог 3)).

Осредњена температура флуида у излазном пресеку набораног сегмента и обимно осредњен Nu број на 9-том набору сегмента (у правцу струјања) који представља 12-ти навојак спирале ($\delta_{ave}=0.102$, слика 6.2) су величине чијим поређењем је вршена процена квалитета нумеричке мреже на тачност решења (резултати приказни у табели 6.2). Прорачуни су вршени применом описаног RSM турбуленције за четири нумеричке мреже различите финоће и срачунате су релативне грешка контролних величина, при чему је вариран број слојева ћелија на зиду (10-20 слојева), вредност њиховог фактора раста (1.1-1.2) као и максимална величина запреминских елемената унутар остатка нумеричког домена. У свим случајевима су димензија првог слоја ћелија на зиду одређена тако да се центроиди ових ћелија налазе на бездимензијском растојању од зида $y^+ < 1$. Релативне грешке контролних величина су рачунате према изразима $\left| \frac{\theta_{iz\ f} - \theta_{iz\ g}}{\theta_{iz\ f}} \right| \cdot 100$ (%) и

$\left| \frac{Nu_f - Nu_g}{Nu_f} \right| \cdot 100$ (%), где се индекс f односи на најфинију мрежу, док се g односи на било

коју другу мрежу мање финоће. Број ћелија разматраних нумеричких мрежа односи се само на наборани сегмент и не укључује број запреминских елемената унутар улазне и излазне деонице. Гранични и почетни услови за случајеве процене утицаја квалитета нумеричке мреже на тачност решења су формулисани на следећи начин: $V_{in}=1.62\text{ ms}^{-1}$, $T_{in}=22^\circ\text{C}$, $q_{wall}=9,492\text{ Wm}^{-2}$, $(u, v, w)_{ini}=0\text{ ms}^{-1}$ и $T_{ini}=22^\circ\text{C}$. Провођење топлоте кроз зид цеви је моделирано применом „Shell conduction“ приступа [167].

Табела 6.2 Утицај квалитета нумеричке мреже на вредност релативне грешке контролних величина ($\delta_{ave}=0.102$; $Re=16,800$; $Pr=6.71$)

	Број ћелија			
	(I)	(II)	(III)	(IV)
	936,999	1,371,249	2,185,081	2,979,657
Осред. темп. флуида у излаз. прес. (°C)	22.24	22.22	22.18	22.17
Релативна грешка оср. темп. флуида (%)	0.34	0.23	0.05	-
Обимно оср. Nu бр. на 12-том навојку (-)	313.8	310.2	308.3	307.4
Релативна грешка обим. оср. Nu бр. (%)	2.1	0.9	0.3	-

Уочава се асимптотска тенденција конвергирања контролних величина са повећањем броја ћелија мреже, с тим да су предвиђања вредности Nu броја осетљивија на квалитет мреже у односу на излазну температуру. Постоји значајно варирање вредности између мрежа I и II, што је последица повећања броја слојева ћелија унутар вискозног подслоја, док су разлике између II и III последица повећања броја ћелија унутар остатка нумеричког домена.

С обзиром да вредности бездимензијске удаљености центроида првог слоја ћелија од зида u^+ одговара највећој разматраној вредности Re броја, може се закључити да је у разматраној геометрији резолуција мреже са бројем ћелија већим од 2.1×10^6 (случај III, друга мрежа по финоћи) довољна да би добијени резултати били физички реални и независни од примењене нумеричке мреже. Разматрани сегмент наборане спирале се састоји од укупно 11 набора, што значи да је по набору потребно генерисати више од 1.9×10^5 ћелија. Изабрана мрежа продукује разлике предвиђања контролних величина мање од 0.5% у односу на најфинију примењену мрежу и карактерише се изузетном финоћом на самом зиду, где се налази 15 слојева призматичних ћелија са вредношћу коефицијента геометријске експанзије у радијалном правцу од 1.15.

6.3.3 Гранични и почетни услови

Основни предуслов за решавање диференцијалних једначина је дефинисање познатих или претпостављених векторских и скаларних вредности на физичким границама рачунског домена. С обзиром да транспортне једначина моделирају физички феномен, претпоставке граничних услова треба такође да буду физички валидне, због чега

се јавља већи број ограничења у складу са којима треба прецизно применити граничне услове. Разматрани модели имају три типа физичких граница: улаз, излаз и чврсте непокретне зидове.

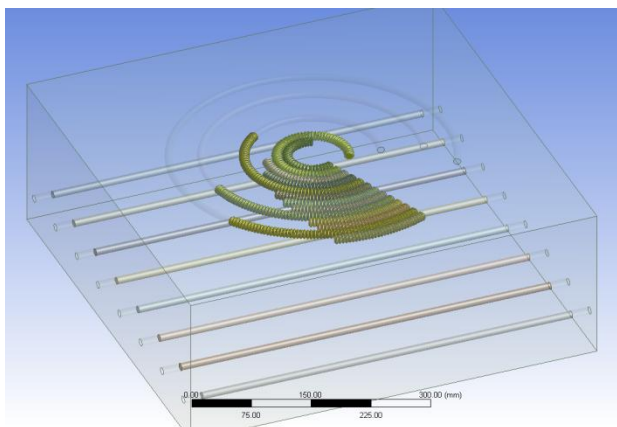
На улазу су за све случајеве разматраних геометријских конфигурација и модела турбуленције дефинисани следећи параметри: средња брзина, температура флуида, интензитет турбуленције и хидраулични дијаметар. За симулације које предвиђају одређене експерименталне услове, улазна температура представља средњу температуру флуида у том пресеку за разматране експерименталне услове, која се срачунава према јед. (4.10).

На излазу су разматрана два типа граничних услова – „Outflow“ и „Pressure outlet“. Примена граничног услова типа „Outflow“ се препоручује када је излазно стање готово непознато (што је случај у овом истраживању) и када је поља притиска и брзине потребно решити солвером. Примена овог типа граничног услова захтева постојање развијеног струјања на излазу. Разлог овог ограничења је претпоставка да су сви градијенти по дефиницији увек нормални на граничну површину. Уколико струјање није потпуно развијено, грешка са излазне границе ће се простирати и унутар нумеричког домена. Иако овај тип граничног услова омогућава брзу конвергенцију решења, због наборане структуре зида цеви и променљивог радијуса закривљења не може се гарантовати постојање потпуно развијеног струјања на крају излазне деонице. У истраживању је коришћен гранични услов типа „Pressure outlet“, када је потребно дефинисати притисак као гранични услов на излазу (притисак који се дефинише на излазу је манометарски притисак). Коришћењем овог граничног услова елиминише се услов постојања потпуно развијеног струјања на излазу и овај гранични услов је посебно погодан за случај када је пад притиска у струјном каналу познат. Карактерише се и могућношћу појаве повратног струјања на излазу и споријом конвергенцијом решења.

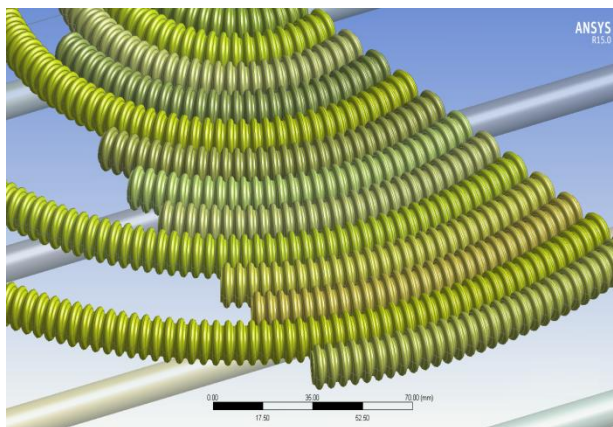
На зиду цеви је дефинисан гранични услов неклизања („No slip boundary condition“), што представља уобичајену претпоставку за чврсте границе система којом се изједначавају брзине флуида на зиду и самог зида. У разматраним случајевима зидови су непокретни, тако да је и апсолутна брзина флуида на унутрашњем зиду цеви једнака нули. На унутрашњем зиду цеви су дефинисани спрегнути термички гранични услови, којима се

изједначавају специфични топлотни флуks и температура зида цеви и флуида на контактної површини.

Специфичност овог истраживања представља и расподела специфичног флуksа апсорбованог топлотног зрачења на спољашњој површини закривљене наборане цеви, која је изузетно неуниформна по обиму и променљива дуж осе цеви. Расподела специфичног флуksа апсорбованог зрачења по површини цеви је изузетно сложена и добијена је описаним поступком и нумеричким моделом зрачења (поглавље 4.3). Коришћене нумеричке симулације детаљно представљају физички модел екперименталне апаратуре и зрачећег система грејања (слике 6.5 и 6.6), док је примењени нумерички модел зрачења претходно прецизно калибрисан за дате услове на основу експерименталних података (поглавље 4.3).



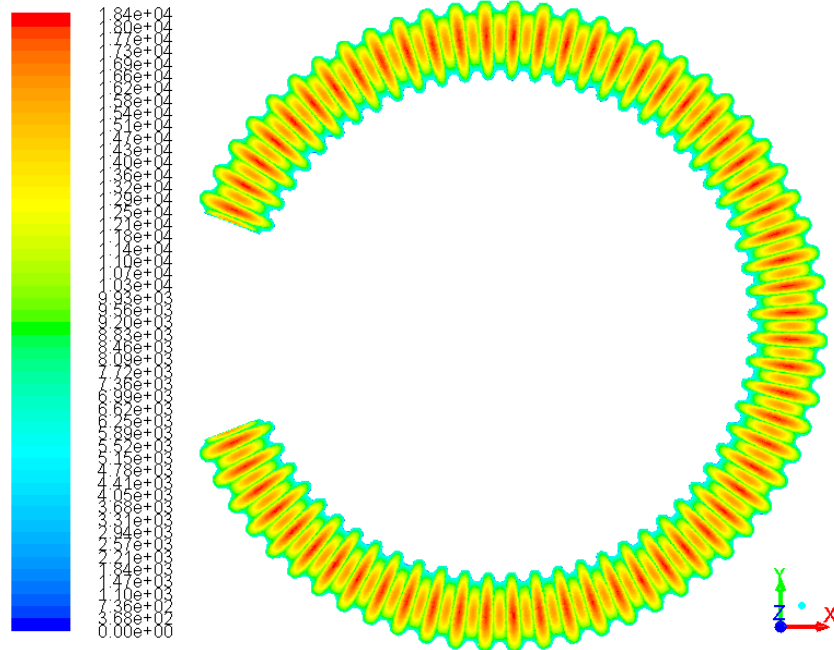
Слика 6.5 Геометријски модел топлотног апсорбера и зрачећег система грејања



Слика 6.6 Увећани приказ цевних исечака спиралног апсорбера

Представљање реалног физичког модела, односно целе наборане спирале, у нумеричком моделу зрачења захтева огромне компјутерске ресурсе, због чега су у симулацијама коришћени само карактеристични сегменти који представљају исечке сваког од навојака спирале. Овим поступком су добијена поља специфичног флуksа апсорбованог топлотног зрачења на изложеним површинама сегмената који представљају сваки од навојака спирале. Добијени профили специфичног флуksа апсорбованог топлотног зрачења су директно увезени у симулације термо-струјних процеса као гранични услови на зиду. Оваквим поступком се гарантује физичка валидност и тачност задавања граничног услова на зиду, без уношења претпоставки и апроксимација. Сваки покушај математичког описа расподеле специфичног флуksа апсорбованог зрачења на површинама разматраних сложених

геометрија је остао неуспешан, тако да није било могуће дефинисање математичких функција („UDF - User Defined Functions“) за формулисање овог граничног услова. Илустрације ради, расподела специфичног флуksа апсорбованог зрачења на 12-том навојку спирале ($\delta=0.102$), којом се и дефинише гранични услов, приказана је на слици 6.7 за случај када је растојање између спиралног апсорбера и равни у којој се налазе аксијалне осе грејача 0.15 m.



Слика 6.7 Расподела специфичног флуksа апсорбованог зрачења [Wm^{-2}]
($\delta=0.102$, растојање 0.15 m)

Термички гранични услови на површини оребреног сегмента цеви која није изложена топлотном зрачењу су дефинисани преко конвективног критеријума за разматране експерименталне услове и према јед. (4.6) и (4.8). На површинама улазне и излазне деонице су дефинисани адијабатски термички гранични услови.

Почетним условима одређена је вредност брзине флуида једнака нули и константна вредност температуре свуда унутар нумеричког домена. Вредности граничних и почетних услова су дефинисане појединачно за сваку нумеричку симулацију у складу са симулираним експерименталним условима.

6.3.4 Нумеричке методе

Одабир нумеричких метода је извршен на основу најбољих примера у литератури при решавању сличних проблема и праћења конвергентности и стабилности нумеричких решења разматраних нумеричких симулација. Транспортне једначине су дискретизоване методом коначних запремина и решаване у стационарном имплицитном формату коришћењем „Pressure-based solver“-а. Fluent користи једначину континуитета за утврђивање притиска неопходног за решавање једначине количине кретања. За спрезање поља брзине и притиска коришћен је SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) алгоритам, који користи размакнуту мрежу (одређивање векторских величина (компонената брзине) и скаларних величина (притиска) у различитим тачкама нумеричког домена).

У присуству релативно великих запреминских сила (центрифугална и узгонска сила) и снажног вртложења, неопходно је формирање врло fine нумеричке мреже у областима са великим вредностима градијента притиска, како би се промене притиска могле срачунати на одговарајући начин. Ово се може избећи коришћењем алтернативне интерполационе „Body-force-weighted“ шеме засноване на процени (пондерисању) запреминских сила. И поред дискретизације нумеричког домена врло фином мрежом, овај метод интерполације притиска је прихваћен у истраживању због доминантног утицаја запреминских сила и постојања сложеног секундарног струјања. Овом шемом се притисак на страници хелије израчунава на основу претпоставке да је градијент разлике притиска и запреминских сила константан.

Дискретизација конвективног члана у транспортним једначинама количине кретања, енергије, кинетичке енергије турбуленције, дисипације кинетичке енергије турбуленције и Reynolds-ових напона је вршена применом узводне шеме другог реда („second order upwind“). Шема другог реда је примењена јер имплицитна формулација, упркос доброј стабилности, може проузроковати нумеричке грешке познате као „лажна дифузија“. Како би се ово спречило и повећала тачност интерполације, користи се узводна интерполациона шема другог реда која укључује више суседних чворова (узима се у обзир шири утицај). За случајеве ламинарног режима струјања коришћена је „Power law“ шема за дискретизацију момента како би се убрзала конвергенција решења, док је

интерполација притиска вршена „PRESTO!“ шемом, пошто се у литератури наводи да је прецизнија од осталих при струјању у закривљеним геометријама [193, 167].

Дискретизација и третман једначине континуитета су инхерентан избор самог програма у свим случајевима. Линеаризовани систем једначина је решаван имплицитном Gauss-Seidel-овом методом у тандему са AMG (Algebraic Multigrid) методом.

6.3.5 Конвергенција решења и процена стабилности нумеричког поступка

Постоје различити критеријуми конвергенције базирани на концепту апсолутне и релативне грешке, када се експлицитно пореде резултати текуће итерације са резултатима претходне, на основу чега се процењује конвергенција. Примењени програмски пакет (Fluent) користи другачији метод заснован на срачунавању остатка као члана транспортне једначине, и који се може применити и глобално и локално. Глобално скалиран члан остатка се дефинише као [167]:

$$R^\phi = \frac{\sum_{n=1}^{\text{Cells}} \left| \sum_{\text{nb}} a_{\text{nb}} \phi_{\text{nb}} + b - a_p \phi_p \right|}{\sum_{n=1}^{\text{Cells}} a_p \phi_p} \quad (6.12)$$

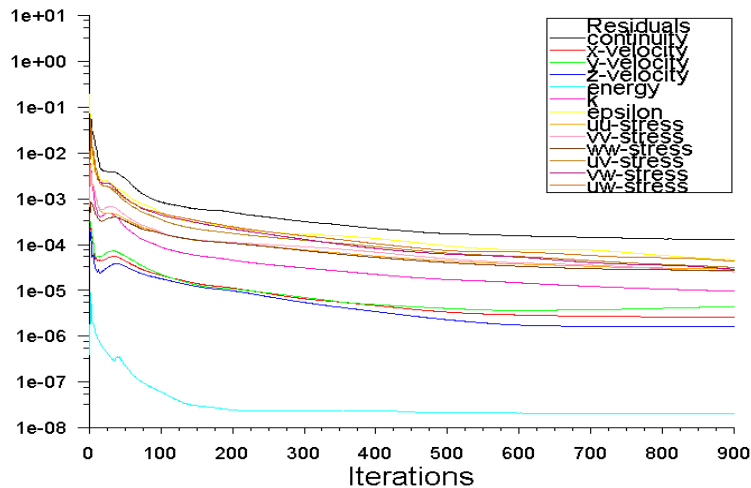
где индекси „p“ и „nb“ представљају вредности транспортне величине и коефицијената у средишњој и суседним ћелијама. Локално скалиран члан остатка се дефинише као:

$$R_\phi = \frac{\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{n=1}^{\text{Cells}} \left| \frac{\sum_{\text{nb}} a_{\text{nb}} \phi_{\text{nb}} + b - a_p \phi_p}{a_p} \right|}}{(\phi_{\text{max}} - \phi_{\text{min}})_{\text{domain}}} \quad (6.13)$$

Конзистентност масе се прати између улаза и излаза у свим случајевима, док одабир транспортних величина које се прате локално зависи од примењеног модела. Критеријум конвергенције $R_\phi^n / R_\phi^m \leq 10^{-4}$ примењен је на све транспортне величине, осим енергије ($R_E^n / R_E^m \leq 10^{-6}$), у свим разматраним нумеричким моделима, при чему је R_ϕ^m максимална вредност остатка сумирана у свим ћелијама рачунског домена након m -те итерације, док R_ϕ^n представља одговарајућу вредност након n -те итерације.

Због изразите нелинеарности проблема и спрезања променљивих, у циљу убрзавања конвергенције нумеричког поступка примењена је подрелаксациона техника у итерационом поступку. Како је наведено претходном формулацијом, остаци који се

срчунавају на нивоу ћелије се користе као критеријум конвергенције и њихове вредности се могу посматрати током итерационог поступка. Све величине битне са становишта физикалности проблема могу се посматрати, чиме се стиче увид у стабилност и валидност итерационог поступка. На слици 6.8 су приказани токови итерационих поступка RSM турбуленције за случај $Re \approx 8,100$, $Pr=5.5$ и $\delta=0.102$. Уочава се да је потребно приближно 900 итерација за испуњење задатих критеријума конвергенције, као и да је стабилност итеративног поступка задовољавајућа. Са порастом вредности Re броја убрзава се конвергенција итеративног поступка, док за вредност закривљености δ важи обрнуто. Вредност специфичног топлотног флукса на зиду нема изражен утицај на брзину конвергенције и стабилност поступка. За разматране случајеве турбулентног режима струјања потребно је између 600 и 1,000 итерација за испуњење задатих критеријума конвергенције, док је за случајеве ламинарног режима струјања потребан приближно двоструко већи број итерација.

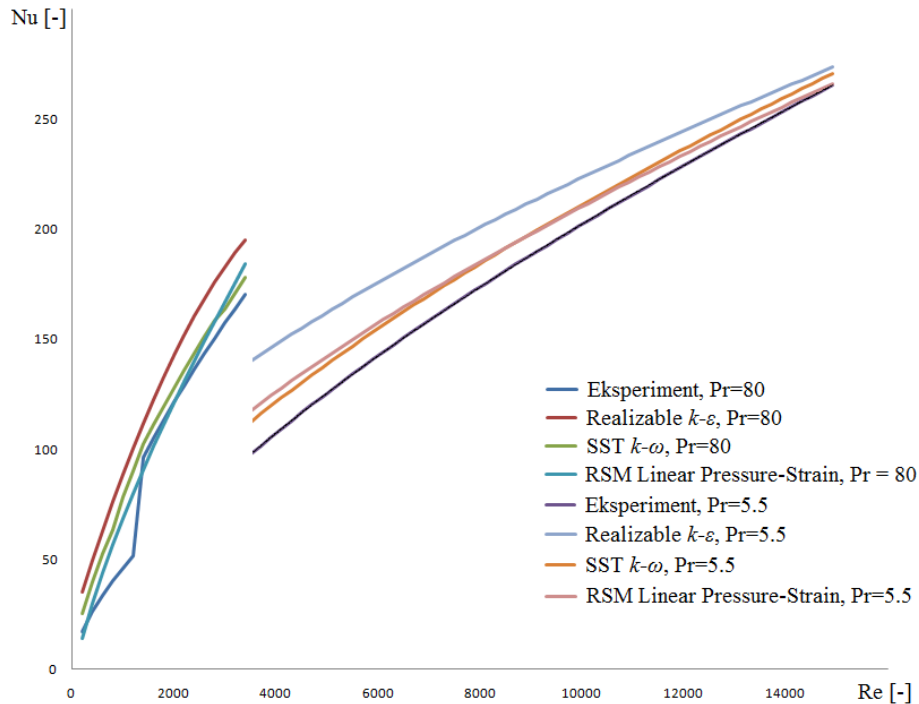


Слика 6.8 Токови итерационих поступака RSM турбуленције за случај $Re \approx 8,100$, $Pr=5.5$ и $\delta=0.102$

6.4 Верификација и поређење модела турбуленције

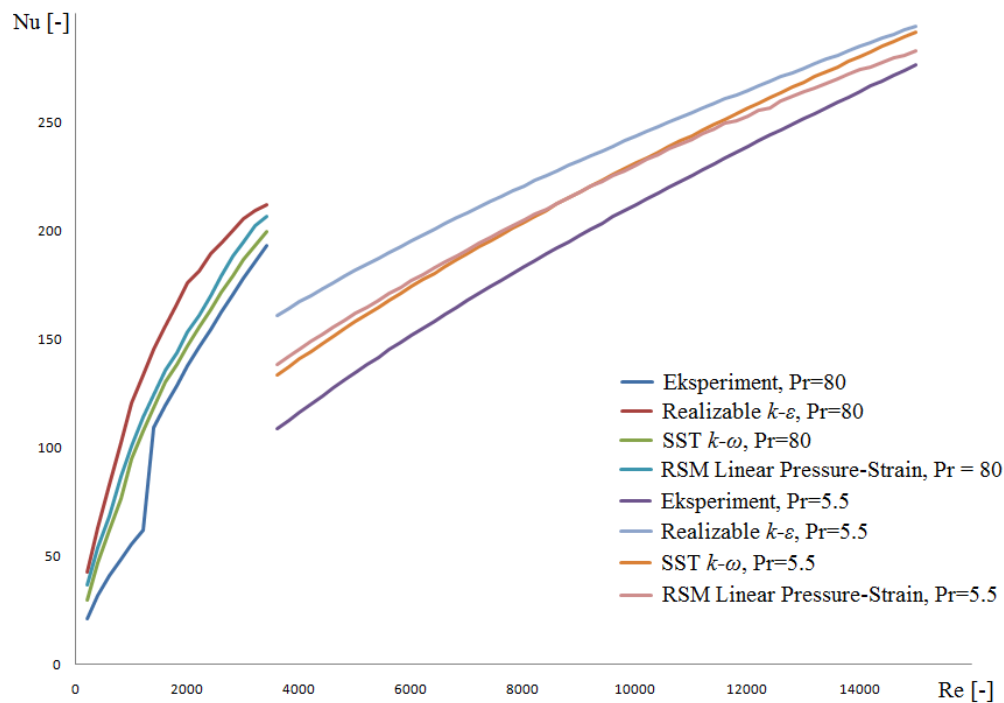
Обимно осредњене вредности Nu броја су срчунате на деветом набору цевних сегмената разматраних геометријских модела (слике 6.1 и 6.2) различитим моделима турбуленције, како би се упоредили резултати нумеричких симулација са експерименталним резултатима (јед. (5.17)-(5.19)). Турбулентни модели су коришћени и у ламинарном опсегу како би се тестирала њихова способност предвиђња ламинаризације струјања и предвиђања решења у прелазном режиму струјања.

Процена предвиђања турбулентних модела вршена је варирањем вредности Re броја, Pr броја и закривљености δ . На сликама 6.9 и 6.10 су приказана графичка поређења предвиђања тестираних модела турбуленције (Realizable $k-\varepsilon$, SST $k-\omega$ и RSM Linear Pressure-Strain) са корелисаним експерименталним вредностима обимно осредњеног Nu броја у целом испитном опсегу Re бројева за вредности закривљености $\delta=0.033$ и $\delta=0.102$, респективно.



Слика 6.9 Поређење предвиђања различитих модела турбуленције са експерименталним вредностима обимно осредњеног Nu броја за $\delta=0.033$

Предвиђања свих примењених модела турбуленције у општем случају прецењују вредности обимно осредњеног Nu броја, осим примењеног RSM-a у малом опсегу прелазног режима струјања за случај мање вредности закривљености δ . Употреба Realizable $k-\varepsilon$ модела је неадекватна за предвиђање вредности прелаза топлоте за све разматране вредности Re и δ , без обзира на чињеницу да нису коришћене зидне функције, тако да се предвиђања овог модела неће разматрати надаље.



Слика 6.10 Поређење предвиђања различитих модела турбуленције са експерименталним вредностима обимно осредњеног Nu броја за $\delta=0.102$

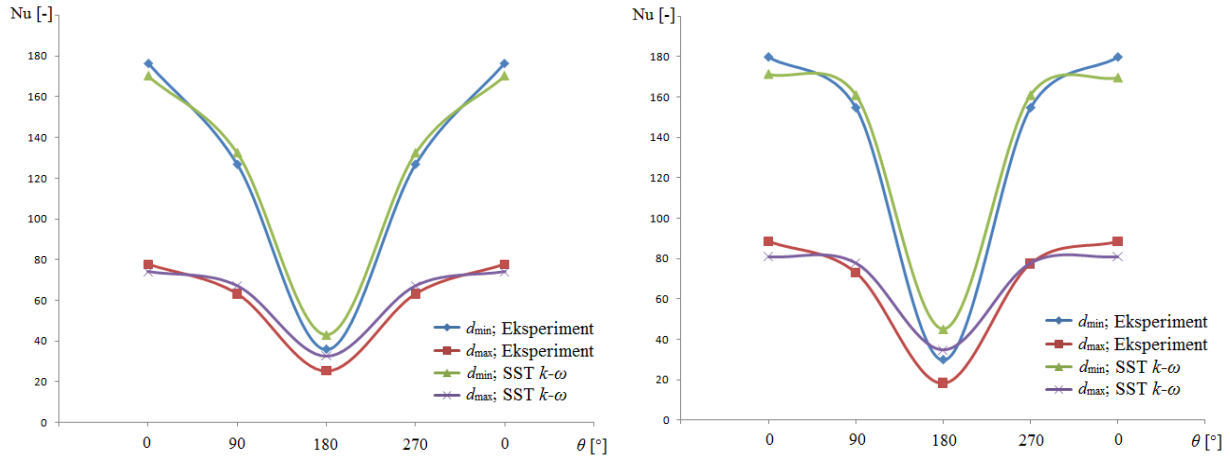
Предвиђања примењених SST и RSM модела се релативно добро слажу са експерименталним подацима у турбулентном режиму струјања, а имају и способност предвиђања ламинаризације при мањим вредностима Re броја. Оба модела дају резултате веће тачност у прелазном него у ламинарном режиму струјања, предвиђајући уједначен прелаз вредности између ламинарног и турбулентног режима, што није у сагласности са експерименталним подацима. Предвиђања оба модела знатно премашују експерименталне вредности у ламинарном режиму струјања, због чега се могу сматрати неадекватним за симулирање термо-струјних процеса у разматраној геометрији при малим вредностима Re броја. Запажа се да су, независно од вредности закривљености, предвиђања SST модела прецизнија у прелазном режиму струјања и за мале вредности Re броја у турбулентном режиму струјања. У општем случају предвиђања RSM-а су прецизнија у турбулентном режиму струјања, посебно на крају разматраног опсега Re бројева. Предвиђања оба модела су међусобно поредива и јако блиска и не уочавају се суштинске разлике, мада постоје разлике трендова раста вредности.

Карактеристично за све режиме струјања је да разлике између експерименталних података и предвиђања нумеричких модела расту са порастом вредности закривљености δ , док се у турбулентном режиму струјања ове разлике смањују са порастом вредности Re броја.

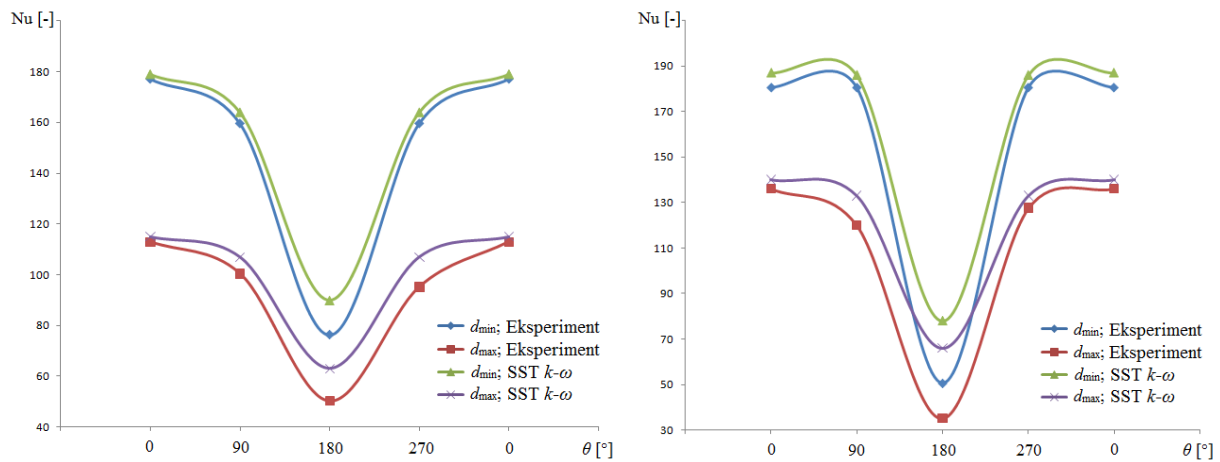
С обзиром да експериментални подаци имају осцилаторни карактер у турбулентном режиму струјања и одређену дисперзију када се редукују према корелационом изразу (5.19), запажа се да се нумерички резултати налазе делимично у зони расипања експерименталних података у прелазном и турбулентном режиму струјања. Максималне разлике између експерименталних података и најбољих предвиђања примењених модела турбуленције (SST модел и RSM) у прелазном и турбулентном режиму струјања су мање од 10%, што указује да су одабрани нумерички модели адекватни за симулирање термо-струјних процеса у разматраној сложеној геометрији.

У литератури се могу наћи ретке систематске студије процене применљивости различитих модела турбуленције при струјању у закривљеним цевима и преко набораних плоча за релативно уске опсеге геометријских и струјних параметара. Процеси у закривљеним набораним цевима се битно разликује од наведених примера, због чега резултати процене употребљивости модела турбуленције за срачунавање преноса топлоте у закривљеним набораним цевима нису поредиви са резултатима других аутора.

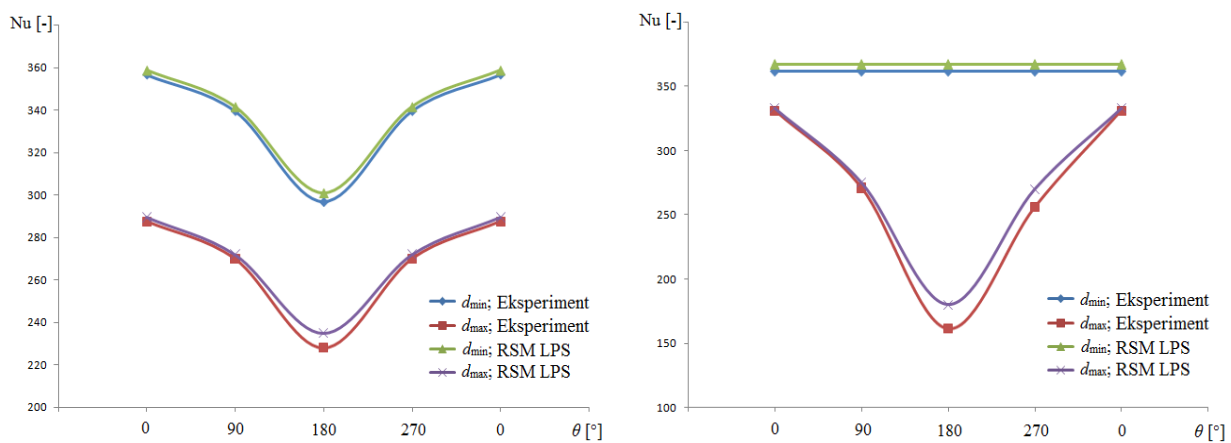
Како би се проценила способност предвиђања обимне расподеле локалних вредности Nu броја нумеричким методама, вршено је поређење предвиђања примењених нумеричких модела са експерименталним резултатима (чија је методологија одређивања дата у поглављу 5.2). Поређење експериментално и нумерички добијених расподела локалних вредности Nu броја на дефинисаним позицијама за услове који одговарају прелазном режиму струјања приказана је на слици 6.11, док су одговарајуће вредности за услове на почетку и крају испитног опсега турбулентног режима струјања приказане на сликама 6.12 и 6.13, респективно. Како би подаци били поредиви, одабране су две вредности закривљености: $\delta=0.033$ (пети навојак спирале) и $\delta=0.102$ (дванаести навојак спирале).



Слика 6.11 Поређење експериментално и нумерички добијених обимних расподела локалних вредности Nu броја за: $Re = 1,890$, $Pr=80$, $\delta=0.033$ (лево) и $Re = 1,890$, $Pr=80$, $\delta=0.102$ (десно)



Слика 6.12 Поређење експериментално и нумерички добијених обимних расподела локалних вредности Nu броја за: $Re = 3,644$, $Pr=5.5$, $\delta=0.033$ (лево) и $Re = 3,644$, $Pr=5.5$, $\delta=0.102$ (десно)



Слика 6.13 Поређење експериментално и нумерички добијених обимних расподела локалних вредности Nu броја за: $Re=15,860$, $Pr=5.5$, $\delta=0.033$ (лево) и $Re=15,860$, $Pr=5.5$, $\delta=0.102$ (десно)

Степен поклапање експериментално и нумерички добијених профила локалних вредности Nu броја у прелазној области одређује способност нумеричког модела да адекватно предвиди секундарно струјање, последице постојања вртложног струјања и локације одвајања секундарних вртложних структура. SST $k-\omega$ модел турбуленције релативно добро предвиђа расподелу локалних вредности Nu броја у прелазном режиму струјања. Запажа се да модел предвиђа нешто мање вредности у области спољашњег зида ($\theta=0^\circ$) где се јавља максимум вредности, као и да су вредности предвиђања нешто више у области унутрашњег зида ($\theta=180^\circ$) где се јавља минимум вредности. Дакле, профили добијени нумеричким поступком су униформнији у односу на стварне профиле, а ефекат изравнавања нумеричких профила у општем случају расте са порастом вредности закривљености δ .

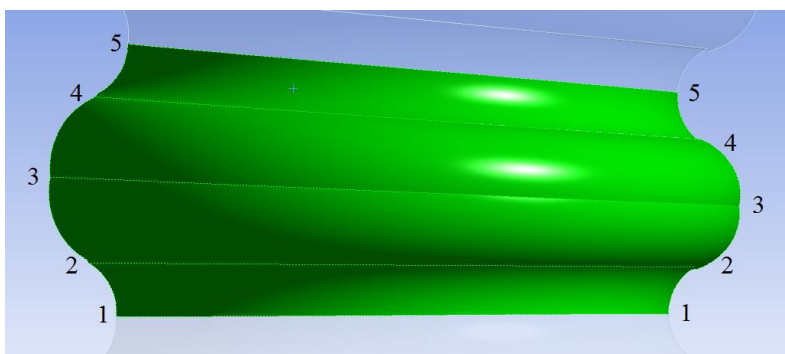
У турбулентном режиму струјања оба разматрана модела турбуленције (SST $k-\omega$ и RSM Linear Pressure-Strain) благо прецењују обимне вредности локалног Nu броја на свим позицијама. Предвиђања максимума вредности ($\theta=0^\circ$) су прецизна, док се одступања јављају на локацијама појаве минимума вредности ($\theta=180^\circ$), што указује да нумерички модели не предвиђају у потпуности адекватно одвајање секундарног струјања. Одступања нумеричких резултата у турбулентном режиму струјања су пропорционална вредности закривљености δ и обрнуто пропорционална вредности Re броја. RSM Linear Pressure-Strain модел има способност прецизног предвиђања потпуне турбулизације струјања за велике вредности закривљености δ и Re броја, када се добијају потпуно униформни профили расподеле Nu броја по обиму на минималном пречнику наборане цеви (слика 6.13).

У прелазном и турбулентном режиму струјања су предвиђања нумеричких модела у општем случају прецизнија за локације на минималном пречнику наборане цеви (у корену набора), док се већа одступања јављају на локацијама које одговарају максималном пречнику наборане цеви (на врховима набора). Ово указује да ни најкомплекснији RANS модели турбуленције немају способност прецизног предвиђања интеракција између сложеног струјања у главнини тока и вртложног струјања унутар самих набора.

6.5 Анализа термо-струјних процеса

У циљу даљег истраживања струјних и термичких процеса у спиралној набораној цеви, праћене су расподеле вредности притиска, брзине, температуре, кинетичке енергије

турбуленције и вртложности у различитим попречним пресецима разматране геометрије. Наведене величине су праћене у пет карактеристичних попречних пресека генерисаних на различитим пречницима истог набора. На слици 6.14. је приказан принцип генерисања пресека - пресеци 1-1 и 5-5 се налазе на минималном пречнику, пресек 3-3 је на максималном пречнику наборане цеви, док се пресеци 2-2 и 4-4 налазе између. Смер струјања флуида је увек од пресека 1-1 ка пресеку 5-5. Због понављајуће геометријске структуре наборане цеви и релативно малог корака набора, може се сматрати да су расподеле посматраних величина у пресецима 1-1 и 5-5 индентичне, због чега ће се приказивати само вредности у пресеку 1-1.

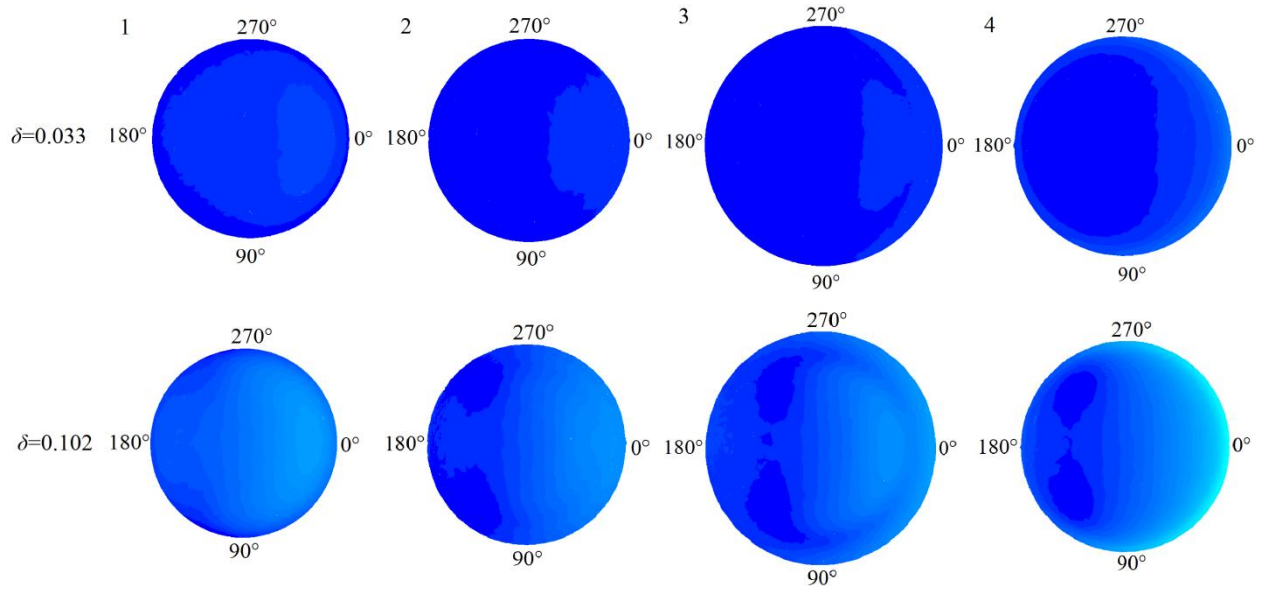


Слика 6.14 Локације попречних пресека генерисаних дуж једног набора

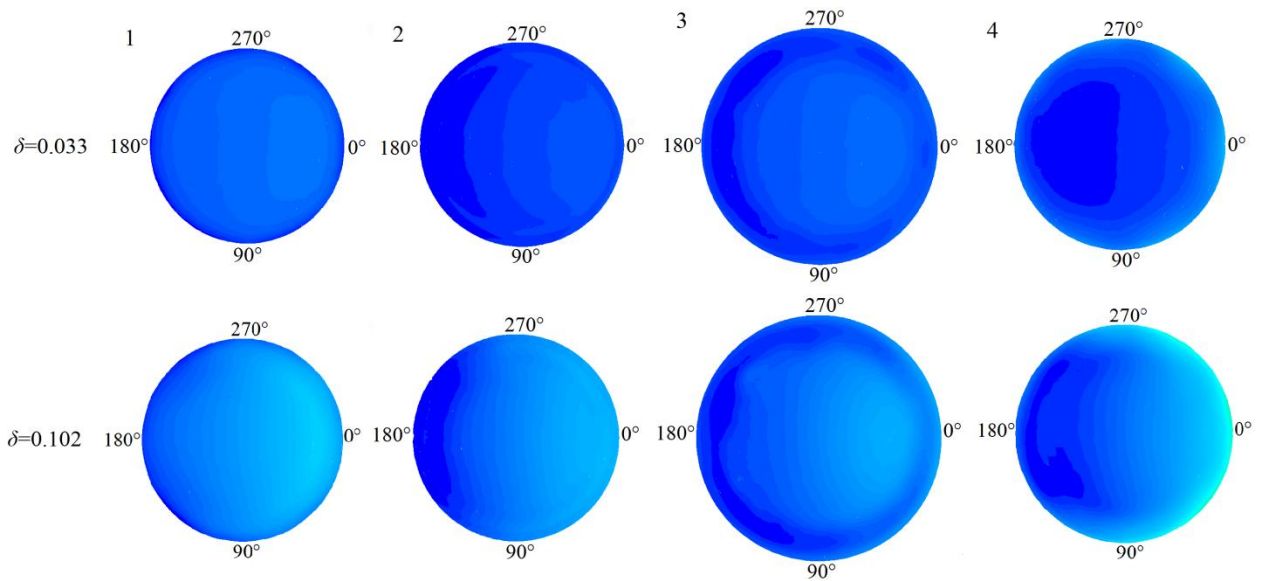
Како би подаци били поредиви, одабране су две вредности закривљености ($\delta=0.033$ (пети навојак спирале) и $\delta=0.102$ (дванаести навојак спирале)) и три карактеристичне вредности Re броја ($Re\approx 1,890$ (прелазни режим струјања), $Re\approx 3,650$ и $Re\approx 15,860$ (турбулентни режим струјања)). У свим случајевима разматрани су неизотермски услови за претходно дефинисане термичке граничне услове, док је вода коришћена као радни флуид ($Pr\approx 6.7$). У складу са закључцима претходне анализе тачности предвиђања разматраних модела турбуленције, SST $k-\omega$ модел је коришћен за симулације процеса у прелазном и на почетку опсега турбулентног режима струјања, док је RSM Linear Pressure-Strain модел коришћен на крају испитног опсега у турбулентном режиму струјања.

6.5.1 Расподела статичког притиска

На сликама 6.15 - 6.17 су приказане расподеле статичког притиска у генерисаним попречним пресецима за наведене вредности закривљености δ и Re броја.

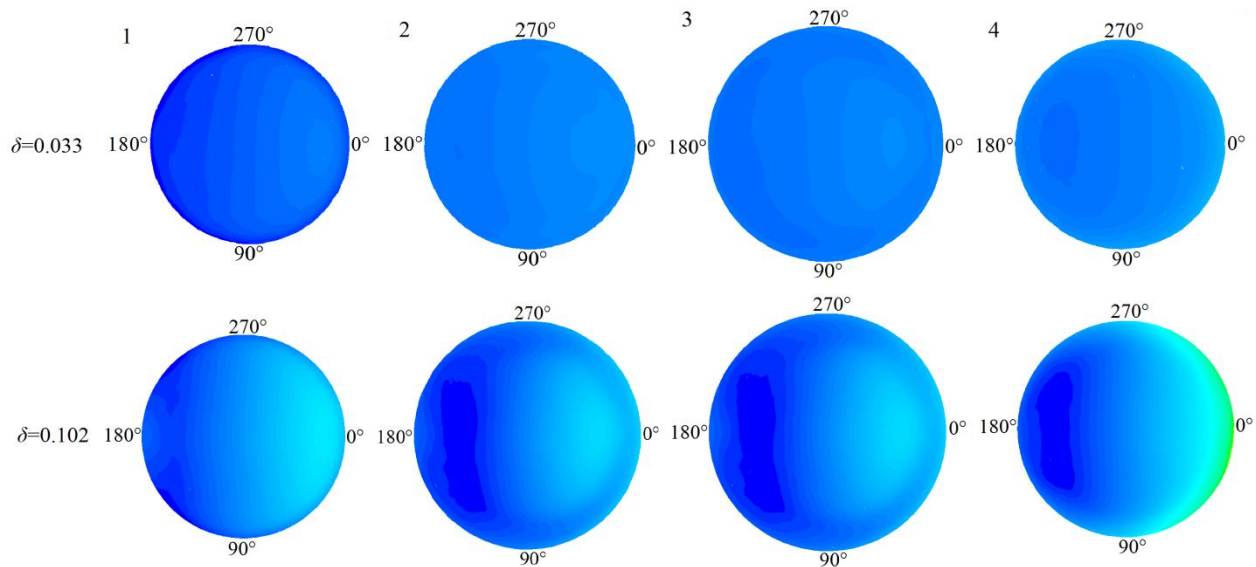


Слика 6.15 Расподела статичког притиска у закривљеним набораним цевима за $Re \approx 1,890$



Слика 6.16 Расподела статичког притиска у закривљеним набораним цевим за $Re \approx 3,650$

Временски осредњени резултати турбулентног струјања у закривљеној набораној цеви указују на постојање градијента статичког притиска у радијалном правцу усмереном од спољашњег ($\theta=0^\circ$) ка унутрашњем зиду ($\theta=180^\circ$), чија вредност у општем случају расте са порастом вредности Re броја и закривљености δ .



Слика 6.17 Расподела статичког притиска у закривљеним наборним цевима за $Re \approx 15,860$

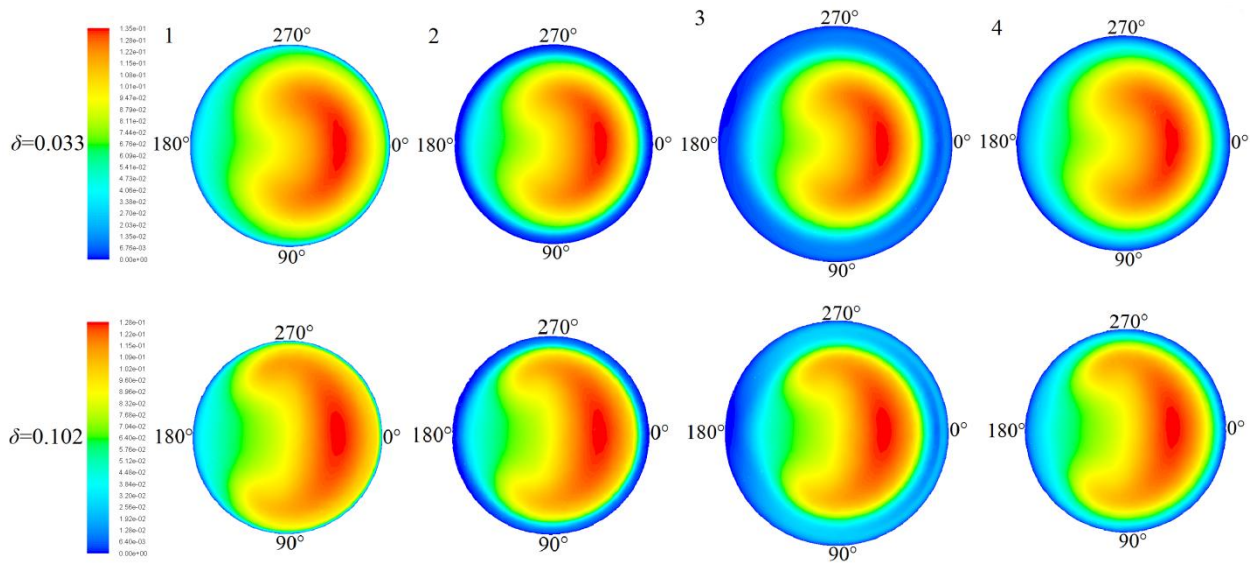
Статички притисак расте у узводном делу набора (област између подножја и врха набора посматрано у смеру струјања), због чега настаје позитиван градијент притиска који изазива одвајање граничног слоја од зида и формирање области са рециркулационим струјањем унутар набора. За разлику од правих набораних цеви, где постоји симетрија поља притиска и брзине у односу на аксијалну осу цеви за довољно велике вредности Re броја и при неизотермским условима, код закривљене наборане цеви постоји симетрија у односу на екваторијални правац, односно дуж радијуса закривљења. Центрифугална сила има значајан утицај и на рециркулационо струјање унутар набора, што има за последицу да се одвајања и поновно прилепљивање граничног слоја на зид цеви јавља само у области спољашњег зида. Величина обимног угла цеви где се уочава постојање механизма одвајања и прилепљивања граничног слоја расте са порастом вредности закривљености δ и Re броја. У односу на праву наборану цев, феномен одвајања и прилепљивања граничног слоја у закривљеној набораној цеви се јавља при мањим вредностима Re броја и корака набора p_c .

Област високог статичког притиска постоји у близини тачке прилепљивања, чија је позиција битна због одређивања локација максималних локалних вредности Nu броја и смицајног напона. Нормала на зид у тачци локалног максимума статичког притиска заклапа са правцем основног струјања угао различит од 90° у општем случају, што значи да зид у овој области има утицај на количину кретања у аксијалном правцу и успорава

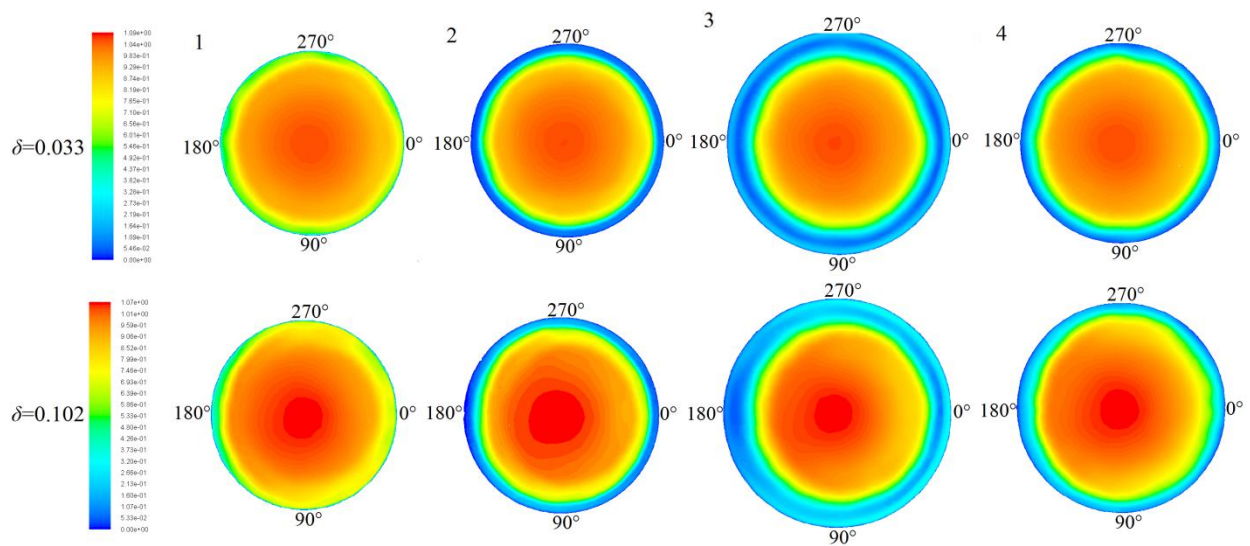
струјање. Стагнантне зоне се јављају на узводној страни набора као последица неповољног градијента притиска, где и долази до одвајања граничног слоја. Ово су локације са минималним вредностима смицајног напона и Nu броја. Локације одвајања и поновног прилепљивања граничног слоја, као и растојање између њих, зависе од вредности Re броја, закривљености δ , корака p_c и висине e набора, као и вредности обимног угла θ . Постојање ограничене области попречног пресека где долази до одвајања и прилепљивања граничног слоја има за последицу изразито неуниформну расподелу вредности Nu броја по површини зида набора и указује на просторну сложеност интеракција између струјања унутар основног пречника наборане цеви и струјања у наборима.

6.5.2 Расподела брзине

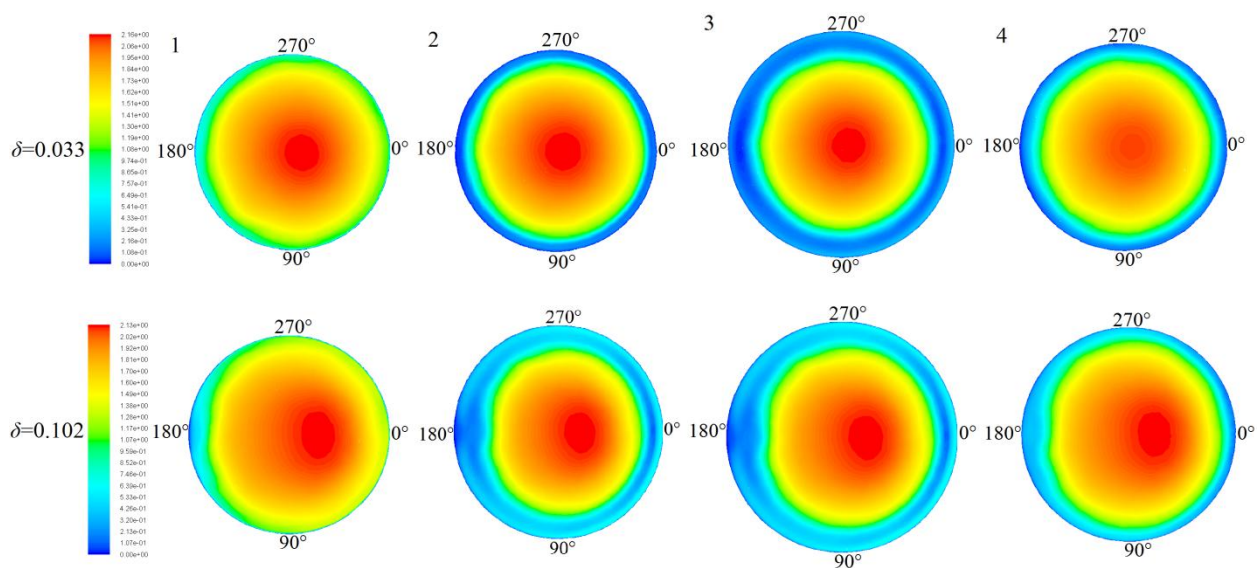
На сликама 6.18 - 6.20 приказане су расподеле брзине струјања у генерисаним попречним пресецима за дефинисане вредности закривљености δ и Re броја, док су на слици 6.21 приказане расподеле брзине струјања у попречним пресецима глатких закривљених улазних деоница испред набораног сегмента цеви.



Слика 6.18 Расподела брзине [ms^{-1}] у закривљеним наборним цевима за $\text{Re} \approx 1,890$



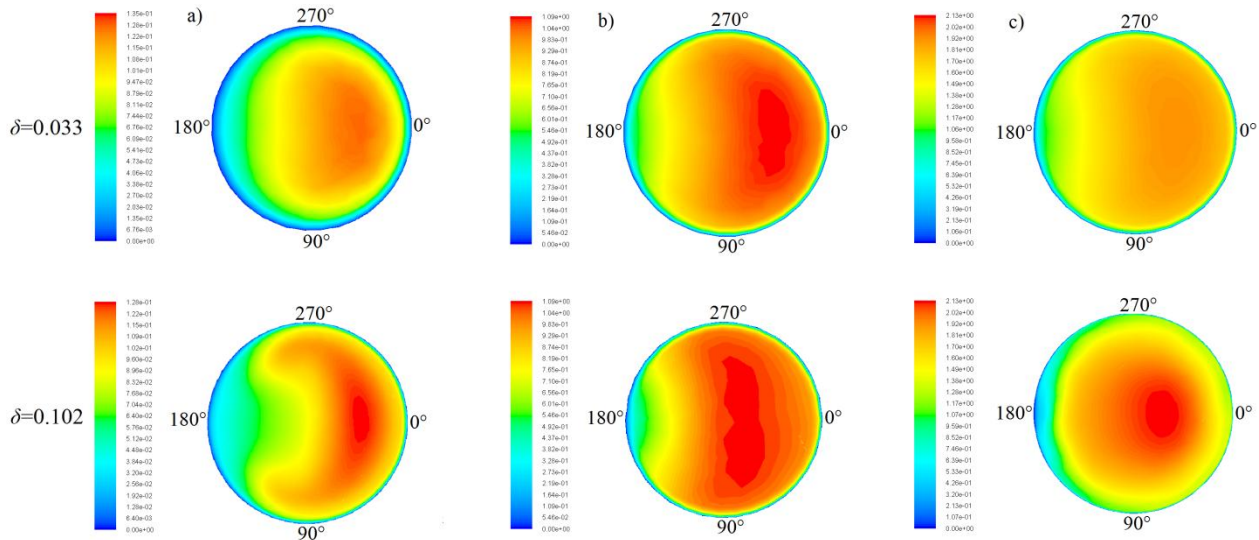
Слика 6.19 Расподела брзине [ms^{-1}] у закривљеним набораним цевим за $\text{Re} \approx 3,650$



Слика 6.20 Расподела брзине [ms^{-1}] у закривљеним набораним цевима за $\text{Re} \approx 15,860$

Временски осредњене вредности брзине у попречни пресецима указују на постојање Dean-ове циркулације и стратификације брзине у правцу радијуса спирале у глатким цевима за све вредности Re броја, док у набораним цевима ове појаве нису изражене у турбулентном режиму струјања. Брзински профили указују да се са порастом вредности закривљености δ центри Dean-ових вртлога удаљавају од осе цеви и приближавају зиду, уз истовремено издуживање вртложних ћелија у попречном пресеку.

Последица издуживање вртложних ћелија је да се локације на којима долази до њиховог одвајања од зида приближавају области унутрашњег зида, због чега обимне вредности Nu броја расту, а његова расподела по обиму постаје униформнија.



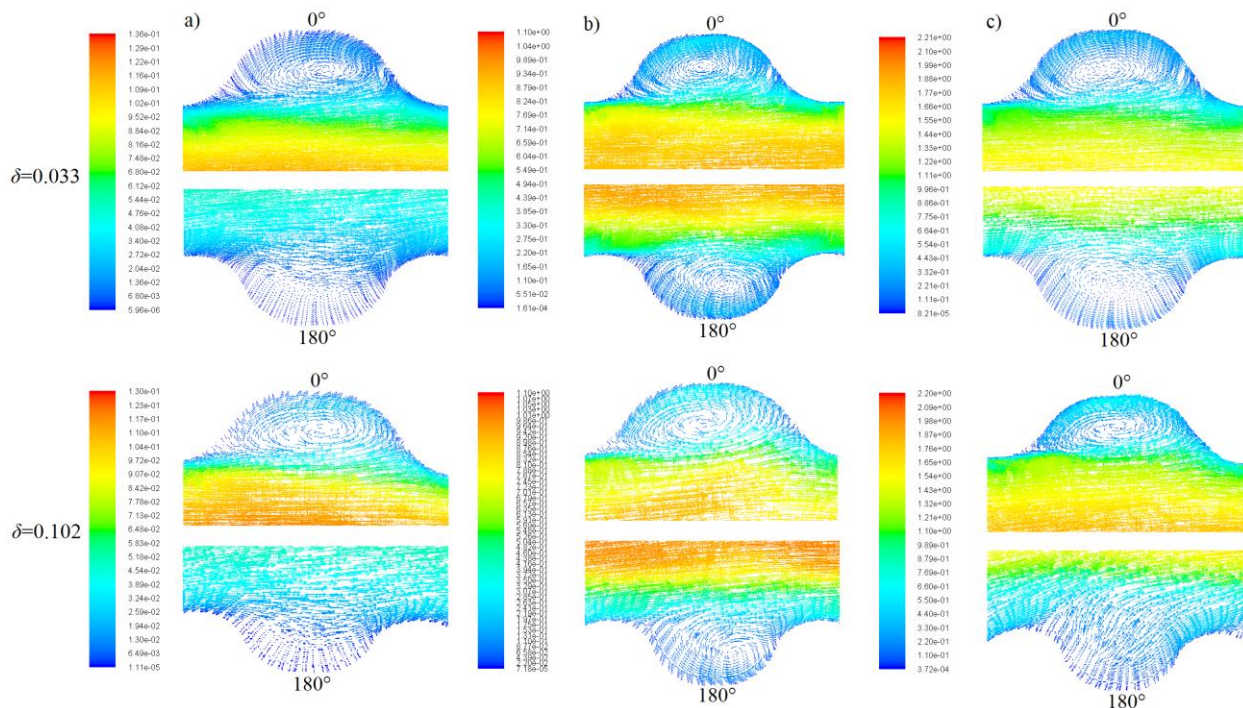
Слика 6.21 Расподела брзине [ms^{-1}] у закривљеним глатким цевима:
 а) $Re \approx 1,890$; б) $Re \approx 3,650$; в) $Re \approx 15,860$

Поређењем локација максимума брзина у попречним пресецима глатких и набораних закривљених цеви увиђа се да су у турбулентном режиму струјања максимуми измештени из области спољашњег зида ближе оси цеви. Ово је последица додатне турбулизације струјања због саме геометрије наборане цеви, поремећаја насталих одвајањем и прилепљивањем граничног слоја, као и интеракције између рециркулационог струјања унутар набора и главнине тока. Поремећаји настали одвајањем и прилепљивањем граничног слоја су најинтензивнији у области спољашњег зида ($\theta=0^\circ$), њихов интензитет опада по обиму цеви у смеру ка унутрашњем зиду ($\theta=180^\circ$), где је дебљина хидродинамичког граничног слоја релативно велика и где феномен одвајања и прилепљивања граничног слоја у потпуности изостаје.

Поређењем брзинских профила у набораним цевима за исте вредности Re броја уочава се дисперзија вредности максималних брзина унутар веће области попречног пресека са порастом вредности закривљености δ . Последично, уочава се да са порастом вредности закривљености δ максимуми вредности брзина у попречном пресеку се благо

смањују. Максималне вредности брзине у главнини тока и вредности брзине рециркулационог струјања унутар набора, где се јављају локални минимуми брзине у попречним пресецима, разликују се за два реда величина у општем случају. Вредности брзине унутар набора су релативно униформне по обиму цеви, са минималним вредностима у области унутрашњег зида ($\theta=180^\circ$). Брзински профили унутар набора јасно указују на постојање вртложног струјања унутар набора. Центри вртложних структура, где локалне вредности брзине имају минималну вредност, образују правилене прстенасте профиле у средишњим областима набора. Дебљина хидродинамичког граничног слоја у слободној струји флуида, који раздваја главнину тока и рециркулационо струјање унутар набора, је већа у поређењу са дебљином граничног слоја на зиду глатке цеви за исте вредности Re броја и закривљености δ .

Расподела вектора брзине у равни аксијалне осе закривљене цеви приказана је на слици 6.22. Ради боље визуелизације карактера струјања у наборима, на сликама су приказани само детаљи унутар набора у области спољашњег ($\theta=0^\circ$) и унутрашњег зида ($\theta=180^\circ$), док је приказ расподела вектора брзина унутар највећег дела основног струјног домена изостављен.

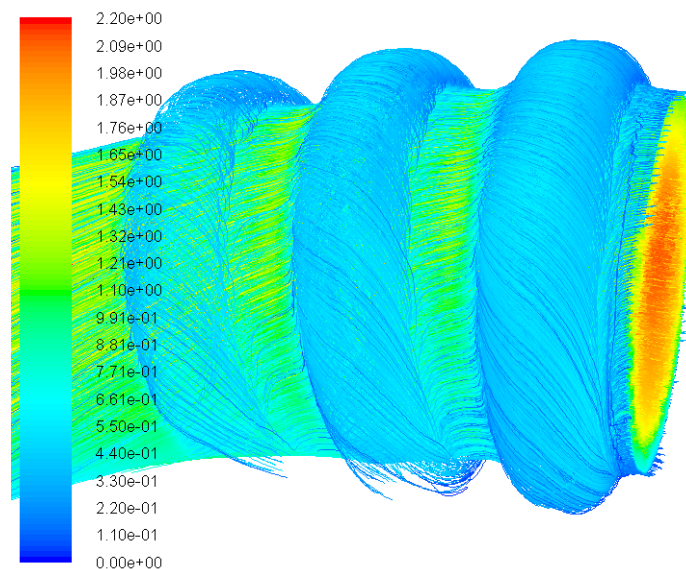


Слика 6.22 Расподела вектора брзине [ms^{-1}] унутар набора:
 а) $\text{Re} \approx 1,890$; б) $\text{Re} \approx 3,650$; в) $\text{Re} \approx 15,860$

Расподела вектора брзине јасно указује на постојање разделне струјне површи између главнине тока и рециркулационог струјања унутар набора. Разделна струјна површ се уочава само у области спољашњег зида ($\theta=0^\circ$), док у области унутрашњег зида њен изостанак указује да не долази до одвајања и прилепљивања граничног слоја. Поређењем са контурама статичког притиска, уочава се да тачка одвајања хидродинамичког граничног слоја се јавља у области позитивног градијента притиска, док се тачка прилепљивања налази непосредно испред тачке максималног статичког притиска. Дебљина хидродинамичког граничног слоја на зиду постепено расте у узводном делу набора (област између подножја и врха набора посматрано у смеру струјања), а затим се у низводном делу набора (област између врха и подножја набора посматрано у смеру струјања) смањује. Узводна страна набора је под утицајем позитивног градијента притиска, због чега се јавља успоравање флуида у овој области.

На рециркулационо струјање унутар набора значајно утичу вредност Re броја и закривљености δ . Утицај закривљености δ је вишеструка, јер закривљеност не утиче само на расподелу брзине у попречном пресеку, већ и на геометрију самих набора. За разлику од праве наборане цеви, где су набори осносиметрични, код закривљених набораних цеви се губи симетрија и долази до промене геометријских параметара набора. У области спољашњег зида ($\theta=0^\circ$) са порастом вредности закривљености δ долази до повећања корака набора p_c и смањења висине набора e , док у области унутрашњег зида ($\theta=180^\circ$) важи обрнуто. Промена геометрије набора утиче на карактеристике рециркулационог струјања унутар самих набора, а самим тим и на вредности смицајног напона на зиду и Nu броја. При малим вредностима Re броја вртложно струјање унутар набора у области спољашњег зида је стабилно и разделна струјна површ садржи углавном компоненте аксијалне брзине. Са порастом вредности Re броја расте и пренос количине кретања између главнине тока и флуида унутар набора, због чега долази до интензивирања вртложног струјања унутар набора. Са порастом вредности Re броја, независно од вредности закривљености δ , уочава се појава дислокације центра вртлога узводно у односу на смер основног струјања у области спољашњег зида. Интензивирање струјања унутар набора изазива нестабилности због којих долази и до интензивније размене масе између главнине тока и флуида унутар набора, када флуидни делићи из простора набора због

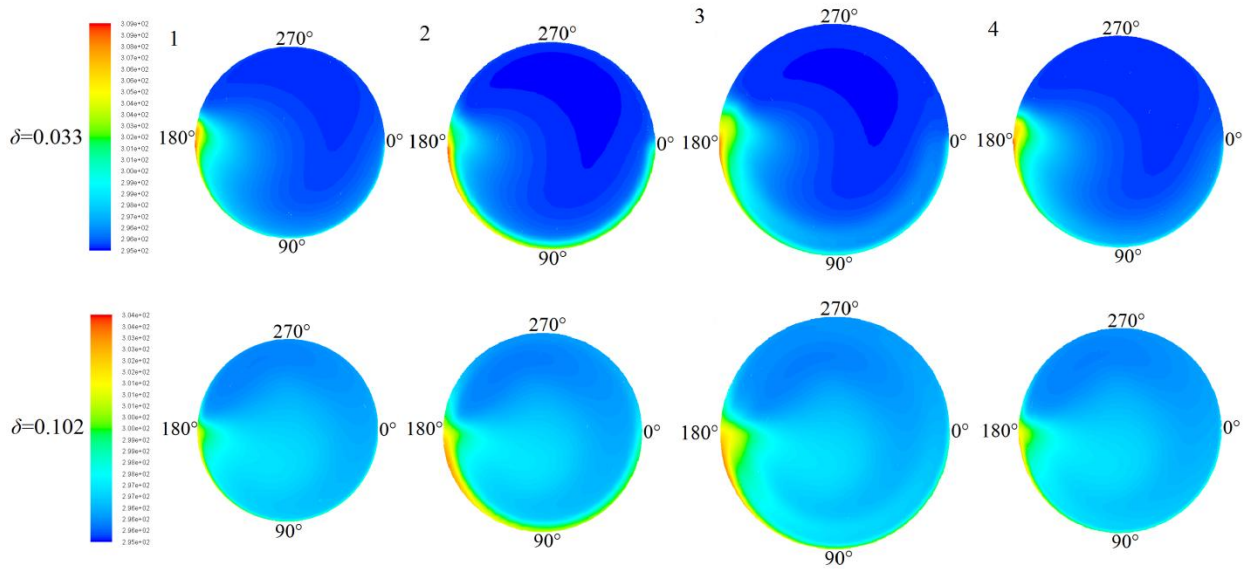
интензивирања инерцијалне силе теже да пређу у главнину тока. Са друге стране, обрасци струјања унутар набора у области унутрашњег зида ($\theta=180^\circ$) се значајно разликују. У овој области се стабилно рециркулационо струјање ниског интензитета уочава тек у потпуно турбулентном режиму струјања, што је последица релативно малих вредности брзина у области унутрашњег зида. При великим испитним вредностима Re броја и закривљености δ , унутар набора у области унутрашњег зида нестaje рециркулациони образац струјања и уочавају се углавном компоненте радијалне брзине. Може се закључити да прекорачењем одређене вредности De броја долази до значајног интензивирања размене масе између главнине тока и области набора, с тим да флуид из простора набора прелази у главнину тока претежно у области унутрашњег зида. Последица интензивирања струјања је и раст вредности Nu броја у овој области и униформнија расподела вредности Nu броја по обиму набора. Ради бољег разумевања струјања унутар набора извршена је нумеричка визуелизација, где су приказане путање појединачних флуидних делића у бојама које одговарају њиховој брзини (слика 6.23).



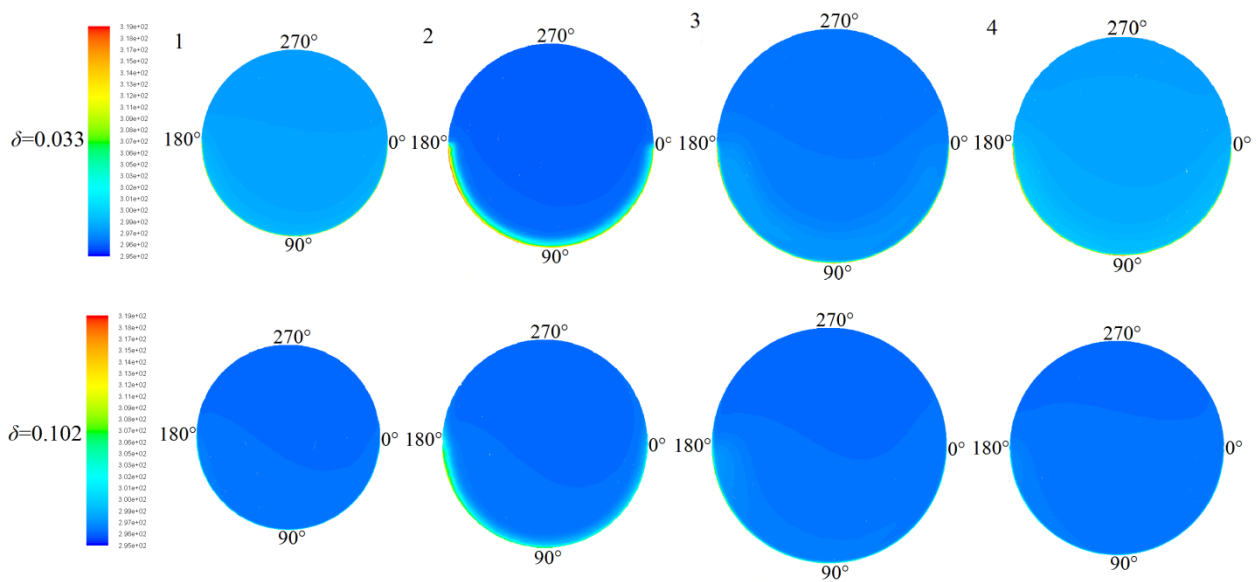
Слика 6.23 Путање флуидних делића за $Re \approx 15,860$ и $\delta = 0.102$

6.5.3 Расподела температуре

На сликама 6.24 - 6.26 приказане су расподеле температуре флуида у генерисаним попречним пресецима за дефинисане вредности закривљености δ и Re броја, док су на слици 6.27 приказане расподеле температуре флуида у попречним пресецима глатких закривљених улазних деоница испред набораног сегмента цеви.



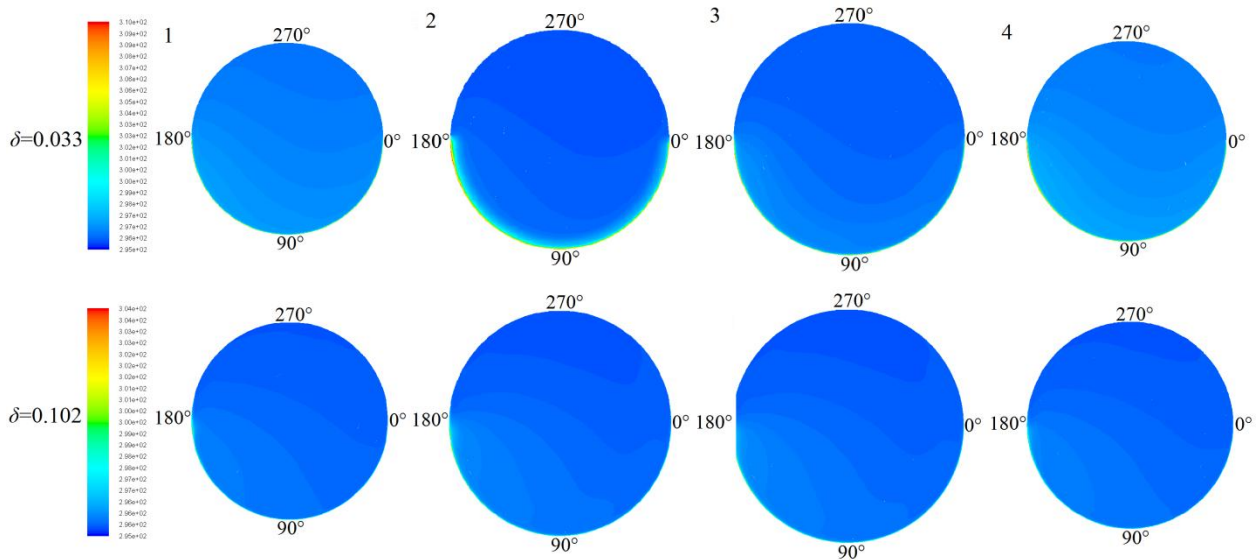
Слика 6.24 Расподела температуре [K] у закривљеним наборним цевима за $Re \approx 1,890$



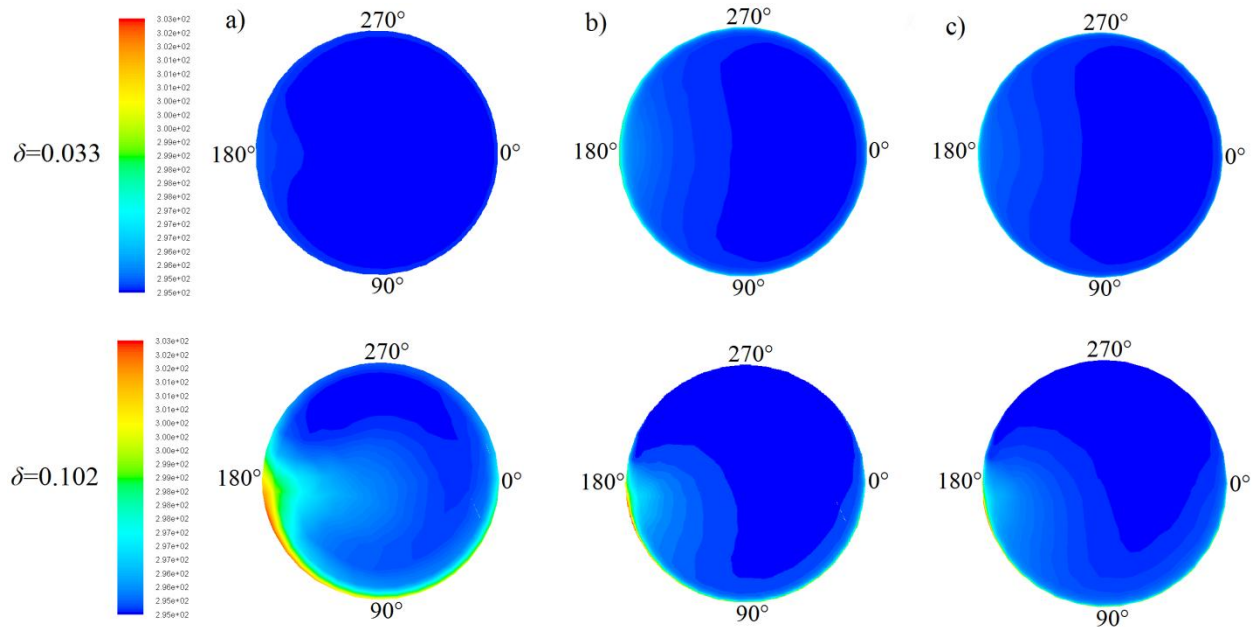
Слика 6.25 Расподела температуре [K] у закривљеним наборним цевим за $Re \approx 3,650$

Временски осредњени резултати турбулентног струјања у закривљеним цевима показују постојање Dean-ове циркулације и температурске стратификације у радијалном правцу. Поређењем расподела температура у попречним пресецима набораних и глатких закривљених цеви уочава се да су температурска поља у набораним цевима хомогенија, што је последица повећања интензитета турбуленције. Уочава се и да пораст вредности

закривљености δ утиче на хомогенизацију температурских поља у општем случају, што је последица промена у струјном пољу изазваних закривљеношћу цеви.



Слика 6.26 Расподела температуре [K] у закривљеним набораним цевима за $Re \approx 15,860$



Слика 6.27 Расподела температуре [K] у закривљеним глатким цевима:
 а) $Re \approx 1,890$; б) $Re \approx 3,650$; в) $Re \approx 15,860$

Развој термичког граничног слоја у закривљеној набораној цеви може се посматрати у два правца - у аксијалном правцу и тангенцијалном правцу, односно по обиму цеви. Вредност градијента температуре у близини зида се смањује у узводном делу набора (област између подножја и врха набора посматрано у смеру струјања), што значи да дебљина температурског граничног слоја расте у овој области. У низводном делу набора (област између врха и подножја набора посматрано у смеру струјања) вредност градијента температуре у близини зида расте, односно смањује се дебљина температурског граничног слоја. Као последица развоја термичког граничног слоја у аксијалном правцу, запажа се да су локалне вредности коефицијента прелаза топлоте значајно веће у низводној области у поређењу са вредностима у узводној области набора.

Дебљина термичког граничног слоја по обиму је такође изразито неуниформна и расте у смеру од спољашњег ($\theta=0^\circ$) ка унутрашњем ($\theta=180^\circ$) зиду, у складу са порастом дебљине граничног слоја секундарног струјања. Сходно томе, вредност коефицијента прелаза топлоте се смањује у смеру од спољашњег ка унутрашњем зиду. Варирање прелаза топлоте по обиму је израженије при мањим вредностима Re броја, док је у потпуно турбулентном режиму струјања дебљина термичког граничног слоја прилично униформна по обиму цеви. Униформност дебљине термичког граничног слоја по обиму је посебно изражена на минималном пречнику наборане цеви (у корену набора) за велике вредности Re броја и закривљености δ . Пораст вредности наведених величина (Re број и δ) утиче на смањење разлика дебљине термичког граничног слоја по обиму и на максималном пречнику наборане цеви (на врху набора), али су у испитном опсегу струјних и геометријских параметара разлике и даље уочљиве. Ово је последица знатно мањих брзина струјања унутар набора, сложених интеракција између струјања у главнини тока и рециркулционог струјања унутар самих набора, као и изолованости струјних домена унутар набора од директних утицаја струјних структура из главнине тока.

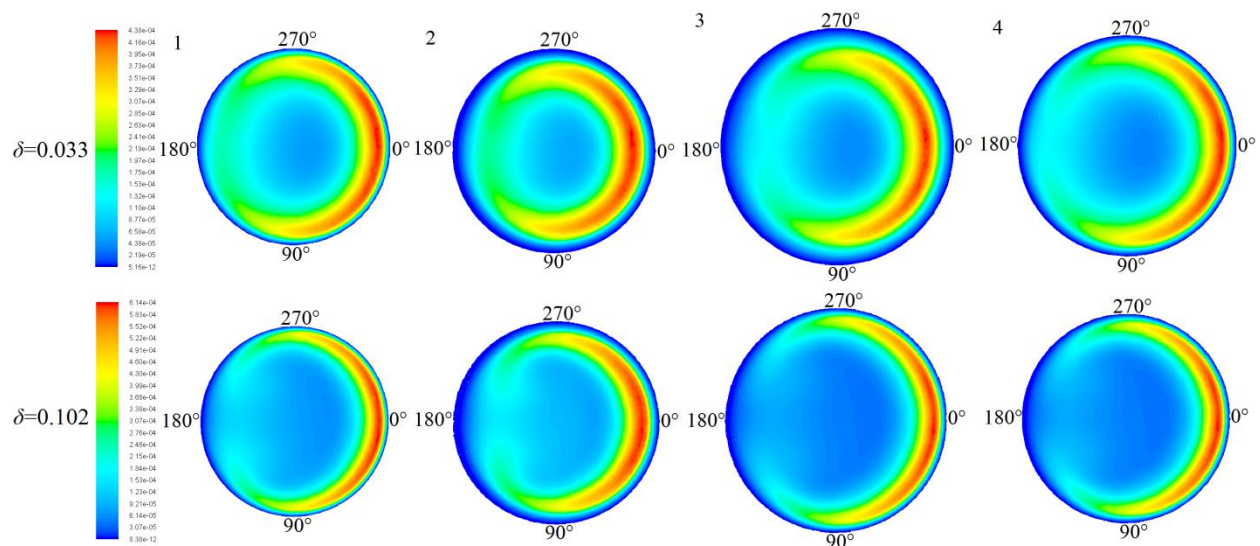
Понављајући карактер развоја термичког граничног слоја у закривљеној набораној цеви, одређен различитим физичким утицајима у аксијалном и тангенцијалном правцу, резултира сложеном расподелом дебљине термичког граничног слоја на зиду, а самим тим и сложеном расподелом коефицијента прелаза топлоте по површини набора.

Како би се проценио утицај специфичних граничних услова на спољашњем зиду цеви на температурско поље транспортног флуида и додатно истражио утицај великих

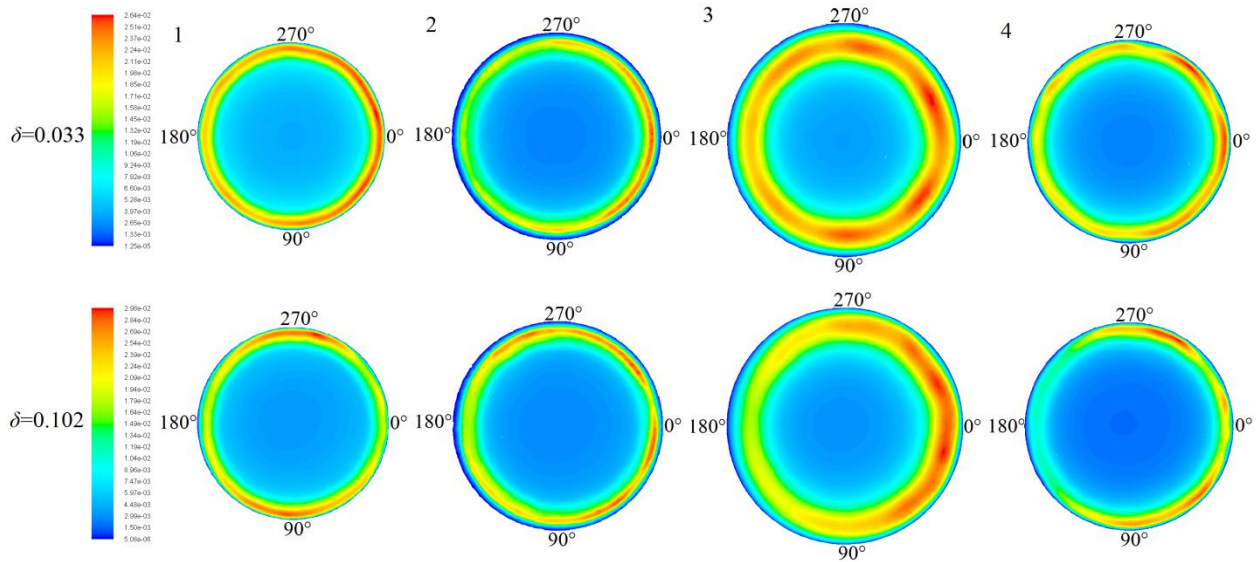
вредности специфичног флуksа топлотог зрачења, наборани цевни сегменти су изложени вредности специфичног флуksа упадног зрачења од $100,000 \text{ Wm}^{-2}$ (вредност у равни у којој лежи аксијална оса набораног цевног сегмента). Расподела температура у генерисаним попречним пресецима за наведене граничне услове и турбулентни режим струјања приказана је на сликама 6.25 и 6.26. Запажа се изразита стратификација температуре по вертикали као последица спрезања утицаја турбулентног струјања, суперпонираног секундарног струјања у основном пресеку цеви услед дејства запреминских сила (центрифугалне и узгонске силе) и рециркулационог струјања унутар набора. Нумеричка предвиђања температурских поља указују на релативно мале разлике између екстремних вредности температура у попречним пресецима ($\Delta T < 20^\circ\text{C}$). Ово значи да је пренос топлоте врло интензиван и да за номиналне вредности притиска и релативно велике вредностима специфичног флуksа топлотног зрачења не постоје локације на којима долази до појаве кључања течности.

6.5.4 Расподела кинетичке енергије турбуленције

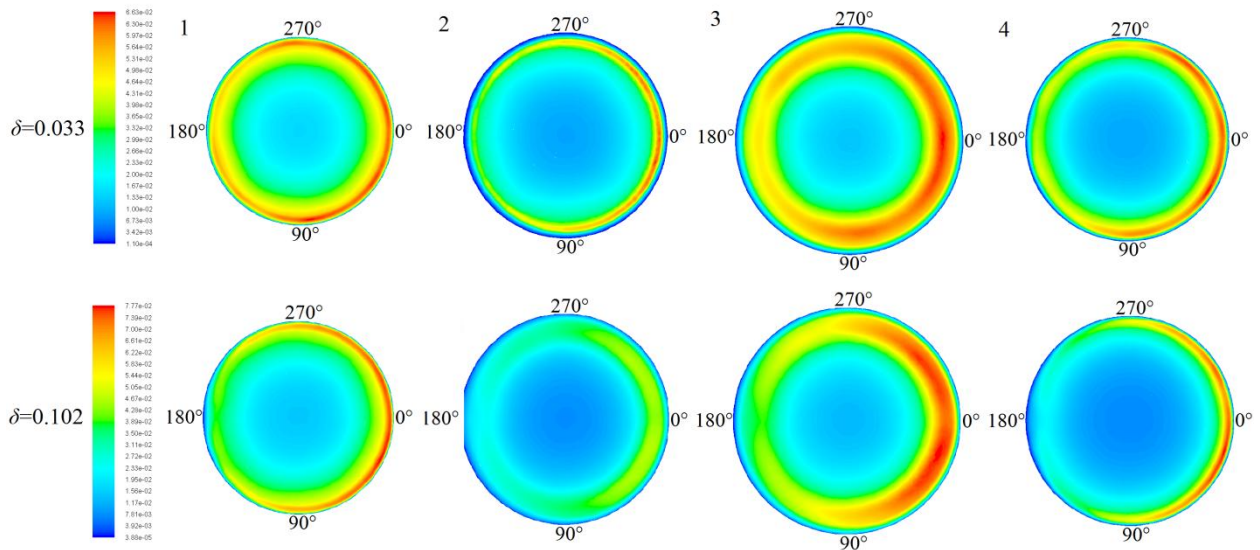
На сликама 6.28 - 6.30 приказане су расподеле кинетичке енергије турбуленције k у генерисаним попречним пресецима за дефинисане вредности закривљености δ и Re броја, док су на слици 6.31 приказане расподеле кинетичке енергије турбуленције у попречним пресецима глатких закривљених улазних деоница испред набораног сегмента цеви.



Слика 6.28 Расподела кинетичке енергије турбуленције [$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-2}$] у закривљеним набораним цевима за $\text{Re} \approx 1,890$



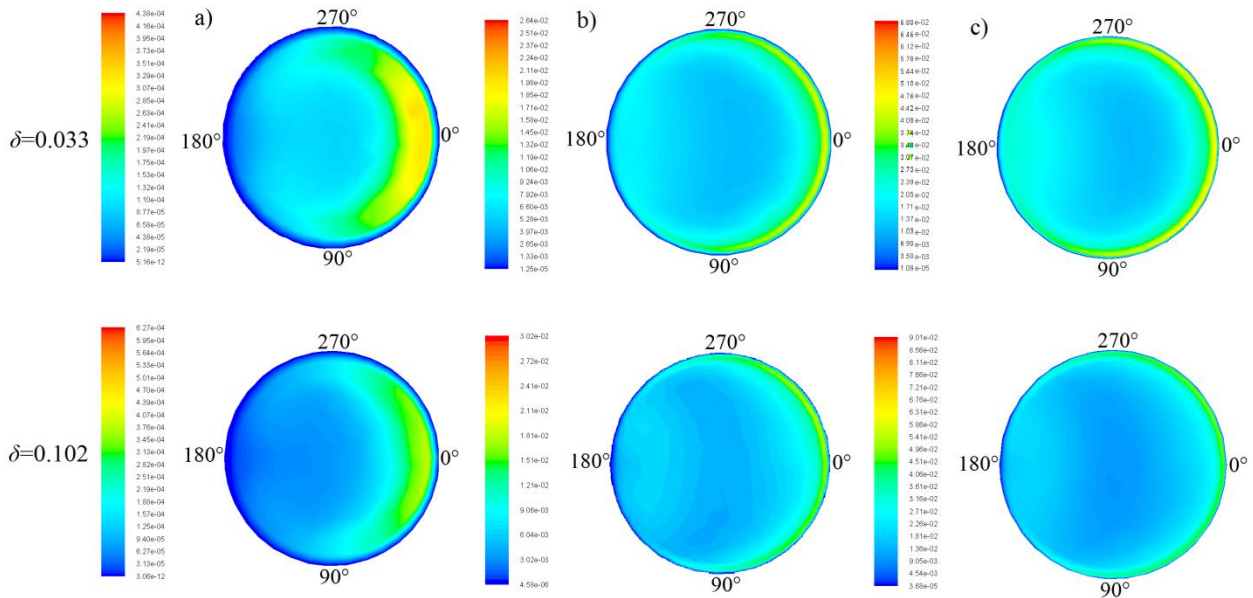
Слика 6.29 Расподела кинетичке енергије турбуленције [m^2s^{-2}] у закривљеним наборним цевим за $\text{Re} \approx 3,650$



Слика 6.30 Расподела кинетичке енергије турбуленције [m^2s^{-2}] у закривљеним наборним цевима за $\text{Re} \approx 15,860$

Интеракције између главнине тока и вртлога унутар набора у стварности немају стационаран карактер у прелазном и турбулентном режиму струјања. Иако су ове интеракције нестационарне, могу се представити усредњеним вредностима флукуација брзине у близини подеоне струјне површи, односно вредношћу кинетичке енергије турбуленције k . Кинетичка енергија турбуленције је једна од најважнијих величина у

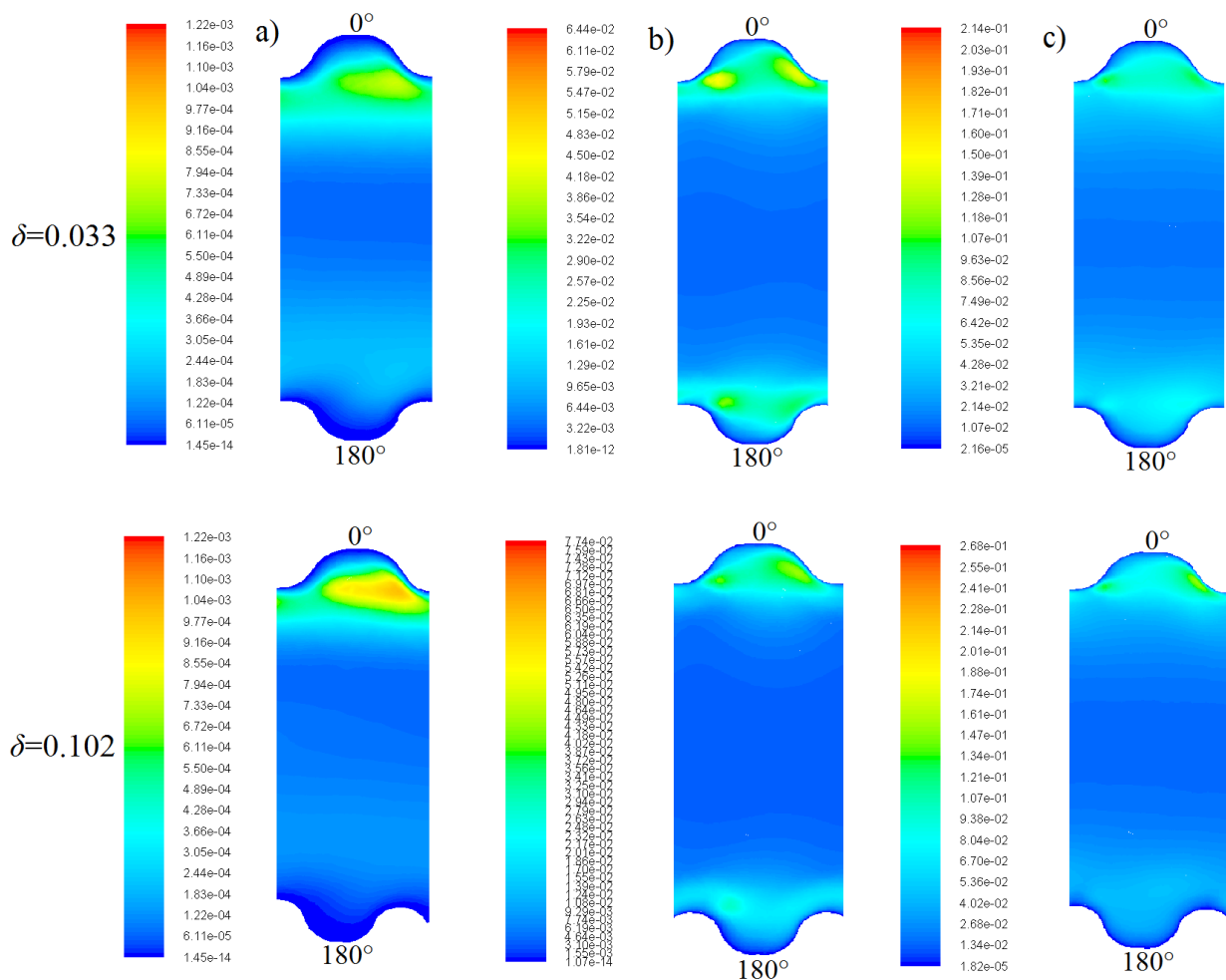
хидродинамичком граничном слоју јер представља меру интензитета турбуленције, који је у тесној вези са брзинским профилима.



Слика 6.31 Расподела кинетичке енергије турбуленције [m^2s^{-2}] у закривљеним глатким цевима: а) $\text{Re} \approx 1,890$; б) $\text{Re} \approx 3,650$; в) $\text{Re} \approx 15,860$

Поређењем расподела кинетичке енергије турбуленције у попречним пресецима набораних и глатких закривљених цеви уочава се да секундарно струјање значајно утиче на структуру турбуленције и да су флукуације брзине у закривљеним цевима углавном ограничене на одређене области у близини зида. Флукуације брзине су наизраженије у области спољашњег зида у општем случају, али се запажа и значајна дисперзија флукуација брзине у попречним пресецима набораних цеви. У областима набора јављају се значајне флукуације брзине, а са порастом вредности Re броја интензивира се пренос количине кретања између струјања у наборима и главнини тока, што интензивира флукуације брзине у близини зида. Са повећањем вредности закривљености δ интензитет флукуација брзине у области спољашњег зида расте, док се у области унутрашњег зида смањује. Расподела вредности флукуација брзине по обиму цеви је знатно униформнија за мање вредности закривљености δ .

Расподела кинетичке енергије турбуленције k у равни аксијалне осе закривљене наборане цеви приказана је на слици 6.32.



Слика 6.32 Расподела кинетичке енергије турбуленције [m^2s^{-2}] у уздужном пресеку:
 а) $\text{Re} \approx 1,890$; б) $\text{Re} \approx 3,650$; в) $\text{Re} \approx 15,860$

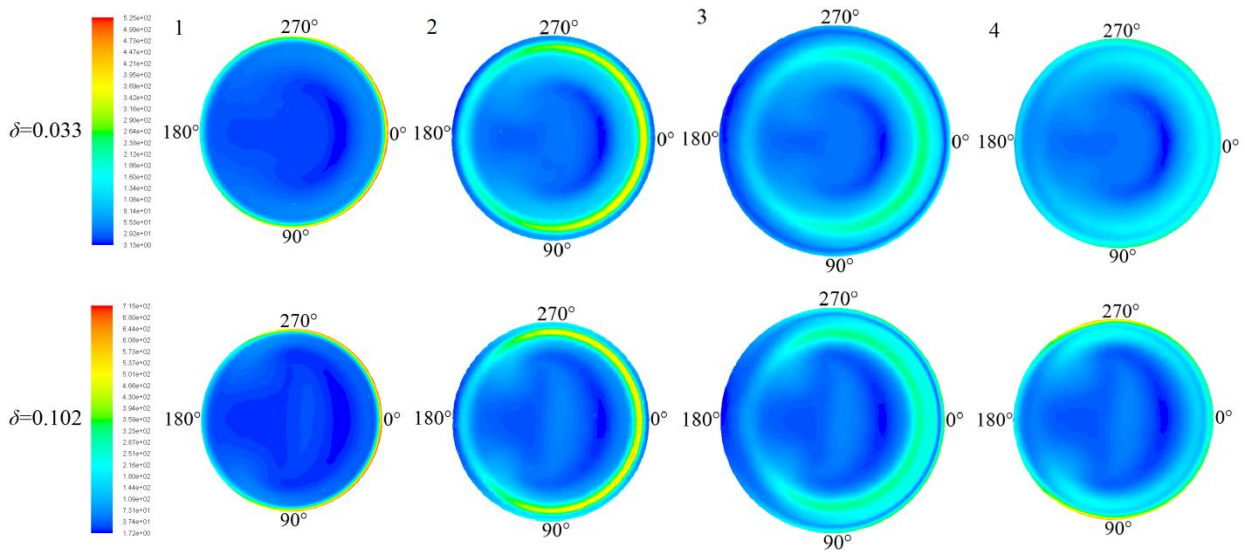
Одвајање граничног слоја је струјни феномен повезан са наглим променама површинске геометрије. Слободан гранични слој који настаје одвајањем садржи флукуације брзине и притиска чак и при релативно малим вредностима Re броја. У области спољашњег зида ($\theta=0^\circ$) вредност градијента кинетичке енергије турбуленције расте с почетком узводне области набора, а затим пада након прилепљивања граничног слоја у низводној области набора. Највеће вредности кинетичке енергије турбуленције су сконцентрисане у областима где флуид напушта област тачке одвајања и доспева у област тачке прилепљивања, док је у области центра вртлога унутар набора вредност кинетичке енергије турбуленције мања. Област са високим интензитетом флукуација брзине се у свим случајевима налази у хидродинамичком граничном слоју у слободној струји флуида, који затвара рецикулациону област набора. У области унутрашњег зида ($\theta=180^\circ$) не

запажа се изражено варирање вредности кинетичке енергије турбуленције због непостојања механизма одвајања и прилепљивања граничног слоја на овој обимној позицији.

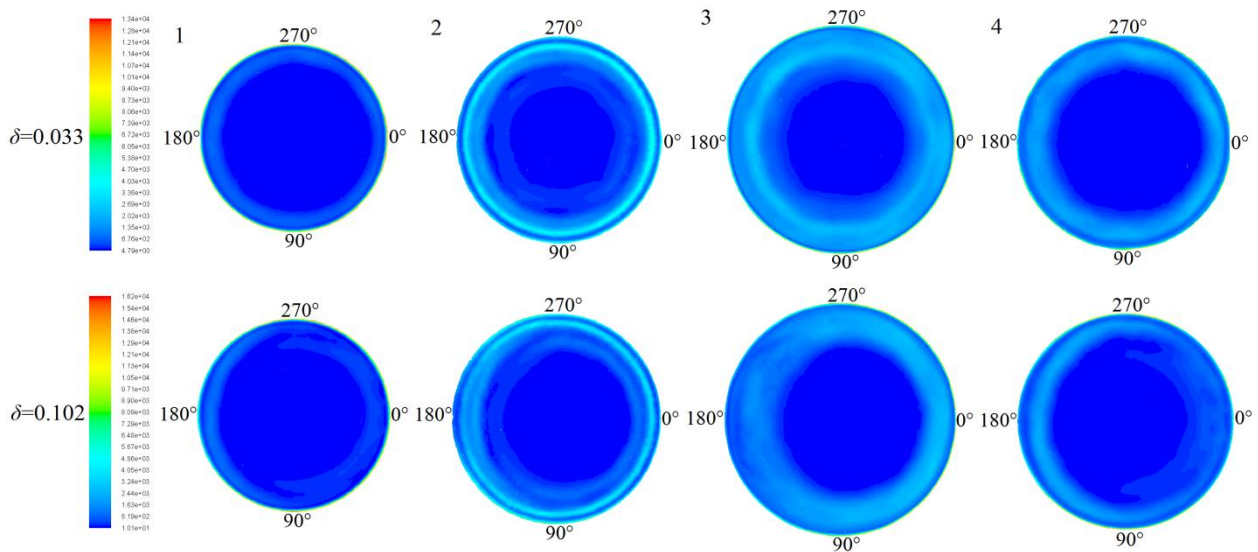
Расподела вредности кинетичке енергије турбуленције је последица расподеле брзине и у општем случају зависи од вредности Re броја (интензитета турбуленције) и закривљености δ . На расподелу вредности кинетичке енергије турбуленције унутар набора значајан утицај имају геометријски параметри набора, односно висина e и корак набора p_c . Као што је већ претходно објашњено, закривљеност утиче и на геометрију самих набора. Са порастом вредности закривљености δ долази до повећања корака набора p_c и смањења висине набора e у области спољашњег зида ($\theta=0^\circ$), док у области унутрашњег зида ($\theta=180^\circ$) важи обрнуто. Са повећањем корака набора, односно закривљености δ , вредности кинетичке енергије турбуленције расту у близини зида, са максимумима вредности у близини низводног подножја набора, где се налази област прилепљивања граничног слоја. Са повећањем корака набора област високих вредности кинетичке енергије турбуленције се шири ка узводном делу набора и простира се дужином целог набора. Вредност кинетичке енергије турбуленције значајно расте са повећањем корака и дисперзује се у простор набора, што указује да са повећањем корака долази до интензивирања интеракција између хидродинамичког граничног слоја у слободној струји флуида, насталог одвајањем, и хидродинамичког граничног слоја на зиду набора. У случајевима карактерисаним мањом вредношћу закривљености цеви δ , тј. већом висином набора, запажа се да се максимуми вредности кинетичке енергије турбуленције померају ка узводном и низводном корену набора, чиме међусобно растојање максималних вредности унутар једног набора пропорционално расте. Утицај повећања висине набора на пораст вредности кинетичке енергије турбуленције је нешто мањи у односу на утицај повећања корака, што се манифестује мањим максималним вредностима и мањом дисперзијом у простор набора. Наведена дискусија утицаја висине и корака набора на расподелу вредности кинетичке енергије турбуленције односи се на обимне локације наборане цеви где постоји феномен одвајања и прилепљивања граничног слоја.

6.5.5 Распoдела вртлoжности

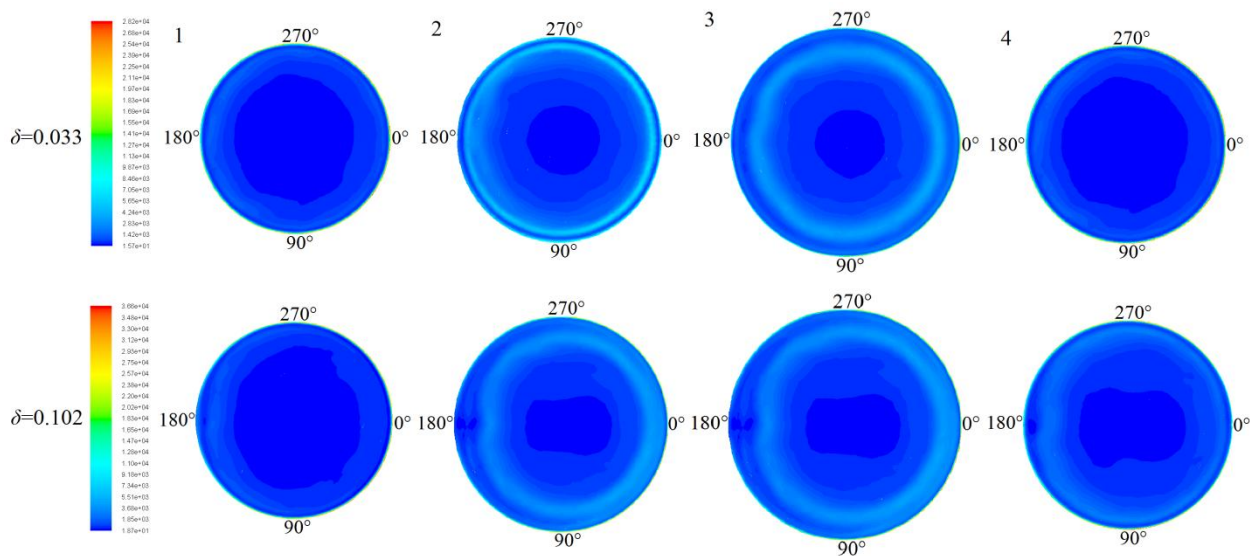
На сликама 6.33 - 6.35 приказане су распoделе вртлoжности у генерисаним попречним пресецима за дефинисане вредности закривљености δ и Re броја, док су на слици 6.36 приказане распoделе вртлoжности у попречним пресецима глатких закривљених улазних деоница испред набoраног сегмента цеви.



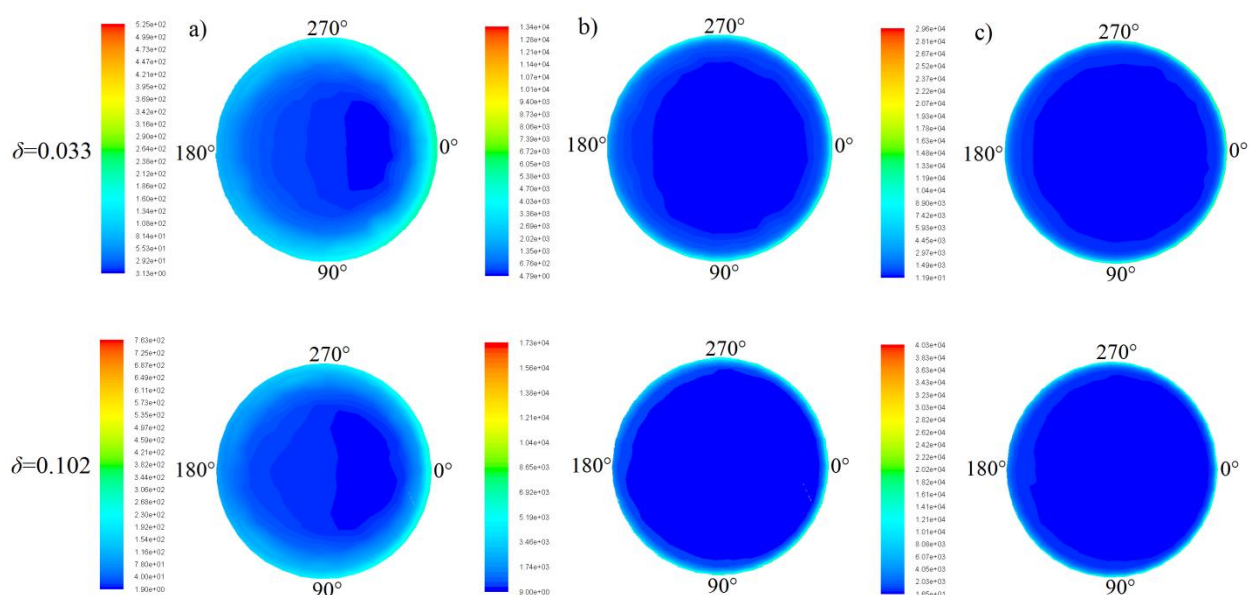
Слика 6.33 Распoдела вртлoжности [s^{-1}] у закривљеним набoраним цевима за $Re \approx 1,890$



Слика 6.34 Распoдела вртлoжности [s^{-1}] у закривљеним набoраним цевим за $Re \approx 3,650$



Слика 6.35 Расподела вртложности [s^{-1}] у закривљеним набораним цевима за $Re \approx 15,860$



Слика 6.36 Расподела врложности [s^{-1}] у закривљеним глатким цевима:
 а) $Re \approx 1,890$; б) $Re \approx 3,650$; в) $Re \approx 15,860$

Вртложност је мера ротације флуидних елемената при њиховом кретању кроз струјно поље. Поређењем расподела вртложности у попречним пресецима набораних и глатких закривљених цеви уочава се да секундарно струјање утиче на вртложност и да су високе вредности вртложности лоциране у близини зида, са максимумом вредности у области спољашњег зида ($\theta=0^\circ$) услед присуства позитивног градијента радијалног

притиска, који је пропорционалан закривљености δ . Са порастом вредности Re броја и закривљености делта δ расту и максимуми вредности вртложности у области спољашњег зида, уз истовремено смањење дисперзије вртложности у средишњој области попречног пресека цеви у општем случају, тако да се за високе вредности Re броја у централним областима попречних пресека јављају зоне релативно ниских вредности вртложности. Рециркулционо струјање унутар набора има пресудни утицај на генерисање вртложности, која се дисперзује у главнину тока чинећи струјање у набораним цевима знатно вртложнијим у односу на глатке цеви. Ово представља додатни конвективни механизам транспорта топлоте, али је праћено и повећањем губитака трења. У том смислу, вртложност има значајну улогу при мањим вредностима Re броја, односно у ламинарном и прелазном режиму струјања. Локални максимуми вредности вртложности јављају се у узводном делу набора, непосредно иза области одвајања граничног слоја, што указује да присуство позитивног градијента притиска има пресудан утицај на генерисање вртложности.

6.6 Параметарска анализа утицаја геометријских карактеристика набора

Да би се испитао утицај геометријских карактеристика набора на интензитет прелаза топлоте и пад притиска у спиралном набораном топлотном апсорберу концентрисаног зрачења вршена је нумеричка параметарска анализа. Разматрана су још 4 геометријски различита профила набора - два са мањом и два са већом висином у односу на висину набора у досадашњем истраживању, док је вредност корака набора остала непромењена у свим разматраним случајевима. Висина набора је варирана тако што је пречник у подножју набора имао исту вредност у свим случајевима, а вариран је пречник врха набора. На овај начин конструисане су наборане цеви са висинама набора 0.8 mm, 1 mm, 1.4 mm и 1.6 mm, односно са вредностима односа висине и корака набора (e/p_c) 0.19, 0.24, 0.33, и 0.38. Наведене вредности односе се на праву наборану цев, с обзиром да након закривљења долази до промене геометријских параметара набора по обиму цеви.

Нумеричка параметарска анализа утицаја геометријских карактеристика набора на интензитет прелаза топлоте и пад притиска вршена је применом ламинарног модела у ламинарном режиму струјања, док су у прелазном и турбулентном режиму струјања коришћени SST $k-\omega$ и RSM Linear Pressure-Strain модели турбуленције. Принципи

просторне дискретизације нумеричких домена и одређивања почетних и граничних услова су дати у претходном излагању. У циљу повећања брзине конвергенције случајева у којима је примењен ламинарни модел, вршена је адаптација нумеричке мреже алатима уграђеним у солвер примењеног програмског пакета.

Претходна разматрања указују да висина набора e и закривљеност δ имају доминантан утицај на величину и карактер рециркулационог домена унутар набора. Интензитет преноса топлоте и хидраулични отпор у цевима са различитим моделима храпавости нису једозначно одређени релативном висином елемената храпавости (e/d), већ и њиховим обликом и размаком. Наведене геометријске карактеристике зида наборане цеви утичу на локацију стагнантне тачке, а самим тим и на вредност коефицијента трења f . Са порастом висине набора формирају се веће и интензивније рециркулационе зоне унутар набора, повећава се растојање између тачака одвајања и прилепљивања и величина слободног граничног слоја. Пад притиска директно зависи од висине набора, што је уочљивије у турбулентном режиму струјања. Вредност Nu број расте са порастом висине набора до одређене вредности, након чега има приближно константну вредност.

Поређење утицаја висине набора на локалне вредности Nu броја у близини тачака одвајања и прилепљивања граничног слоја указује да је промена дебљине температурског граничног слоја у зависности од висине набора израженија у близини тачке прилепљивања него у близини тачке одвајања. У општем случају повећање висине набора доводи до смањења вредности Nu броја у области одвајања и повећања у области прилепљивања, с тим што је за разматрани опсег геометријских параметара набора пораст вредности Nu броја у области прилепљивања већи од пада у области одвајања. Са порастом висине набора расте и величина области високог интензитета турбуленције. Већи део ове области се налази у близини тачке прилепљивања, док је мањи део у близини тачке одвајања граничног слоја.

Теоријска разматрања утицаја геометријских фактора на термо-струјне појаве у набораним цевима су знатно сложенија у закривљеним набораним цевима у односу на праве наборане цеви. За разлику од правих набораних цеви, где је подела типа храпавости према критеријуму изоловања вртложног струјања у наборима и прилепљивања слободног граничног слоја на " d " и " k " тип једнозначна, код набораних цеви се у истом попречном пресеку најчешће јављају оба типа због дејства центрифугалне силе. Због закривљења се

набори у области спољашњег зида и суседном делу обима цеви карактеришу као "k" тип, док се набори у области унутрашњег зида карактеришу као "d" тип. Обимна расподела области изложених различитим утицајима зависи од вредности Re броја и закривљености δ , али и од геометријских карактеристика самих набора. Са друге стране, као што је већ објашњено у претходном излагању, закривљеност значајно утиче на промену геометријских карактеристика набора по обиму цеви, због чега геометријске карактеристике набора зависе од локалне вредности закривљености δ и константно су променљиве дуж аксијалне координате спирале.

Да би се корелисали подаци за изотермски пад притиска у попречно набораној Архимедовој спирали добијени нумеричком параметарском анализом, геометријска група дата у јед. (5.9) - (5.12) је допуњена геометријским параметрима који дефинишу наборану цев - висином набора e и кораком набора p_c . Добијени су следећи корелациони изрази за изотермски пад притиска који садрже све геометријске параметре којима је једнозначно одређена геометрија наборане Архимедове спирале:

- улаз на максималном пречнику спирале

- ламинарно струјање
($Re < 2,100$):

$$\frac{\Delta P_{scc}}{2\rho V^2} \left[\frac{p_s d^{0.5} \left(\frac{p_c}{e} \right)^{0.14}}{R_{max}^{0.75} (R_{max} - R_{min})^{0.75}} \right] = 69.25 \left(\frac{dV\rho}{\mu} \right)^{-0.64} \quad (6.14)$$

- турбулентно струјање
($2,100 < Re < 15,000$):

$$\frac{\Delta P_{scc}}{2\rho V^2} \left[\frac{p_s d^{0.5} \left(\frac{p_c}{e} \right)^{0.25}}{R_{max}^{0.75} (R_{max} - R_{min})^{0.75}} \right] = 0.096 \left(\frac{dV\rho}{\mu} \right)^{0.241} \quad (6.15)$$

- улаз на минималном пречнику спирале

- ламинарно струјање
($Re < 3,500$):

$$\frac{\Delta P_{scc}}{2\rho V^2} \left[\frac{p_s d^{0.5} \left(\frac{p_c}{e} \right)^{0.14}}{R_{max}^{0.75} (R_{max} - R_{min})^{0.75}} \right] = 77.03 \left(\frac{dV\rho}{\mu} \right)^{-0.61} \quad (6.16)$$

- турбулентно струјање
(3,500 < Re < 15,000):

$$\frac{\Delta P_{\text{sc}}}{2\rho V^2} \left[\frac{p_s d^{0.5} \left(\frac{p_c}{e} \right)^{0.25}}{R_{\text{max}}^{0.75} (R_{\text{max}} - R_{\text{min}})^{0.75}} \right] = 0.072 \left(\frac{dV\rho}{\mu} \right)^{0.262} \quad (6.17)$$

Корелационе зависности вредности обимно осредњеног Nu броја (јед. (5.17)-(5.19)) у свим режимима струјања добијене су вишеструком нелинеарном регресионом анализом експерименталних података, при чему су претпостављени прости експоненцијални модели. На основу резултата нумеричке параметарске анализе наведени изрази су допуњени геометријским параметрима који дефинишу наборану цев - висином набора e и кораком набора p_c . Добијени су корелациони изрази за вредности обимно осредњеног Nu броја у набораној Архимедовој спирали у ламинарном (јед. (6.18)), прелазном (јед. (6.19)) и турбулентном режиму струјања (јед. (6.20)):

$$\text{Nu} = 0.646 \text{Re}^{0.61} \text{Pr}^{0.174} \delta^{0.164} \left(\frac{e}{p_c} \right)^{0.12} \quad (6.18)$$

$$\text{Nu} = 0.444 \text{Re}^{0.641} \text{Pr}^{0.3} \delta^{0.11} \left(\frac{e}{p_c} \right)^{0.16} \quad (6.19)$$

$$\text{Nu} = 0.381 \text{Re}^{0.654} \text{Pr}^{0.43} \delta^{0.07} \left(\frac{e}{p_c} \right)^{0.22} \quad (6.20)$$

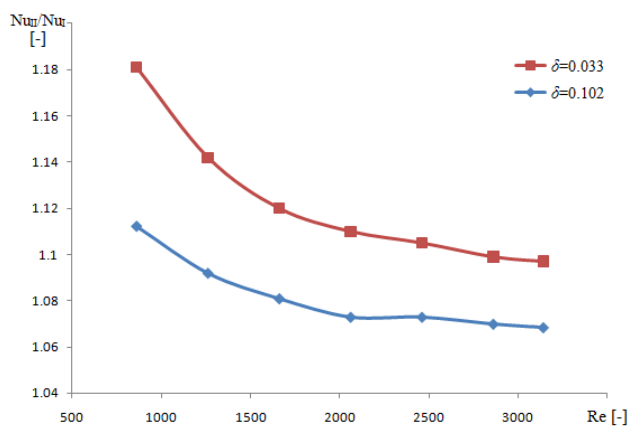
Корелациони изрази (6.14) - (6.20) важе за опсег вредности односа корака и висине набора $p_c/e=2.6-5.2$, што задовољава конструкционе захтеве за израду наборане Архимедове спирале у разматраном опсегу вредности закривљености δ . Опсеги вредности осталих независних променљивих у датим корелационим изразима су претходно дефинисани и индентични су одговарајућим опсезима вредности за које су формулисани корелациони изрази (5.9) - (5.12) и (5.17) - (5.19). Вредност обимно осредњеног Nu броја расте са порастом висине набора до вредности односа p_c/e на доњој граници разматраног опсега, након чега има приближно константну вредност.

6.7 Утицај интензитета специфичног флукса топлотног зрачења на прелаз топлоте

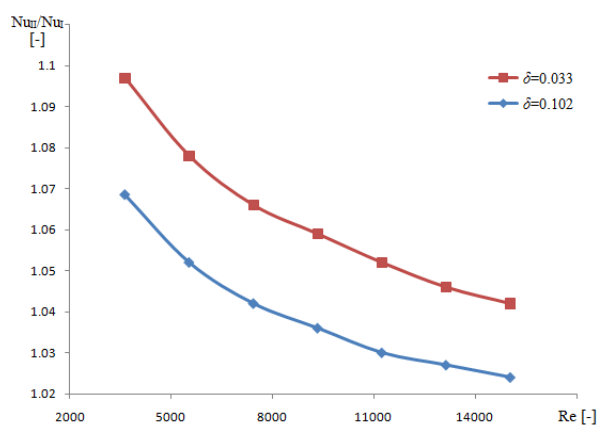
Утицај интензитета специфичног топлотног флукса на спољашњем зиду цеви на пренос топлоте, односно вредност Nu броја, је врло тешко проценити за дате експерименталне услове. Разлог су врло мале разлике вредности обимно осредњеног Nu

броја, које се налазе унутар граница неизвесности експериментално одређених вредности Nu броја. У литератури је мало истраживања у којима је разматран овај аспект, а резултати су спекулативни.

У циљу процене утицаја интензитета специфичног флукса топлотног зрачења на вредност Nu броја, путем нумеричких симулација је додатно истраживан утицај радних услова изван експерименталног опсега. Вредности Nu броја су поређене за два радна услова за које су расподеле специфичног флукса упадног топлотног зрачења на спољашњем зиду апсорбера међусобно пропорционалне. Први случај одговара експерименталним условима када је вредност апсорбованог флукса топлотног зрачења осредњеног по изложеној површини апсорбера $9,492 \text{ Wm}^{-2}$, док други случај одговара условима када је вредност апсорбованог флукса топлотног зрачења осредњеног по изложеној површини апсорбера 6.36 пута већа, односно када је средња вредност специфичног флукса упадног топлотног зрачења у равни у којој лежи аксијална оса апсорбера приближно $100,000 \text{ Wm}^{-2}$. Односи вредности обимно осредњених Nu бројева за случајеве веће и мање вредности флукса топлотног зрачења Nu_{II}/Nu_I у зависности од Re броја и закривљености δ приказани су на сликама 6.37 и 6.38. Како би подаци били поредиви, одабране су две вредности закривљености: $\delta=0.033$ (пети навојак спирале) и $\delta=0.102$ (дванаести навојак спирале). Резултати приказани на слици 6.37 представљају повећање вредности обимно осредњеног Nu броја у ламинарном и прелазном режиму струјања за случај када је транспортни флуид мешавина пропилен гликола и воде (90% и 10% по запремини, респективно), док су на слици 6.38 приказани одговарајући резултати у турбулентном режиму струјања и воду као транспортни флуид.



Слика 6.37 Утицај интензитета топлотног зрачења на Nu број - ламинарни и прелазни режим струјања



Слика 6.38 Утицај интензитета топлотног зрачења на Nu број - турбулентни режим струјања

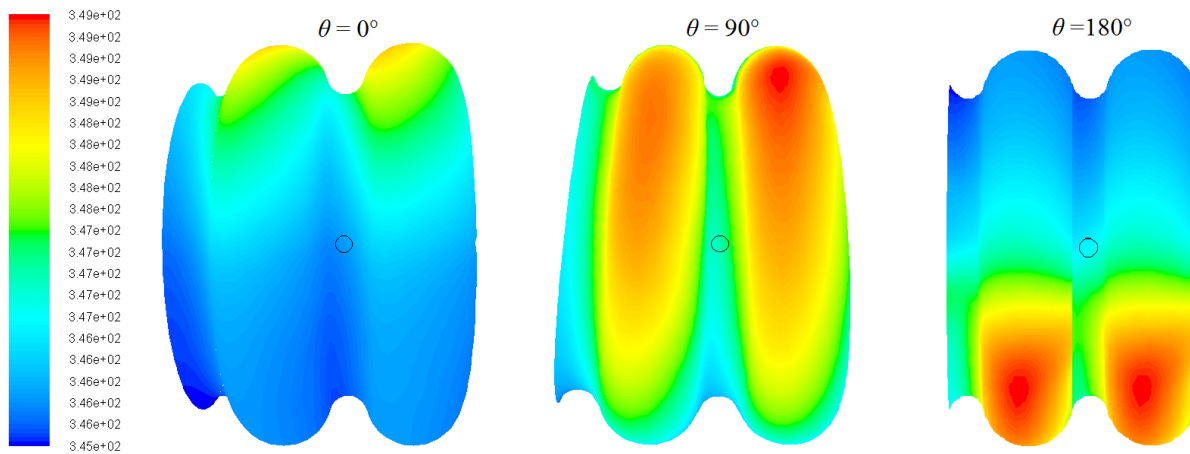
Повећање интензитета специфичног флукса упадног топлотног зрачења утиче на раст вредности обимно осредњеног Nu броја у разматраној геометрији у свим режимима струјања. Уочава се да је утицај највећи у ламинарном режиму струјања за најмање вредности Re броја и закривљености δ , као и да вредност односа Nu_{II}/Nu_I монотono опада са порастом Re броја.

Раст вредности обимно осредњеног Nu броја објашњава се утицајем секундарног струјања насталог услед дејства узгонске силе, односно интензивирањем природне конвективне циркулације, и променом вискозности флуида унутар граничног слоја са порастом вредности температурског градијента у близини зида. Утицај секундарног струјања насталог услед дејства узгонске силе слаби са порастом вредности Re броја, али и са порастом вредности закривљености δ у општем случају. Утицај закривљености δ указује да секундарно струјање услед дејства центрифугалне силе пригушује секундарно струјање настало услед дејства узгонске силе. Са друге стране, порастом вредности Re броја и закривљености δ , односно вредности De броја, интензивира се и вртложно струјање унутар простора набора, што додатно сузбија природну конвективну циркулацију.

6.8 Утицај топлотне проводности зида цеви

Ефекти спрезања механизма преноса топлоте постају важни у случајевима када су отпор провођења топлоте кроз зид цеви у аксијалном и тангенцијалном (по обиму) правцу и отпор прелаза топлоте са зида на флуид приближних вредности. Ово је типично за случајеве када је коефицијент прелаза топлоте мале вредности (ламинарни режим струјања), а однос вредности топлотних проводности зида цеви и флуида велики. Последица је девијација претпостављених граничних услова у аксијалном и тангенцијалном правцу, што утиче на промену расподеле вредности коефицијента прелаза топлоте. Сличан утицај има и повећање дебљине зида цеви, јер са повећањем вредности односа дебљине зида и унутрашњег пречника цеви $(d_o - d_i)/d_i$ долази до прерасподеле вредности специфичног топлотног флукса на унутрашњем зиду цеви (што је већа вредност овог односа, униформнија је расподела специфичног топлотног флукса на унутрашњем зиду).

Како би се проценио утицај провођења топлоте у зида цеви у аксијалном и тангенцијалном правцу на прерасподелу топлотног флукса, на слици 6.39 су приказана температурска поља на спољашњем зиду цеви на различитим обимним позицијама при ламинарном струјању мешавине пропилен гликола и вода (90% и 10% по запремини, респективно). Наведена предвиђања температурског поља одговарају следећим експерименталним условима: $Re \approx 860$, $Pr \approx 59$, $\delta = 0.033$ (пети навојак спирале) и $Q_{abs} = 1,898 \text{ W}$ (апсорбовани флукс топлотног зрачења целог апсорбера).



Слика 6.39 Температурско поље [K] на спољашњем зиду наборане цеви ($Re \approx 860$, $Pr \approx 59$, $\delta = 0.033$ и $Q_{abs} = 1,898 \text{ W}$)

Разматрани експериментални услови репрезентују реалне услове када су вредности прелаза топлоте са зида на флуид релативно мале, а однос вредности топлотних проводности зида цеви и флуида релативно велики. Расподела локалних температура спољашњег зида цеви указује да је она доминантно одређена расподелом специфичног топлотног флукса на спољашњем зиду цеви и расподелом локалних вредности коефицијента прелаза топлоте на унутрашњој површини цеви. С обзиром да је и температурско поље (као и поља специфичног топлотног флукса и коефицијента прелаза топлоте) изразито неуниформно дуж аксијалне и тангенцијалне координате, закључује се да се у наведеном истраживању може занемарити утицај топлотне проводности зида цеви у свим правцима осим радијалног. Ово је последица релативно мале вредности топлотне проводности материјала зида цеви (нерђајући челика AISI 304), мале дебљине зида цеви и

релативно великих вредности коефицијента прелаза топлоте са унутрашњег зида на флуид чак и при малим вредностима Re броја.

Morini [194] је на основу теоретских разматрања поставио критеријум када се при струјању у правој глаткој цеви морају узети у обзир спрегнути ефекти провођења топлоте у аксијалном правцу:

$$\left(\frac{\lambda_{\text{wall}}}{\lambda_{\text{fluid}}}\right)\left(\frac{d_o - d_i}{d_i}\right)\frac{1}{\text{Re Pr}} > 0.01 \quad (6.21)$$

Наведени услов је добијен разматрањем ламинарног и прелазног режима струјања у микроканалима за гранични услов константног специфичног топлотног флукса на спољашњем зиду цеви. И поред значајних разлика између експерименталних услова у овом истраживању и услова за које је формулисана неједнакост (6.21), због недостатка сличних критеријума у литератури, тестиран је наведени критеријум. Поступком параметарске нумеричке анализе, при чему су вариране вредности топлотне проводности зида, дебљине зида, Re броја и врсте транспортног флуида, неједнакост (6.21) је преиначена у:

$$\left(\frac{\lambda_{\text{wall}}}{\lambda_{\text{fluid}}}\right)\left(\frac{d_o - d_i}{d_i}\right)\frac{1}{\text{Re Pr}} > 0.005 \quad (6.22)$$

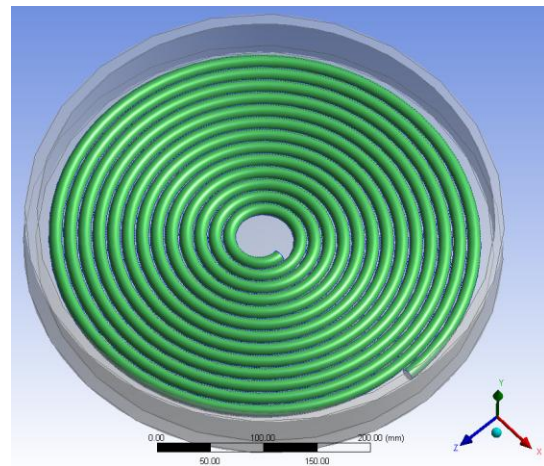
Вредност са десне стране неједнакости (6.22) у разматраним случајевима налази се у опсегу 0.005÷0.01, али је усвојена вредност на доњој граници опсега како би се за услове овог истраживања гарантовао критеријум неспрезања ефеката провођења топлоте кроз зид цеви у аксијалном и тангенцијалном правцу. Услов дефинисан неједнакошћу (6.22) је задовољен са великим степеном сигурности за све параметре могућих радних услова разматраног спиралног набораног топлотног апсорбера концентрисаног зрачења, што оправдава хипотезу да се у разматрањима преноса топлоте може занемарити провођење топлоте кроз зид цеви у аксијалном и тангенцијалном правцу.

6.9 Нумеричко истраживање конвективног преноса топлоте у спиралном глатком топлотном апсорберу концентрисаног зрачења

Утицај набора на апсорпциона својстава и прелаз топлоте могу се проценити само поређењем са глатком цеви, због чега је потребно одредити карактеристике преноса топлоте у Архимедовој спирали израђеној од хидраулички глатке цеви. Глатка цев са којом се врши поређење је изабрана тако да њен спољашњи пречник буде једнак максималном спољашњем пречнику наборане цеви, како би се теоретски могла израдити глатка Архимедова спирала идентичних геометријских параметара. Геометријски параметри глатког спиралног апсорбера топлоте су наведени у табели 6.3, док је геометријски модел Архимедове спирале и припадајућег кавитета приказан на сл. 6.40 [195].

Табела 6.3 Геометр. параметри глатке Архимедове спирале

Архимедова глатка спирала			
d_i	11.7	mm	унутрашњи пречник цеви
d_o	12.2	mm	спољашњи пречник цеви
s	0.25	mm	дебљина зида цеви
R_{\min}	25	mm	мин. полупреч. спирале
R_{\max}	202	mm	макс. полупреч. спирале
p_s	13.6	mm	корак спирале
n	13	-	број навојака спирале



Слика 6.40 Геометријски модел спиралног глатког ТА

Нумеричка метода којом је одређена расподела специфичног топлотног флукса на делу површине изложеном топлотном зрачењу је индентична као и у случају наборане спирале и детаљно је описана у поглављу 4.3. Очигледно да је само половина укупне спољашње површине спирале изложена зрачењу, док друга половина размењује топлоту једино конвективним механизмом. Како би предвиђања прелаза топлоте била поредива, гранични услови на зиду глатког спиралног апсорбера одређени су за индентичне експерименталне услове као и случају спиралног набораног апсорбера.

С обзиром да упадно зрачење није униформно у равни топлотног апсорбера, специфични флуks апсорбованог зрачења неће варирати само локално по обиму спиралне цеви, већ и у аксијалном правцу. Расподела специфичног флуksа упадног зрачења у циљној равни у којој се налази аксијална оса спиралне цеви приказана је на слици 6.41, где је z радијално растојање од осе спирале. Са теоријског становишта, обимна расподела специфичног флуksа апсорбованог зрачења на спољашњем зиду глатке цеви треба да буде представљена косинусном функцијом. Нумеричке симулације су показале да део рефлектованог зрачења од суседних навојака спирале бива такође апсорбован, због чега је расподела специфичног флуksа по полуобиму цеви униформнија у поређењу са косинусном расподелом.

Транспортне једначине математичког модела којима се описује струјање и температурско поље унутар глатког спиралног топлотног апсорбера су дате у поглављу 6.2. Температурска зависност физичких особина транспортног флуида је узета у обзир како би се повећала тачност прорачуна. Промене физичких особина воде у зависности од температуре су дате као полиномске функције и срачунаване према јед. (4.17) - (4.20). Референтна температура флуида за срачунавање прелаза топлоте је локално осредњена температура флуида по попречном пресеку, која је срачунавана на основу јед. (4.3). Локални унутрашњи коефицијент прелаза топлоте и локални Nu број на некој аксијалној позицији z и обимној позицији θ су срачунавани према јед. (4.1) и (4.2), респективно.

Критеријум стабилности струјања у глаткој спирали и критични Re бројеви одређени су према изразима датим од стране Ali-ја и Seshadri-ја [83]:

$$\text{Re}_{\text{crit I}} = 2100 \left[1 + 4.9 \left(\frac{d_i}{R_{\text{max}}} \right)^{0.21} \left(\frac{P}{R_{\text{max}}} \right)^{0.1} \right] \quad (6.23)$$

$$\text{Re}_{\text{crit II}} = 2100 \left[1 + 6.25 \left(\frac{d_i}{R_{\text{min}}} \right)^{0.17} \left(\frac{P}{R_{\text{min}}} \right)^{0.1} \right] \quad (6.24)$$

На основу јед. (6.23) и (6.24), одређене су вредности критичних Re бројева за разматрану геометрију спирале (табела 6.3): $\text{Re}_{\text{crit I}} = 6,450$ и $\text{Re}_{\text{crit II}} = 13,030$. У овом нумеричком истраживању су разматрана сва три карактеристична режима струјања. Одабрани Re бројеви који одговарају ламинарном, прелазном и турбулентном режиму струјања су 3,630; 7,420 и 13,050, респективно. Ове вредности су добијене за физичке особине воде на

средњој температури $T_{ave} = (T_{in} + T_{out}) / 2$ за појединачне разматране случајеве. Симулације термо-струјних процеса у прелазном режиму струјања су вршене коришћењем SST $k-\omega$ модела турбуленције, док је у турбулентном режиму струјања коришћен RSM Linear Pressure-Strain модел турбуленције.

Нумерички домен је дискретизован врло фином структурираном мрежом у близини зида и неструктурираном мрежом растуће величине ћелија у средишту струјног канала у циљу умањења рачунарских захтева. Примењена мрежа је изразито неуниформна у близини зида цеви како би се срачунали ефекти граничног слоја. Вршена је провера утицаја квалитета генерисане мреже на тачност решења да би се обезбедила тачност и кохерентност примењених нумеричких шема. Нумеричке симулације указују да је вредност закривљености δ пресудна за валидацију модела турбуленције, јер се највеће одступања од корелационих података у литератури добијају за највеће вредности закривљености δ . Осредњена температура флуида у излазном пресеку и обимно осредњен Nu број на 12-том навојку спирале ($\delta=0.128$) су величине чијим поређењем је вршена процена квалитета нумеричке мреже на тачност решења (резултати приказани у табели 6.4). Прорачуни су вршени са четири нумеричке мреже различите финоће и срачунате су релативне грешке контролних величина. Гранични и почетни услови за случајеве процене утицаја квалитета нумеричке мреже на тачност решења су формулисани на следећи начин: $V_{in}=1.05 \text{ ms}^{-1}$, $T_{in}=20^\circ\text{C}$, $q_{wall}=15,000 \text{ Wm}^{-2}$, $(U, V, W)_{ini} = 0 \text{ ms}^{-1}$ и $T_{ini}=20^\circ\text{C}$.

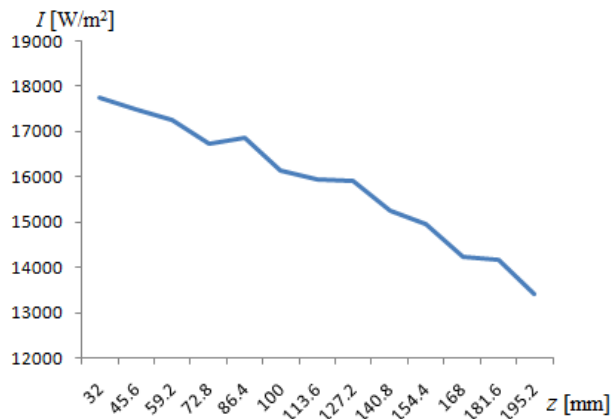
Табела 6.4. Утицај квалитета нумеричке мреже на вредност релативне грешке контролних величина (глатка Архимедова спирала)

	Број ћелија			
	(I)	(II)	(III)	(IV)
	6,351,164	7,213,902	8,628,928	11,217,606
Осред. темп. флуида у излаз. прес. ($^\circ\text{C}$)	24.84	24.76	24.73	24.71
Релат. грешка осред. темп. флуида (%)	0.53	0.21	0.09	-
Обимно осред. Nu бр. на 12-том нав. (-)	124.56	123.22	122.73	121.88
Релат. грешка обимно осред. Nu бр. (%)	2.2	1.1	0.7	-

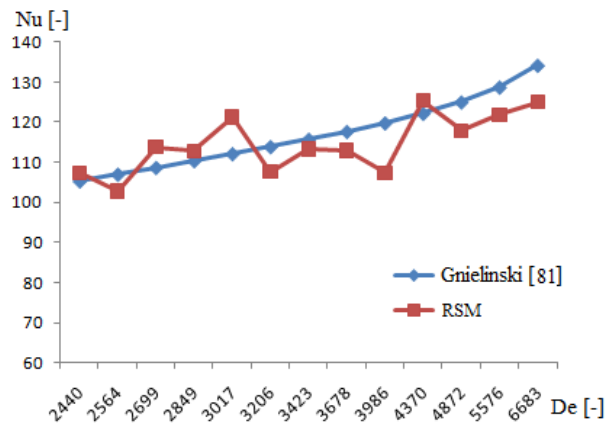
Може се закључити да је у посматраној геометрији резолуција мреже са бројем ћелија већим од 8.6×10^6 (случај III, друга мрежа по финоћи) приближно довољна да би

добијени резултати били физички реални и независни од примењене нумеричке мреже. Изабрана мрежа карактерише се изузетном финоћом на самом зиду и вредношћу коефицијента геометријске експанзије у радијалном правцу (нормално на зид) од 1.15. Центроиди првог слоја хелија налазе се на бездимензијској удаљености од зида $y^+=0.23$ ($Re_{ave}=3,630$), $y^+=0.56$ ($Re_{ave}=7,420$) и $y^+=1$ ($Re_{ave}=13,050$).

Избор дискретизационих шема и алгоритама је индентичан као и у симулацијама процеса у набораним цевима и дат је у поглављу 6.3.4. Низ прорачуна је извршен да би се истражила валидност нумеричких предвиђања прелаза топлоте у глаткој Архимедовој спиралној цеви. Обимно осредњени локални Nu бројеви на средини сваког навојка спирале су срачунати за гранични услов константног топлотног флукса на спољашњој површини спирале. Резултати се упоређени са модификацијом Gnielinski-ог једначине Petukhov-Porov-а [81] за прелаз топлоте у закривљеним и хеликоидним цевима за случај $Re_{ave}=13,050$ (слика 6.42).



Слика 6.41 Расподела флукса упадног топл. зрачења у фокусирајућој равни



Слика 6.42 Поређење нумеричких и аналитичких вредности ($Re_{ave}=13,050$)

Предвиђања нумеричких симулација добро се слажу са резултатима корелације Gnielinski-ог са средњим одступањем мањим од 3%. Ово се може објаснити чињеницом да варијације физичких особина воде са температуром може изменити вредност Pr броја за око 12% између улаза и излаза, док се у корелацији за Nu број користи средња вредност улазне и излазне вредности Pr броја флуида. С друге стране, струјање флуида не може се сматрати потпуно развијеним у Архимедовој спирали због константно променљиве закривљености, док су корелације за за Nu број добијене за случајеве константне закривљености цеви и потпуно развијено турбулентно струјање.

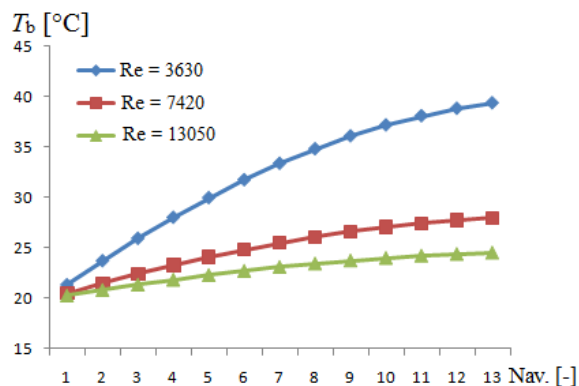
6.9.1 Резултати и дискусија

Хладна вода улази у спољашњи навојак спирале на највећем пречнику (први навојак спирале) и истиче на најмањем пречнику спирале (13-ти навојак спирале). Константан масени проток је претпостављен на улазу у топлотни апсорбер, као и да су градијенти брзинског и температурског поља једнаки нули у улазном пресеку. Профил топлотног флукса на спољашњој површини спирале, који је добијен детаљном тродимензионалном нумеричком симулацијом у Fluent-у коришћењем S2S Hemicube методе, коришћен је као гранични услов у свим разматраним случајевима.

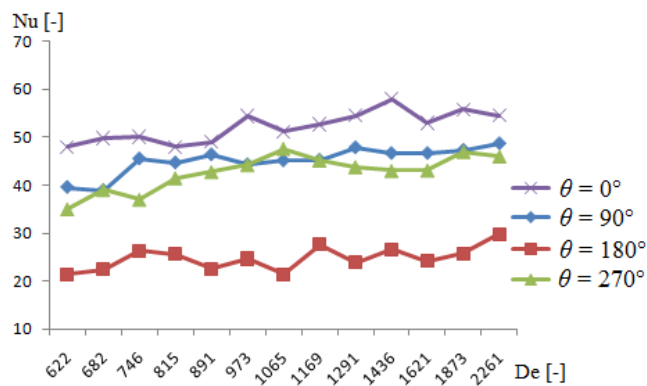
У првој нумеричкој симулацији је вредност средњег Re броја ($Re_{ave} = 3,630$) мања од вредности првог критичног Re броја ($Re_{crit I} = 6,450$) за задату геометрију спирале, тако да је струјање у потпуности ламинарно у целој спирали. У другој нумеричкој симулацији је вредност средњег Re броја ($Re_{ave} = 7,420$) изабрана тако да се налази између вредности првог и другог критичног Re броја, што значи да се у спирали могу јавити сва три режима струјања (ламинарни, прелазни и турбулентни). У последњој нумеричкој симулацији је вредност средњег Re броја ($Re_{ave} = 13,050$) већа од вредности другог критичног Re броја ($Re_{crit II} = 13,030$), због чега је струјање у потпуности турбулентно у целој спирали.

Локалне вредности коефицијента прелаза топлоте и Nu броја су срачунате на 13 аксијалних локација које су позициониране на средини сваког од навојака спирале. На свакој од 13 аксијалних локација су специфициране још четири обимне позиције: позиција А ($\theta = 0^\circ$) одговара спољашњој области попречног пресека (најудаљенија од осе спирале), позиција В ($\theta = 90^\circ$) одговара области попречног пресека цеви која је директно изложена флуксу топлотног зрачења, позиција С ($\theta = 180^\circ$) одговара унутрашњој области попречног пресека цеви (најближа осе спирале) и позиција D ($\theta = 270^\circ$) где је резултујући топлотни флукс последица конвективног транспорта топлоте са околног ваздуха који окружује спиралу. Материјал зида цеви је нерђајући челик AISI 304.

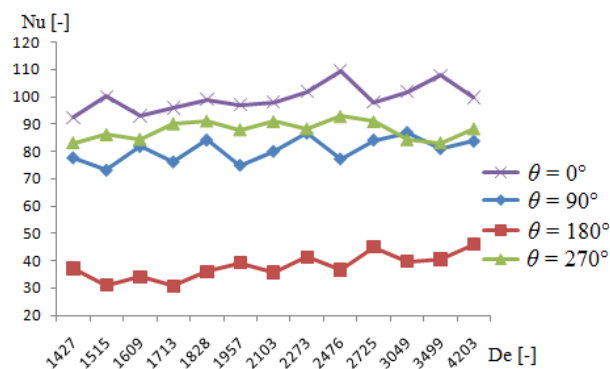
Температура флуида осредњена по попречном пресеку и локални Nu бројеви на дефинисаним позицијама су срачунати на основу претходно наведених принципа и приказани су на сликама 6.43 - 6.46. Физичке особине флуида неопходне за срачунавање наведених величина су одређене за локалне вредности притиска и температуре.



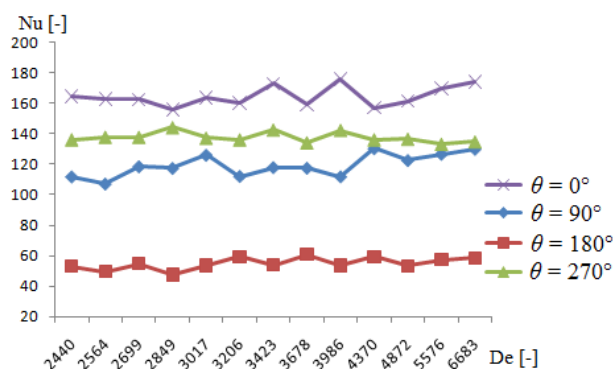
Слика 6.43 Аксијална расподела температуре флуида осредњене по попречном пресеку цеви



Слика 6.44 Аксијална расподела Nu броја на различитим обимним позицијама, $Re_{ave}=3,630$



Слика 6.45 Аксијална расподела Nu броја на различитим обимним позицијама, $Re_{ave}=7,420$



Слика 6.46 Аксијална расподела Nu броја на различитим обимним позицијама, $Re_{ave}=13,050$

Вредности Nu броја осцилују у посматраном опсегу закривљености δ , што није карактеристична појава за прелаз топлоте у правим цевима. Ове осцилације су последица природе самог струјања, које је под утицајем центрифугалне, узгонске и вискозне силе. Спрезање утицаја запреминских сила и вискозне силе изазива формирање веома сложеног термичког граничног слоја. Ово је у складу са ранијим резултатима Seban-а и McLaughlin-а [42], који су дали експерименталне податке о вредностима коефицијената трења и прелаза топлоте при ламинарном струјању уља и турбулентном струјању воде у закривљеним цевима за гранични услов константног топлотног флуksа. Њихови подаци јасно показују неправилно понашање вредности локалних коефицијената прелаза топлоте дуж аксијалне координате. Слично осциловање вредности Nu броја су уочили Lin и Ebadian [82] у нумеричком истраживању прелаза топлоте у глатким хеликоидним цевима при турбулентном струјању.

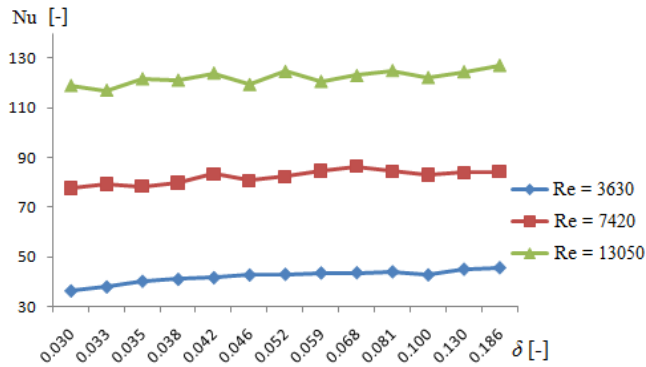
Турбулентне флукуације брзине и температуре су знатно већег интензитета у спољашњој него у унутрашњој области попречног пресека закривљене цеви. У поређењу са струјањем у правој цеви, флукуације брзине су концентрисане у тањем слоју близу зида, док су у средишњем делу попречног пресека релативно нижег интензитета. У излазној области, где се радијус закривљења значајно смањује са сваком навојком спирале, потребна су релативно кратка аксијална растојања да би се струјање стабилизовало, због чега осцилације посматраних величина нису тако значајне. Повећање вредности закривљености δ доводи до смањења флукуација аксијалне брзине, температуре и температурских турбулентних флукса по целом попречном пресеку цеви.

Смањење интензитета турбуленције и вредности температурских турбулентних флукса са повећањем вредности закривљености δ за задату вредност Re броја наводи на закључак да се у том случају смањује и интензитет укупног прелаза топлоте у закривљеној цеви. Међутим, нумерички прорачуни указују на умерен али очигледан пораст вредности коефицијента прелаза топлоте са порастом вредности закривљености δ . Ово се може објаснити глобалним променама брзинског и температурског поља услед закривљења цеви, посебно због појаве да се флуид веће брзине и ниже температуре потискује ка области спољашњег зида попречног пресека ($\theta=0^\circ$). Као последица, прелаз топлоте се повећава у области спољашњег зида, а смањује у области унутрашњег зида попречног пресека, сасвим независно од промена у структури турбуленције. Нето ефекат је умерен пораст средње вредности коефицијента прелаза топлоте по обиму, али не тако изражен као у случају ламинарног струјања.

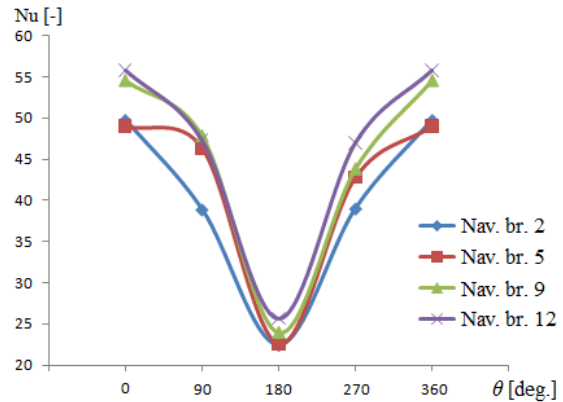
Вредности обимно осредњеног Nu броја у зависности од закривљености δ и за различите вредности Re броја су приказане на слици 6.47. Прелаз топлоте у општем случају расте са порастом закривљености δ . Уочава се да се са порастом Re броја смањује утицај закривљености δ на расподелу вредности Nu броја у аксијалном правцу. Нумеричке симулације указују да вредност Nu броја расте 25.2% у ламинарном, 8.6% у прелазном и 6.8% у турбулентном режиму струјања са порастом вредности закривљености δ у разматраном опсегу ($\delta=0.029-0.234$).

Расподеле локалних вредности Nu броја по унутрашњем обиму цеви за четири навојка спирале (други, пети, девети и дванаести навојак) и различите режиме струјања су приказане на сликама 6.48 - 6.50. Аксијалне позиције дуж спиралног апсорбера су биране

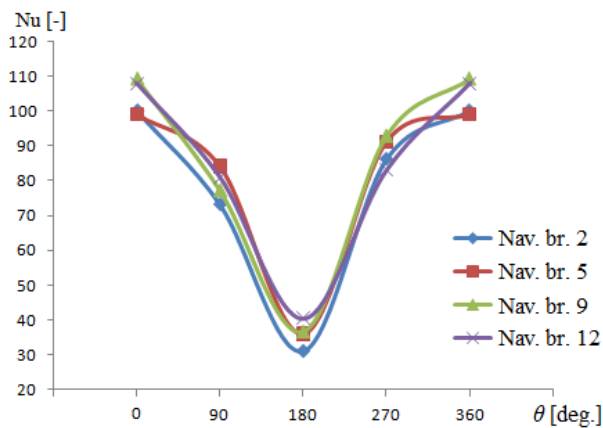
тако да свака слика представља обимно варирање Nu броја са протоком флуида од улаза до излаза из спирале.



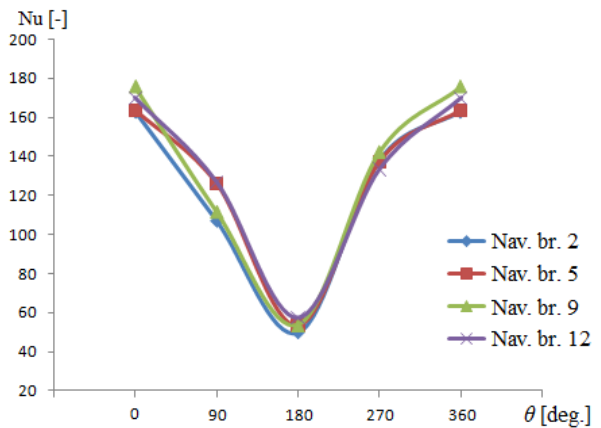
Слика 6.47 Вредности обимно осредњених Nu бројева у зависности од закривљености δ



Слика 6.48 Обимна расподела Nu броја за $Re_{ave}=3,630$



Слика 6.49 Обимна расподела Nu броја за $Re_{ave}=7,420$



Слика 6.50 Обимна расподела Nu броја за $Re_{ave}=13,050$

На прелаз топлоте са зида значајно утиче секундарно струјање које се јавља у цеви са константно променљивим радијусом закривљења, односно спирали, што за последицу има развијање граничног слоја не само у аксијалном правцу, већ и по обиму цеви. Унутар спирале флуид се више загрева у областима са мањим интензитетом брзине, што доводи до формирања термичког граничног слоја веће дебљине у области унутрашњег зида ($\theta=180^\circ$), као и врло танког термичког граничног слоја у области спољашњег зида ($\theta=180^\circ$). Обимна расподела Nu броја јасно указује на постојање секундарног струјања и изражену стратификацију аксијалне брзине и температуре флуида у попречном пресеку

дуж радијуса закривљења. Овим је карактерисан и ламинарни и турбулентни режим струјања. Секундарно струјање које настаје услед дејства центрифугалне и узгонске силе у цеви са константно променљивим радијусом закривљења има значајан утицај на интензивирање прелаза топлоте. Секундарна струјања снажно утичу на брзинско и температурско поље, што у спречи са специфичним граничним условима, чини прелаз топлоте изразито несиметричним, са максималним вредностима у области спољашњег зида попречног пресека цеви и средњим вредностима Nu броја значајно већим у односу на одговарајуће у правој цеви.

7. ЗАКЉУЧЦИ И СМЕРНИЦЕ ЗА БУДУЋА ИСТРАЖИВАЊА

Истраживање утицаја струјних, физичких и термичких услова, као и геометрије спиралног набораног топлотног апсорбера, на локални интензитет размене топлоте и пад притиска вршено је применом савремених експерименталних и нумеричких метода. Добијене су поуздане критеријалне зависности за одређивање пада притиска и интензитета конвективног прелаза топлоте за различите режиме струјања, које су применљиве у инжењерској пракси. Разматран је утицај карактеристичних геометријских група које узимају у обзир све геометријске параметре Архимедове спирале и попречно наборане цеви. Валидност добијених корелација може се гарантовати за геометријски сличне цеви и опсег вредности односа корака и висине набора $p_c/e=2.6\div 5.2$, што задовољава конструкционе захтеве за израду наборане Архимедове спирале у разматраном опсегу вредности закривљености δ . Анализом коначних корелационих израза за пад притиска и прелаз топлоте могу се сагледати аспекти битни за конструисање спиралног набораног топлотног апсорбера. Неке од најважнијих карактеристика разматране геометрије дате су експлицитно у корелационим изразима. У слободној литератури не постоје подаци о експерименталним и нумеричким истраживањима термо-струјних процеса у цевима са променљивим радијусом закривљења карактерисаним високом вредношћу релативне храпавости, због чега добијени корелациони изрази нису директно поредиви са резултатима других аутора.

На основу експерименталних података и нумеричких експеримената извршена је прецизна калибрација модела зрачења, што је омогућило одређивање расподеле специфичног флуksа апсорбованог топлотног зрачења на изложеној површини топлотног апсорбера. Разматране су математичке функције којима би се могла описати расподела специфичног флуksа апсорбованог зрачења, међутим геометријска сложеност површине наборане закривљене цеви значајно отежава корелисање просторних координата и добијених вредности специфичног топлотног флуksа. Због тога су за срачунавање експерименталних вредности Nu броја на локацијама дефинисаним положајима мерних крајева термопарова коришћене дискретне вредности специфичног флуksа апсорбованог зрачења.

Истраживање апсорпционих карактеристика закривљених набораних и глатких цеви изложених топлотном зрачењу указује да глатке цеви имају нешто боље апсорпционе карактеристике у односу на наборане цеви синусоидалног профила са једнаким максималним спољашњим пречницима. Ово не мора да представља значајан недостатак, јер термо-струјни процеси унутар цеви пресудно утичу на укупне перформансе топлотног апсорбера. Утицај интензитета специфичног флукса упадног зрачења на ефикасност апсорпције је знатно израженији од утицаја закривљености δ , како код набораних, тако и код глатких цеви. Са становишта ефикасности апсорпције топлотног зрачења, одређене су оптималне вредности закривљености δ за наборану и глатку цев.

Мерења изотермских падова притиска показују да хидродинамичке карактеристике попречно наборане Архимедове спирале зависе од смера струјања флуида. У ламинарном и прелазном режиму струјања јављају се већи падови притиска при уструјавању флуида у спиралу на минималном пречнику, док при турбулентном режиму струјања важи супротно (јављају се већи падови притиска при уструјавању флуида у спиралу на максималном пречнику). Овакво понашање је вероватно последица утицаја инерцијалних сила на развијајуће сложено секундарно струјање у описаној геометрији. Зависност вредности пада притиска од смера струјања у прелазној области указује да транзиционе дужине при турбулизацији и ламинаризацији струјања нису једнаке. При турбулентном режиму струјања уочава се монотон раст вредности пада притиска са порастом Re броја.

Пренос топлоте утиче на раст вредности пада притика у разматраној геометрији у свим режимима струјања. Уочава се да је утицај највећи у ламинарном режиму струјања за најмање вредности Re броја, као и да вредност односа $\Delta P_{diabatic} / \Delta P_{adiabatic}$ монотонно опада са порастом Re броја за исте вредности специфичног топлотног флукса на зиду цеви. Са порастом вредности специфичног топлотног флукса на зиду, расте и вредност пада притиска. За одређену вредност специфичног топлотног флукса на зиду може се одредити вредност Re броја чијим прекорачењем је струјање потпуно под утицајем центрифугалне силе и када се може сматрати да нема разлика између вредности пада притиска за изотермске и неизотермске услове. Наведена запажања су у квалитативном смислу у сагласности са резултатима у литератури, али квантитативно поређење изостаје због значајних разлика између разматраних геометрија и експерименталних услова.

Разматрања утицаја геометријских фактора на термо-струјне процесе у набораним цевима су знатно сложенија у закривљеним набораним цевима у односу на праве наборане цеви. За разлику од правих набораних цеви, где је подела типа хрпавости према критеријуму изоловања вртложног струјања у наборима и прилепљивања слободног граничног слоја на "d" и "k" тип једнозначна, код набораних цеви се у истом попречном пресеку најчешће јављају оба типа као последица утицаја центрифугалне силе. Због закривљења се набори у области спољашњег зида и суседном делу обима цеви карактеришу као "k" тип, док се набори у области унутрашњег зида карактеришу као "d" тип. Обимна расподела области изложених различитим утицајима зависи од вредности Re броја и закривљености δ , али и од геометријских карактеристика самих набора. Са друге стране, закривљеност δ значајно утиче на промену геометријских карактеристика набора по обиму цеви, због чега геометријске карактеристике набора зависе од локалне вредности закривљености δ и константно су променљиве дуж аксијалне координате спирале.

Центрифугална сила има значајан утицај и на рециркулационо струјање унутар набора, што има за последицу да се одвајања и прилепљивање граничног слоја на зид цеви јавља само у области спољашњег зида. Величина обимног угла цеви где се уочава постојање механизма одвајања и прилепљивања граничног слоја расте са порастом вредности закривљености δ и Re броја. У односу на праву наборану цев, феномен одвајања и прилепљивања граничног слоја у закривљеној набораној цеви се јавља при мањим вредностима Re броја и корака набора p_c .

Локације одвајања и прилепљивања граничног слоја, као и растојање између њих, зависе од вредности Re броја, закривљености δ , корака p_c и висине e набора, као и вредности обимног угла θ . Постојање ограничене области попречног пресека где долази до одвајања и прилепљивања граничног слоја има за последицу изразито неуниформну расподелу вредности Nu броја по површини зида набора и указује на просторну сложеност интеракција између струјања унутар основног пречника наборане цеви и струјања у наборима.

Осциловање локалних температура спољашњег зида цеви расте са порастом вредности Re броја и смањењем вредности закривљености δ , због чега се запажа изразито осцилаторно понашање локалних вредности коефицијента прелаза топлоте дуж аксијалне координате у турбулентном режиму струјања. Аксијална растојања између позиција

узаstopних локалних температурских максимума на некој обимној позицији нису константна и не могу се довести у везу са кораком набора. Осцилаторни трендови вредности експериментално одређених температура спољашњег зида цеви су у складу са приказаним резултатима других аутора при разматрању термичких процеса у закривљеним цевима карактерисаним високом вредношћу релативне храпавости. И у овом случају квалитативно поређење добијених вредности Nu броја са резултатима других аутора изостаје због значајних разлика између разматраних геометрија и експерименталних услова.

Већина апсорбера топлотног зрачења у оквиру соларних пријемника ради у ламинарном и прелазном режиму струјања. Употреба површина са високом вредношћу релативне храпавости не утиче значајно на повећање коефицијента прелаза топлоте у ламинарном режиму струјања, јер елементи храпавости подстичу мешање само у хидродинамичком граничном слоју. За интензификацију преноса топлоте у ламинарном режиму струјања погоднија су средства која имају способност мешања главнине тока. Основна предност разматраног пројектног решења топлотног апсорбера је спрезање ефеката две пасивне методе за повећање коефицијента прелаза топлоте - закривљеност струјног канала интензивира мешање главнине тока и при врло малим вредностима Re броја, док попречни кружни набори интензивирају мешање у хидродинамичком граничном слоју.

Општи је закључак да локалне вредности обимно осредњеног Nu броја расту са повећањем вредности Re броја и закривљености δ при свим режимима струјања, с тим да се са порастом Re броја смањује утицај закривљености δ на вредност Nu броја. Добијене вредности обимно осредњеног Nu броја су поређене са одговарајућим у глаткој спирали за истоветне граничне услове на спољашњем зиду цеви. Вредности Nu броја у набораној спирали нису значајно веће у ламинарном режиму струјања и повећање износи нешто више од 50% на крају ламинарног опсега струјања ($Re \approx 1,300$). Интезификација прелаза топлоте у набораној спирали је врло условљена вредношћу Re броја, тако да повећање вредности Nu броја на крају испитног опсега у турбулентном режиму струјања ($Re \approx 15,000$) износи око 240%. Наведене вредности карактеришу испитивану геометрију набора и крећу се у релативно уским границама за разматрани опсег геометријских параметара набора ($p/e = 2.6 \div 5.2$). Вредност обимно осредњеног Nu броја расте са

порастом висине набора до вредности односа p_c/e на доњој граници разматраног опсега, након чега има приближно константну вредност.

Набори утичу на рану појаву прелазног режима струјања, због чега се са аспекта интензивирања преноса топлоте препоручује употреба набораних цеви, посебно у случајевима примене транспортних флуида повишене вискозности. У случајевима примене транспортних флуида повишене вискозности којима се на улазу у спирални топлотни апсорбер може постићи доња граница вредности Re бројева у прелазном режиму струјања, препоручује се да улаз флуида буде на максималном пречнику спирале. У том случају је интензивирање секундарног струјања у унутрашњим навојцима спирале карактерисаним већим вредностима закривљености δ праћено падом вискозности флуида услед пораста температуре, чиме се може избећи појава ламинаризације струјања. Спирална геометрија струјног канала је карактерисана специфичним транзиционим механизмима струјања, чије разматрање представља додатни критеријум при избору транспортног флуида одговарајућих карактеристика.

Повећање интензитета специфичног флукса упадног топлотног зрачења утиче на раст вредности обимно осредњеног Nu броја у разматраној геометрији у свим режимима струјања. Уочава се да је утицај највећи у ламинарном режиму струјања за најмање вредности Re броја и закривљености δ , као и да монотono опада са порастом Re броја. Утицај закривљености δ указује да секундарно струјање услед дејства центрифугалне силе пригушује секундарно струјање настало услед дејства узгонске силе. Утицај узгонске силе постаје занемарљив у поређењу са утицајем центрифугалне силе у разматраној геометрији чак и у ламинарном режиму струјања за веће вредности Re броја.

Разматрањем спрезања ефеката провођења топлоте у зиду цеви у аксијалном и тангенцијалном правцу дефинисан је критеријум када се при моделирању прелаза топлоте у разматраном спиралном набораном топлотном апсорберу концентрисаног зрачења морају узети у обзир спрегнути ефекти провођења топлоте.

Корелационе зависности вредности обимно осредњеног Nu броја у свим режимима струјања добијене су вишеструком нелинеарном регресионом анализом експерименталних података, при чему су претпостављени прости експоненцијални модели. Велика база података утиче на смањење утицаја случајних грешака, чинећи статистички приступ врло поузданим. Добијене су уопштене корелационе зависности за прелаз топлоте применљиве

у широком опсегу струјних, физичких и геометријских параметара. Тачност добијених корелационих зависности може се поредити са тачношћу корелационих израза у литератури за истраживања сличних процеса, чиме се оправдава употреба статистичке методе. Након добијања простих експоненцијалних зависности, разматрана је могућност примене сложенијег модела применом аналогичног преноса количине кретања и топлоте. Применом аналогичног Reynolds-а и Petukhov-а, као и њихових модификација, изведен је закључак да се у цевима са променљивим радијусом закривљења карактерисаним високим вредностима релативне храпавости не може у општем случају применити аналогично преноса количине кретања и топлоте.

Према сазнањима аутора, ово је први систематски покушај процене употребљивости модела турбуленције за срачунавање термо-струјних процеса у цевима са променљивим радијусом закривљења карактерисаним високом вредношћу релативне храпавости. Током истраживања су тестирани RANS модели турбуленције различите сложености - двоједначински модели (Realizable $k-\varepsilon$ и SST $k-\omega$ модел) и модел другог реда RSM Linear Pressure Strain. Степен поклапање експериментално и нумерички добијених профила локалних вредности Nu броја одређује способност нумеричког модела да адекватно предвиди секундарно струјање, локације одвајања секундарних вртложних структура по обиму цеви променљивог пречника, одвајање и прилепљивање хидродинамичког граничног слоја у аксијалном правцу и последице постојања вртложног струјања унутар набора.

Предвиђања свих примењених модела турбуленције у општем случају прецењују вредности обимно осредњеног Nu броја. Употреба Realizable $k-\varepsilon$ модела је неадекватна за предвиђање вредности прелаза топлоте за све разматране вредности Re и δ , без обзира на чињеницу што нису коришћене зидне функције. Предвиђања примењених SST и RSM модела се релативно добро слажу са експерименталним подацима у турбулентном режиму струјања, а имају и способност предвиђања ламинаризације у прелазном режиму струјања. Предвиђања оба модела знатно премашују експерименталне вредности у ламинарном режиму струјања, због чега се могу сматрати неадекватним за симулирање термо-струјних процеса у разматраној геометрији при малим вредностима Re броја. Запажа се да су, независно од вредности закривљености δ , предвиђања SST модела прецизнија у прелазном режиму струјања и за мале вредности Re броја у турбулентном режиму струјања. У

турбулентном режиму струјања су прецизнија предвиђања RSM-а у општем случају, посебно на крају разматраног опсега Re бројева. Предвиђања оба модела су међусобно поредива и јако блиска и не уочавају се суштинске разлике, мада постоје разлике трендова раста вредности.

Карактеристично за све режиме струјања је да разлике између експерименталних података и предвиђања нумеричких модела расту са порастом вредности закривљености δ , док се у турбулентном режиму струјања ове разлике смањују са порастом вредности Re броја. SST $k-\omega$ модел турбуленције релативно добро предвиђа обимну расподелу локалних вредности Nu броја у прелазном режиму струјања. Запажа се да модел предвиђа нешто мање вредности у области спољашњег зида попречног пресека где се јавља максимум вредности, као и да су вредности предвиђања нешто више у области унутрашњег зида где се јавља минимум вредности. Дакле, профили добијени нумеричким поступком су униформнији у односу на стварне профиле, а ефекат изравнавања нумеричких профила у општем случају расте са порастом вредности закривљености δ .

У турбулентном режиму струјања оба разматрана модела турбуленције (SST $k-\omega$ и RSM Linear Pressure-Strain) благо прецењују обимне вредности локалног Nu броја на свим позицијама. Предвиђања максимума вредности су прецизна, док се одступања јављају на локацијама појаве минимума вредности, што указује да нумерички модели не предвиђају у потпуности адекватно одвајање секундарних вртложних ћелија. RSM Linear Pressure-Strain модел има способност прецизног предвиђања потпуне турбулизације струјања за велике вредности закривљености δ и Re броја, када се добијају потпуно униформни профили расподеле Nu броја.

У прелазном и турбулентном режиму струјања су предвиђања нумеричких модела у општем случају прецизнија за локације на минималном пречнику наборане цеви (у корену набора), док се већа одступања јављају на локацијама које одговарају максималном пречнику наборане цеви (на врховима набора). Ово указује да ни најкомплекснији RANS модели турбуленције немају способност потпуно прецизног предвиђања интеракција између сложеног струјања у главнини тока и вртложног струјања унутар самих набора.

Детаљна мерења температура и турбулентних карактеристика у флуидном простору физичког модела спиралног топлотног апсорбера са наборима су тешко изводљива, тако да нумеричке визуализације струјања, упоредо са израчунатим пољима

притисака, брзине, температуре, кинетичке енергије турбуленције и вртложности, су веома значајне за објашњавање сложених процеса струјања и преноса топлоте. Рециркулционо струјање унутар набора има пресудни утицај на генерисање вртложности, која се дисперзује у главнину тока чинећи струјање у набораним цевима знатно вртложнијим у односу на глатке цеви. Ово представља додатни конвективни механизам транспорта топлоте, али је праћено и повећањем губитака трења. У том смислу, вртложност има значајну улогу при мањим вредностима Re броја, односно у ламинарном и прелазном режиму струјања.

Нумеричким путем додатно је истражен утицај геометријских карактеристика набора изван експерименталног опсега на термо-струјне процесе. Исход представља могућност одређивања најефикаснијег опсега радних режима и конструкционих побољшања разматраног топлотног апсорбера.

Разматрање могућности и оправданости примене цевних размењивача топлоте спиралне геометрије са наборима као апсорбера концентрисаног соларног зрачења је у циљу даљих истраживања и предлагања нових конструкционих решења. Аспекти које треба да разматрају будућа истраживања су:

- експериментално тестирање спиралног топлотног апсорбера са различитим типовима елемената храпавости на зиду, у циљу прецизног дефинисања оптималне геометријске конфигурације;
- термо-струјни процеси при двофазном струјању у разматраној геометрији топлотног апсорбера концентрисаног зрачења;
- могућности интензивирања преноса топлоте у разматраној геометрији коришћењем нанофлуида;
- термо-струјни процеси нењутновских флуида у геометријски сличним размењивачима топлоте;
- утицај топлотног оптерећења на термичке напоне у зиду топлотног апсорбера изложеног несиметричном флуксу топлотног зрачења;
- карактеризација издвајања депозита унутар спиралног набораног цевног размењивача топлоте у зависности од параметара термо-струјних процеса;

- термо-струјни процеси у конусном набораном топлотном апсорберу, који се карактерише већом укупном апсорптивношћу концентрисаног соларног зрачења у односу на разматрану спиралну геометрију;
- развој методологије димензионисања набора на зиду закривљене цеви према критеријуму изоловања вртложног струјања у наборима и прилепљивања слободног граничног слоја.

ЛІТЕРАТУРА

- [1] Dean, W.R., Note on the Motion of Fluid in a Curved Pipe, *Philosophical Magazine*, 4 (1927), pp. 208-223, ISSN 1941-5982.
- [2] Dean, W.R., The Streamline Motion of Fluid in a Curved Pipe (second paper), *Philosophical Magazine*, 7 (1928), pp. 673-695, ISSN 1941-5982.
- [3] Trivedi, R. N., Vasudeva, K., Axial Dispersion in Laminar Flow in Helical Coils, *Chemical Engineering Science*, 30 (1975), pp. 317-325.
- [4] Singh, D., Nigam, K. P., Laminar Dispersion of Polymer Solutions in Helical Coils, *Journal of Applied Polymer Science*, 26 (1981), pp. 785-790.
- [5] Berger, S. A., Talbot, L., Yao, L. S., Flow in Curved Pipes, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 15 (1983), pp. 461-512.
- [6] Ebdian, M. A., Dong, Z. F., *Forced Convection, Internal Flows in Ducts, Handbook of Heat Transfer*, 3rd edition, McGraw Hill, New York, 1998.
- [7] Shah, R. K., Joshi, S. D., *Convective Heat Transfer in Curved Ducts, Handbook of Single Phase Convective Heat Transfer*, Wiley Interscience, John Wiley & Sons, New York, 1987.
- [8] Sugiyama, S., Hayashi, T., Yamazaki, K., Flow Characteristics in the Curved Rectangular Channels, *Bulletin of JSME*, 26 (1983), pp 532-552.
- [9] So, R. M., Zhang, H. S., Lai, Y. G., Secondary Cells and Separation in Developing Laminar Curved-pipe Flows, *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 3 (1991), pp. 141-162.
- [10] Lai, Y., So, R. M., Zhang, H. S., Turbulence-driven Secondary Flows in a Curved Pipe, *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 3 (1991), pp. 163-180.
- [11] Rowe, M., Measurements and Computations of Flow in Pipe Bends, *Journal of Fluid Mechanics*, 43 (1970), pp. 771-783.
- [12] Azzola, M., Humphrey, J. A. C., Iacovides, H., Launder, B. E., Developing Turbulent Flow in a U-Bend of Circular Cross-Section: Measurement and Computation, *Journal of Fluid Mechanics*, 108 (1986), pp. 214-221.
- [13] Kumar, V., Faizee, B., Mridha, M., Nigam, K.D.P., Numerical Studies of a Tube-in-Tube Helically Coiled Heat Exchanger. *Chemical Engineering and Processing*, 47 (2008), pp. 2287-2295, ISSN 0255-2701.

- [14] Hamakiotes, C. C., Berger, S. A., Fully Developed Pulsatile Flow in a Curved Pipe, *Journal of Fluid Mechanics*, 195 (1988), pp. 23-55.
- [15] Kundu, K. P., Cohen, M. I., Dowling, R. D., *Fluid mechanics*, 5th edition, Elsevier Inc., USA, 2012.
- [16] Tunstall, M. J., Harvey, J. K., On the Effect of a Sharp Bend in a Fully Developed Turbulent Pipe-flow, *Journal of Fluid Mechanics*, 34 (1968), pp. 595-608.
- [17] Brucker, C., A time-recording DPIV-Study of the Swirl Switching Effect in a 90° Bend Flow, *Proceedings of the 8th International Symposium of Flow Visualisation*, 1-4 Sept. 1998, Sorrento (NA), Italy, pp. 171.1-171.6.
- [18] Timite, B., Castelain, C., Peerhossaini, H., Pulsatile Viscous Flow in a Curved pipe: Effects of Pulsation on the Development of Secondary Flow, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 31 (2010), pp. 879-896.
- [19] Jarrahi, M., Castelain, C., Peerhossaini, H., Secondary Flow Patterns and Mixing in Laminar Pulsating Flow through a Curved Pipe, *Experiments in Fluids*, 50 (2010), pp.1539-1558.
- [20] Glenn, A. L., Bulusu, K., Shu, F., Plesniak, M. W., Secondary Flow Structures Under Stent-induced Perturbations for Cardiovascular Flow in a Curved Artery Model, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 35 (2012), pp. 76-83.
- [21] Patankar, S. V., Pratap, V. S., Spalding, D. B., Prediction of Turbulent Flow in Curved Pipes, *Journal of Fluid Mechanics*, 67 (1975), pp. 583-595.
- [22] Pruvost, J., Legrand, J., Legentilhomme, P., Numerical Investigation of Bend and Torus Flows, part I: Effect of Swirl Motion on Flow Structure in U-bend, *Chemical Engineering Science*, 59 (2004), pp. 3345-3357.
- [23] Hellstrom, F., Numerical Computations of the Unsteady Flow in Turbochargers, *PhD thesis*, KTH Mechanics, Sweden, 2010.
- [24] Anwer, M., So, R. M. C., Lai, Y. G., Perturbation by and Recovery from Bend Curvature of a Fully Developed Turbulent Pipe Flow, *Physics of Fluids A*, 1 (1989), pp. 1387-1397.
- [25] Hogg G. W., The Effect of Secondary Flow on Point Heat Transfer Coefficients for Turbulent Flow inside Curved Tubes, *Ph.D. thesis*, University of Idaho, USA, 1968.
- [26] Sudo, K., Sumida, M. Hibara, H., Experimental Investigation on Turbulent Flow in a Circular-sectioned 90-degree Bend, *Experiments in Fluids*, 25 (1998), pp. 42-49.

- [27] Noorani, A., El Khoury, G. K., Schlatter, P., Evolution of Turbulence Characteristics from Straight to Curved Pipes, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 41 (2013), pp. 16-26.
- [28] Di Liberto, M., Di Piazza, I., Ciofalo, M., Turbulence Structure and Budgets in Curved Pipes, *Computers and Fluids*, 88 (2013), pp. 452-472.
- [29] Eustice, J., Flow of Water in Curved Pipes, *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*, 84 (1910), pp. 107-118.
- [30] Cioncolini, A., Santini, L., An Experimental Investigation Regarding the Laminar to Turbulent Flow Transition in Helically Coiled Pipes, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 30 (2006), pp. 367-380.
- [31] Narasimha, R., Sreenivasan, K.R., Relaminarization of Fluid Flows, *Advances in Applied Mechanics*, 19 (1979), pp. 221-309.
- [32] Sreenivasan, K.R., Strykowski P.J., Stabilization Effects in Flow through Helically Coiled Pipes, *Experiments in Fluids*, 1 (1983), pp. 31-36.
- [33] Webster, D. R., Humprey, J. A., Experimental Observations of Flow Instability in a Helical Coil, *Journal of Fluids Engineering*, 115 (1993), pp. 436-443.
- [34] Yamamoto, K., Akita, T., Ikeuchi, H., Kita, Y., Experimental Study of the Flow in a Helical Circular Tube, *Fluid Dynamics Research*, 16 (1995), pp. 237-249.
- [35] Kurokawa, M., Cheng, K. C., Shi, L., Flow Visualization of Relaminarization Phenomena in Curved Pipes and Related Measurements, *Journal of Visualization*, 1 (1998), pp. 9-28.
- [36] Di Piazza, I., Ciofalo, M., Transition to Turbulence in Toroidal Pipes, *Journal of Fluid Mechanics*, 687 (2011), pp. 72-117.
- [37] Ito, H., Friction factor for Turbulent Flow in Curved Pipes, *Journal of Basic Engineering, Transactions of ASME*, 81 (1959), pp. 123-134.
- [38] Srinivasan, S., Nadapurkar, S., Holland F.A., Friction Factors for Coils, *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 48 (1970), pp. T156-T161.
- [39] Schmidt, E.F., Wärmeübergang und Druckverlust in Rohrschlangen, *Chemie Ingenieur Technik*, 39 (1967), pp. 781-789, ISSN 0009-286X.
- [40] White, C. M., Streamline Flow through Curved Pipes, *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*, 123 (1929), pp. 645-663.

- [41] Manlapaz, R. L., Churchill, S. W., Fully Developed Laminar Flow in a Helically Coiled Tube of Finite Pitch, *Chemical Engineering Communications*, 7 (1980), pp. 57-78.
- [42] Seban, R. A., McLaughlin, E. F., Heat Transfer in Tube Coils with Laminar and Turbulent Flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 6 (1963), pp. 387-395.
- [43] Ali, S., Pressure Drop Correlations for Flow through Regular Helical Coil Tubes. *Fluid Dynamics Research*, 28 (2001), pp. 295-310.
- [44] Kelder, J., Optimal design of Spiral Sterilisers, *PhD thesis*, Technische Universiteit Eindhoven, 2003.
- [45] Morton, B. R., Laminar Convection in Uniformly Heated Horizontal Pipes at Low Rayleigh Numbers, *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*, 12 (1959), pp. 410-420.
- [46] Mori, Y., Futagami, K., Tokuda, S., Nakamura, M., Forced Convective Heat Transfer in Uniformly Heated Horizontal Tubes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 9 (1965), pp. 453-463.
- [47] Yao, L. S., Berger, S. A., Flow in Heated Curved Pipe, *Journal of Fluid Mechanics*, 88 (1978), pp. 339-354.
- [48] Prusa, J., Yao, L. S., Heat Transfer of Fully Developed Flow in Curved Tubes, *ASME Publications*, Paper No. 81-HT-39, USA, 1981.
- [49] Prusa, J., Yao, L.S., Numerical Solution for Fully Developed Flow in Heated Curved Tubes. *Journal of Fluid Mechanics*, 123 (1982), pp. 503-522.
- [50] Kalb, C.E., Seader, J.D., Heat and Mass Transfer Phenomena for Viscous Flow in Curved Circular Tubes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15 (1972), pp. 801-817.
- [51] Yang, G., Dong, Z.F., Ebdian, M.A., Laminar Forced Convection in a Helicoidal Pipe with Finite Pitch, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 38 (1995), pp. 853-862.
- [52] Lin, C.X., Ebdian, M.A., Developing Turbulent Convective Heat Transfer in Helical Pipes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40 (1997), pp. 3861-3873.
- [53] Sillekens, J.J.M., Rindt, C.C.M., Van Steenhoven, A.A., Developing Mixed Convection Heat in Coiled Heat Exchanger, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 41 (1998), pp. 61-72.

- [54] Zheng, B., Lin, C.X., Ebdian, M.A., Combined Laminar Forced Convection and Thermal Radiation in Helical Pipe, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43 (2000), pp. 1067-1078.
- [55] Shah, R. K., Joshi, S. D., Convective Heat Transfer in Curved Ducts, *Handbook of Single-phase Convective Heat transfer*, John Wiley & Sons, USA, 1987.
- [56] Dravid, A. N., Smith, K. A., Merrill, E. W., Brain, P. L., Effects of Secondary Fluid Motion on Laminar flow Heat Transfer in Helically Coiled Tubes, *AIChE Journal*, 17 (1971), pp. 1114-1122.
- [57] Tyagi, V. P., Sharma, V. K., An Analysis of Steady Fully Developed Heat Transfer in Laminar Flow with Viscous Dissipation in a Curved Circular Duct, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 18 (1975), pp 69-78.
- [58] Tarbell, J. M., Samuels, M. R., Momentum and Heat Transfer in Helical Coils, *The Chemical Engineering Journal*, 5 (1973), pp. 117-127.
- [59] Patankar, S. V., Pratap, V. S., Spalding, D. B., Prediction of Laminar Flow and Heat Transfer in Helically Coiled Pipes, *Journal of Fluid Mechanics*, 62 (1974), pp. 539-551.
- [60] Janssen, L. M., Hoogendoorn, C. J., Laminar Convective Heat Transfer in Helical Coiled Tube, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 21 (1978), pp. 1197-1206.
- [61] Andrade, C. R., Zapparoli E. L., Effect of Temperature-dependent Viscosity on Fully Developed Laminar Forced Convection in Curved Duct, *International Communication in Heat and Mass Transfer*, 28 (2001), pp. 211-220.
- [62] Sillekens, J. M., Laminar Mixed Convection in Ducts, *Ph.D. Thesis*, Technische Universiteit Eindhoven, 1995.
- [63] Xin, R.C., Ebdian M.A., The Effects of Prandtl Numbers on Local and Average Convective Heat Transfer Characteristics in Helical pipes, *Journal of Heat Transfer*, 119 (1997), pp. 467-473.
- [64] Ligrani, P. M., Hedlund, C. R., Transition to Turbulent Flow in Curved and Straight Channels with Heat Transfer at High Dean Number, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 41 (1998), pp. 1739-1748.
- [65] Yang, G., Ebdian, M.A., Turbulent Forced Convection in a Helicoidal Pipe with Substantial Pitch, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 39 (1996), pp. 2015-2022.

- [66] Lin, C.X., Ebdian, M.A., The Effects of Inlet Turbulence on the Development of Fluid Flow and Heat Transfer in a Helically Coiled Pipe, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42 (1999), pp. 739-751.
- [67] Li, L.J., Lin, C.X., Ebdian, M.A., Turbulent Mixed Convective Heat Transfer in the Entrance Region of a Curved Pipe with Uniform Wall Temperature, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 41 (1998), pp. 3793-3805.
- [68] Wu, S.Y., Chen, S.J., Li, Y.R., Li, L.J., Numerical Investigation of Turbulent Flow Heat Transfer and Entropy Generation in a Helical Coiled Tube with Larger Curvature Ratio, *Heat and Mass Transfer*, 45 (2009), pp. 569-578.
- [69] Di Liberto, M., Michele Ciofalo, M., A Study of Turbulent Heat Transfer in Curved Pipes by Numerical Simulation, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 59 (2013), pp. 112-125.
- [70] Di Piazza I., M. Ciofalo, Numerical Prediction of Turbulent Flow and Heat Transfer in Helically Coiled Pipes, *International Journal of Thermal Sciences*, 49 (2010), pp. 653-663.
- [71] Naphon, P., Wongwises, S., A Review of Flow and Heat Transfer Characteristics in Curved Tubes, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 10 (2006), pp. 463-490.
- [72] Vashisth, S., Kumar, V., Nigam, D.P.K., A Review on the Potential Application of Curved Geometries in Process Industry, *Industrial and Engineering Chemistry Research*, 47 (2008), pp. 3291-3337.
- [73] Mori, Y., Nakayama, W., Study on Forced Convective Heat Transfer in Curved Tubes (1st report, Laminar region), *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 8 (1965), pp 67-82.
- [74] Futagmi, K., Aoyama, Y., Laminar Heat Transfer in a Helically Coiled Tube, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 31 (1988), pp. 387-396.
- [75] Pratt, N. H., The Heat Transfer in a Reaction tank Cooled by Means of a Coil, *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 25 (1947), pp. 163-180.
- [76] Orlov, V. K., Tselishchev, P. A., Heat Exchange in a Spiral Coil with Turbulent Flow of Water, *Teploenergetika*, 11/12 (1964), pp. 97-99.

- [77] Rogers, G.F.C., Mayhew, Y. R., Heat Transfer and Pressure Loss in Helically Coiled Tubes with Turbulent Flow, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 7 (1964), pp. 1207-1216, ISSN 0017-9310.
- [78] Mori, Y., Nakayama, W., Study on Forced Convective Heat Transfer in Curved Tubes (2nd report, Turbulent region), *International Journal of Heat Mass Transfer*, 10 (1967), pp. 37-59.
- [79] Petukhov, B.S., *Heat Transfer and Friction in Turbulent Pipe Flow with Variable Physical Properties*, in: J.P. Hartnett, T.F. Irvine (Eds.), *Advances in Heat Transfer*, vol. 6, Academic Press, New York, USA, 1970.
- [80] Nashchokin, V.V., *Engineering Thermodynamics and Heat Transfer*, Central Books Ltd., London, GB, 1980, ISBN 0-71-471523-9.
- [81] Gnielinski, V., Heat Transfer and Pressure Drop in Helically Coiled Tubes, *Proceedings of the Eighth International Heat Transfer Conference*, Vol. 6, Tayler and Francis, Washington, DC, 1986, pp. 2847-2854.
- [82] Lin, C. X., Ebadian, M. A., Developing turbulent convective heat transfer in helical pipes, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 40 (1997), pp. 3861-3873.
- [83] Ali, S., Seshadri, C., Pressure Drop in Archimedean Spiral Tubes, *Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development*, 10 (1971), pp. 328-332.
- [84] Naphon, P., Study on the Heat Transfer and Flow Characteristics in a Spiral-coil Tube, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 38 (2011), pp. 69-74.
- [85] Khan, M. K., Kumar, R., Sahoo, P. K., Experimental Investigation on Diabatic Flow of R-134a through Spiral Capillary Tube, *International Journal of Refrigeration*, 32 (2009), pp. 261-271.
- [86] Naphon, P., Wongwises, S., An Experimental Study on the In-tube Convective Heat Transfer Coefficients in a Spiral Coil Heat Exchanger, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 29 (2002), pp. 797-809.
- [87] Ho, J. C., Wijesundera, N. E., Study of Compact Spiral-coil Cooling and Dehumidifying Heat Exchanger, *Applied Thermal Engineering*, 16 (1996), pp. 777-790.
- [88] Ho, J. C., Wijesundera, N. E., An Unmixed-air Flow Model of a Spiral Coil Cooling Dehumidifying Unit, *Applied Thermal Engineering*, 19 (1999), pp. 865-883.

- [89] Yang, R., Chiang, F. P., An Experimental Heat Transfer Study for Periodically Varying-Curvature Curved-pipe, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45 (2002), pp. 3199-3204.
- [90] Nakayama, A., Kokubo, N., Ishida, T., Kuwahara, F., Conjugate Numerical Model for Cooling a Fluid Flowing through a Spiral Coil Immersed in a Chilled Water Container, *Numerical Heat Transfer, Part A*, 37 (2000), pp. 155-165.
- [91] Kurnia, J. C., Sasmito, A. P., Mujumdar, A. S., Numerical Investigation of Laminar Heat Transfer Performance of Various Cooling Channel Designs, *Applied Thermal Engineering*, 31 (2011), pp. 1293-1304.
- [92] Sasmito, A. P., Kurnia, J. C., Wang, W., Jangam, V., Mujumdar, A. S., Numerical Analysis of Laminar Heat Transfer Performance of In-plane Spiral Ducts with Various Cross-sections at Fixed Cross-section Area, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55 (2012), pp. 5882-5890.
- [93] Kubair, V., Kuloor, N., Flow of Newtonian Fluids in Archimedean Spiral Tube Coils: Correlation of the Laminar, Transition and Turbulent Flows, *Indian Journal of Technology*, 4 (1966), pp. 3-8.
- [94] Noble, M. *et al.*, Heat Transfer in Spiral Coils, *Petroleum Engineer*, 24 (1952), pp. 733-742.
- [95] Srinivasan, P. *et al.*, Friction Factor for Coils, *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 48 (1970), pp. 156-161.
- [96] Ali, S., Zaidi, A., Head Loss and Critical Reynolds Numbers for Flow in Ascending Equiangular Spiral Tube Coils, *Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development*, 18 (1979), pp. 349-353.
- [97] Ali, S., Zaidi, A., Pressure Drop and Stability of Flow in Negative Logarithmic Spiral Tube Coils, *Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development*, 19 (1980), pp. 75-80.
- [98] Naphon, P., Suwagrai, J., Effect of Curvature Ratios on the Heat Transfer and Flow Developments in the Horizontal Spirally Coiled Tubes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50 (2007), pp. 444-451.

- [99] Yoo, G. *et al.*, Fluid Flow and Heat Transfer of Spiral Coiled Tube: Effect of Reynolds Number and Curvature Ratio, *Journal of Central South University*, 19 (2012), pp 471-476.
- [100] Bowman, A., Park, H., CFD Study on Laminar Flow Pressure Drop and Heat Transfer Characteristics in Toroidal and Spiral Coil System, *Proceedings of ASME 2004 International Mechanical Engineering Congress and Exposition*, Anaheim, California, 2004, IMECE2004-59879.
- [101] Altaç, Z., Altun, Ö., Hydrodynamically and Thermally Developing Laminar Flow in Spiral Coil Tubes, *International Journal of Thermal Sciences*, 77 (2014), pp. 96-107.
- [102] Rennels, D., Hudson, H., *Pipe Flow - A Practical and Comprehensive Guide*, John Wiley and Sons Inc., Hoboken, USA, 2012.
- [103] Wijeyundera, N.E., Ho, J.C., Rajasekar, S., The Effectiveness of a Spiral Coil Heat Exchanger, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 23 (1996), pp. 623-631.
- [104] Naphon, P., Wongwises, S., Investigation of the Performance of a Spiral-coil Finned Tube Heat Exchanger under Dehumidifying Conditions, *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 76 (2003), pp. 71-79.
- [105] Naphon, P., Wongwises, S., Heat Transfer Coefficients under Dry- and Wet-Surface Conditions for a Spirally Coiled Finned Tube Heat Exchanger, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 32 (2005), pp. 371-385.
- [106] Kubair, V., Kuloor, N. R., Heat Transfer to Newtonian Fluids in Spiral Coils at Constant Tube Wall Temperature in Laminar Flow, *Indian Journal of Technology*, 3 (1965), pp. 144-146.
- [107] Kubair, V., Kuloor, N. R., Heat Transfer to Newtonian Fluids in Coiled Pipes in Laminar Flow, *International Journal of heat and Mass Transfer*, 9 (1966), pp. 63-75.
- [108] Nikuradse, J., *Stromungsgesetze in Rauhen Rohren*, Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, Forschungsheft 361, VDI Verlag, Berlin, Germany, 1933, (In English: *Laws of flow in rough pipes*, NACA TM 1292, Washington, 1950).
- [109] Colebrook, C., Turbulent Flow in Pipes, with Particular Reference to the Transition Region Between the Smooth and Rough Pipe Laws , *Journal of the Institution of Civil Engineers*, 11 (1938-1939), pp. 133-156.

- [110] Moody, L., Friction Factors for Pipe Flow, *Transactions of the American Society of Mechanical Engineers*, 66 (1944), pp. 671-684.
- [111] Churchill, S., Friction Factor Equations Spans All Fluid Flow Ranges, *Chemical Engineering*, 84 (1977), pp. 91-102.
- [112] Schroeder, D., *A Tutorial on Pipe Flow Equations*, Stoner Associates, Inc., Carlisle, USA, 2001.
- [113] Chen, N., An Explicit Equation for Friction Factor in Pipe, *Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals*, 18 (1979), pp. 296-297.
- [114] Taylor, J. *et al.*, Characterization of the Effect of Surface Roughness and Texture on Fluid Flow - Past, Present and Future, *International Journal of Thermal Sciences*, 45 (2006), pp. 962-968.
- [115] Nakayama, W., Takahashi, K., Daikoku, T., Spiral Ribbing to Enhance Single-phase Heat Transfer Inside Tubes, *Proceedings of the ASME–JSME Thermal Engineering Joint Conference*, Honolulu, 1983.
- [116] Vicente, P. G., Garcia, A., Viedma, A., Experimental Study of Mixed Convection and Pressure Drop in Helically Dimpled Tubes for Laminar and Transition Flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45 (2002), pp. 5091-5105.
- [117] Vicente, P. G., Garcia, A., Viedma, A., Mixed Convection Heat Transfer and Isothermal Pressure Drop in Corrugated Tubes for laminar and Transition Flow, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 31 (2004), pp. 651-662.
- [118] White, F. M., *Fluid Mechanics*, 4th edition, WCB McGraw-Hill, Boston, 2000.
- [119] Pethkool, S., Eiamsa-ard, S., Turbulent Heat Transfer Enhancement in a Heat Exchanger Using Helically Corrugated Tube, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 38 (2011), pp. 340-347.
- [120] Vicente, P.G., Garcia, A., Viedma, A., Experimental Investigation on Heat Transfer and Frictional Characteristics of Spirally Corrugated Tubes in Turbulent Flow at Different Prandtl Numbers, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 47 (2004), pp. 671-681.
- [121] Rainieri, S., Pagliarini, G., Convective Heat Transfer to Temperature Dependent Property Fluids in the Entry Region of Corrugated Tubes, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 45 (2002), pp. 4525-4536.

- [122] Rozzi, S., Massini, R., Paciello, G., Heat Treatment of Fluid Foods in a Shell and Tube Heat Exchanger: Comparison between Smooth and Helically Corrugated Wall Tubes, *Journal of Food Engineering*, 79 (2007), pp. 249-254.
- [123] Fabbri, G., Rossi, R., Analysis of the Heat Transfer in the Entrance Region of Optimized Corrugated Wall Channel, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 32 (2005), pp. 902-912.
- [124] Joshi, P., Nigam, K.D.P., Bruce Nauman, E., The Kenics Static Mixer: New Data and Proposed Correlations, *The Chemical Engineering Journal*, 59 (1995), pp. 265-271.
- [125] Solano, J.P., García, A., Vicente, P.G., Viedma, A., Flow Field and Heat Transfer Investigation in Tubes of Heat Exchangers with Motionless Scrapers, *Applied Thermal Engineering*, 31 (2011), pp. 2013-2024.
- [126] García, A., Solano, J.P., Vicente, P.G., A. Viedma, A., The Influence of Artificial Roughness Shape on Heat Transfer Enhancement: Corrugated Tubes, Dimpled Tubes and Wire Coils, *Applied Thermal Engineering*, 35 (2012), pp. 196-201.
- [127] Barba, A., Rainieri, S., Spiga, M., Heat Transfer Enhancement in a Corrugated Tube, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 29 (2002), 313-322.
- [128] Rowley, G. J., Patankar, S. V., Analysis of Laminar Flow and Heat Transfer in Tubes with Internal Circumferential Fins, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 27 (1984), pp. 553-560.
- [129] Nunner, W., Heat Transfer and Pressure Drop in Rough Tubes, *VDI-Forschungsheft*, 455-B (1956), pp. 5-39.
- [130] Tam, L., Ghajar, A. J., Effect of Inlet Geometry and Heating on Fully Developed Friction Factor in The Transition Region of a Horizontal Tube, *Experimental Thermal Fluid Science*, 15 (1997), pp. 52-64.
- [131] Webb, R.L., Kim, N.H., *Principles of Enhanced Heat Transfer*, 2nd edition, Taylor and Francis, New York, 2005.
- [132] Moore, W. L., An Experimental Investigation of the Boundary Layer Developing along a Rough Surface, *Ph.D. Thesis*, State University of Iowa, 1951.
- [133] Perry, A. E., Schofield, W. H., Joubert, P. N., Rough Wall Turbulent Boundary Layers, *Journal of Fluid Mechanics*, 37 (1969), pp. 383-413.

- [134] Tani, J., Turbulent Boundary Layer Development over Rough Surfaces, in: *Perspectives in Turbulence Studies* (Eds. U. Meier, P. Bradshaw), Springer Verlag, 1987, pp 223-249.
- [135] Stukel, J. *et al.*, Turbulent Air Flow over Rough Surfaces: Mean Flow Parameters, *Journal of Fluids Engineering*, 106 (1984), pp. 405-409.
- [136] Ueda, T., Harada, I., Experiments of Heat Transfer on Surfaces with Transverse Fins for Flow Direction, *Bulletin of JSME*, 7 (1964), pp. 759-768.
- [137] Berger, F. P., Whitehead, A. W., Fluid Flow and Heat Transfer in Tubes with Internal Square Rib Roughening, *Journal of the British Nuclear Energy Society*, 2 (1977), pp. 153-160.
- [138] Djenidi, L., Anselmet, F., Antonia, R.A., LDA Measurements in a Turbulent Boundary Layer Over a d-type Rough Wall, *Experiments in Fluids*, 16 (1994), pp. 323-329.
- [139] Bernhard, D., Hsieh, C., Pressure Drop in Corrugated Pipes, *Journal of Fluids Engineering*, 118 (1996), pp. 409-410.
- [140] Popiel C. O., Kozak M., Małecka J., Michalak A., Friction Factor for Transient Flow in Transverse Corrugated Pipes, *Journal of Fluids Engineering*, 135 (2013), pp. 074501-1 : 074501-4.
- [141] Mori, Y, Futagami, K., Tokuda, S., Nakamura, M., Forced Convective Heat Transfer in Uniformly Heated Horizontal Tubes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 9 (1966), pp. 453-463.
- [142] Jaiman, R. *et al.*, CFD Modeling of Corrugated Flexible Pipe, *Proceedings of the 29th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, Shanghai, China, 2010.
- [143] Pisarenko, M. *et al.*, Friction Factor Estimation for Turbulent Flows in Corrugated Pipes With Rough Walls, *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, 133 (2011), pp. 011101-1-10.
- [144] Vijiapurapu, S., Cui, J., Simulation of Turbulent Flow in a Ribbed Pipe Using Large Eddy Simulation, *Numerical Heat Transfer, Part A*, 51 (2007), pp. 1137-1165.
- [145] Han, H. Z., Li, B. X. Yu, B. Y., He, Y. R., Li, F. C., Numerical Study of Flow and Heat Transfer Characteristics in Outward Convex Corrugated Tubes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55 (2012), pp. 7782-7802.

- [146] Maas, C., Schumann, U., Direct Numerical Simulation of Separated Turbulent Flow over a Wavy Boundary, *Notes on numerical fluid mechanics*, 52 (1996), pp. 227-241.
- [147] Han, H., Li, B., He, Y., Bie, R., Wu, Z., Flow and Heat Transfer Mechanism Analysis in Outward Convex Asymmetrical Corrugated Tubes, *International Journal of Mechanical, Aerospace, Industrial, Mechatronic and Manufacturing Engineering*, 6 (2012), pp. 2329-2325.
- [148] Morales, R.E.M., Franco, A.T., Junqueira, S.L.M., Erthal, R.H, *Experimental Analysis of Turbulent Flow in Flexible Pipes*, Technical Report - UTFPR/CENPES-PETROBRAS, Curitiba, 2007.
- [149] Webb, R. L., Eckert, E. G., Goldstein, R. J., Generalized Heat Transfer and Friction Correlations for Tubes with Repeated/Rib Roughness, *International Journal of heat and Mass Transfer*, 15 (1972), pp. 180-184.
- [150] Withers, J. G., Tube-Side Heat Transfer and Pressure Drop for Tubes Having Helical Internal Ridging with Turbulent/Transitional Flow of Single-Phase Fluid, Part 1, Single-Helix Ridging, *Heat Transfer Engineering*, 2/1 (1980), pp. 48-58.
- [151] Withers, J. G., Tube-Side Heat Transfer and Pressure Drop for Tubes Having Helical Internal Ridging with Turbulent/Transitional Flow of Single-Phase Fluid, Part 2, Multiple-Helix Ridging, *Heat Transfer Engineering*, 2/2 (1980), pp. 43-50.
- [152] Lewis, M. J., An Elementary Analysis for Predicting the Momentum and Heat-Transfer Characteristics of a Hydraulically Rough Surface, *Journal of Heat Transfer*, 97 (1975), pp. 249-254.
- [153] Ravigururajan, T.S., Bergles, A.E., General Correlations for Pressure Drop and Heat Transfer for Single-Phase Turbulent Flow in Internally Ribbed Tubes, *Augmentation of Heat Transfer in Energy System, ASME HTD*, 52 (1985), pp.9-20.
- [154] Ravigururajan, T. S., Bergles, A. E., Development and Verification of General Correlation for Pressure Drop and Heat Transfer in Single-Phase Turbulent Flow in Enhanced Tubes, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 13 (1996), pp. 55-70.
- [155] Pliable Corrugated Stainless Steel Resistant to Corrosion CSST Tubes for Plumbing, Heating Systems and Thermal Solar Plants, <http://www.eurotis.it>
- [156] TOSHIBA INFRARED Quartz Tube Heater, Toshiba Lighting Products (France) S.A.

- [157] Ho, C. K. *et al.*, Characterization of Pyromark 2500 for High-Temperature Solar Receivers, *Proceedings of the 6th International Conference on Energy Sustainability of ASME*, San Diego, USA, 2012, pp. 509-518.
- [158] Churchill, S.W., Chu, H.H.S., Correlating Equations for Laminar and Turbulent Free Convection from a Horizontal Cylinder, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 18 (1975), pp. 1323-1329.
- [159] Siegel, R., Howell, J., *Thermal Radiation Heat Transfer*, 4th edition, Taylor and Francis Publ., New York, USA, 2002.
- [160] Modest, M. F., *Radiative Heat Transfer*, McGraw-Hill International Editions, New York, USA, 1993.
- [161] O'Connell, J.R., Croft, E.F.B., Hankins, W.C., *Electric Infra-Red Heating for Industrial Processes*, Electricity Association Services Limited, London, UK, 1991.
- [162] Incropera, F., DeWitt, D., *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, John Wiley and Sons, New York, USA, 1990.
- [163] Forristall, R., *Heat transfer Analysis and Modeling of a Parabolic Trough Solar Receiver Implemented in Engineering Equation Solver*, Technical Report NREL/TP-550-34169, Colorado, USA, 2003.
- [164] Đorđević, M., Stefanović, V., Pavlović, S., Mančić, M., Numerical Analyses of the Radian Heat Flux Produced by Quartz Heating System, *Proceedings of the 3rd International Conference Mechanical Engineering in XXI Century, MASING 2015*, Niš, Serbia, September 17-18, 2015, ISBN 978-86-6065-072-1, pp. 75-80.
- [165] Turner, T.L., Ash, R.L., *Numerical and Experimental Analyses of the Radiant Heat Flux Produced by Quartz Heating Systems*, Technical paper 3387, NASA, Langley Research Center, Virginia, USA, 1994.
- [166] Rohsenow, W.M, Hartnett, J.P., Cho, Y.I., *Handbook of Heat Transfer*, McGraw-Hill Handbooks, New York, USA, 1998.
- [167] *ANSYS FLUENT Theory Guide, Release 15.0*, ANSYS Inc., Canonsburg, 2013.
- [168] *ANSYS FLUENT User's Guide, Release 15.0*, ANSYS Inc., Canonsburg, 2013.
- [169] Ali, A., Hanaoka, Y., Experimental Study on Laminar Flow Forced-convection in a Channel with Upper V-corrugated Plate Heated by Radiation, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45 (2002), pp. 2107-2117.

- [170] Sparrow, E., Lin, S., Absorption of Thermal Radiation in a V-groove Cavity, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 5 (1962), pp. 1111-1115.
- [171] Shuai, Y., Xia, X.L., He-Ping Tan, H.P., Radiation Performance of Dish Solar Concentrator / Cavity Receiver Systems, *Solar Energy*, 82 (2008), pp. 13-21.
- [172] Cheng, Z.D., He, Y.L., Cui, F.Q., Xu, R.J., Tao, Y.B., Numerical Simulation of a Parabolic Trough Solar Collector with Nonuniform Solar Flux Conditions By Coupling FVM And MCRT Method, *Solar Energy*, 86 (2012), pp.1770-1784.
- [173] IAPWS Industrial Formulation for the Thermodynamic Properties of Water and Steam (IAPWS-IF97), The IAPWS-IF97, 2007.
- [174] Engineering and Operating Guide for DOWFROST and DOWFROST HD Inhibited Propylene Glycol-based Heat Transfer Fluids, Dow Chemical Company, USA, 2001.
- [175] Đorđević, M., Stefanović, V., Mančić, M., Pressure Drop and Stability of Flow in Archimedean Spiral Tube with Transverse Corrugations, *Thermal Science*, 20 (2016), 2, pp. 579 – 591.
- [176] Kline, S., McClintok, F., Describing Uncertainties in Single-Sample Experiments, *Mechanical Engineering*, 75 (1953), pp. 3-8.
- [177] Kandlikar, S. *et al.*, Characterization of Surface Roughness Effects on Pressure Drop in Single-phase Flow in Minichannels, *Physics of Fluids*, 17 (2005), pp. 600-606.
- [178] Von Kármán, T., *Mechanical similitude and turbulence*, Technical Memorandum No. 611, NACA, Washington, USA, 1931.
- [179] White, C., Streamline flow trough curved pipes, *Proceedings of the Royal Society, Ser. A*, 123 (1929), pp. 645-663.
- [180] Adler, M., Strömung in Gekrümmten Rohren (Flow in Curved Pipes), *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik (Journal of Applied Mathematics and Mechanics)*, 14 (1934), pp. 257-275.
- [181] Nunner, W., Heat Transfer and Pressure Drop in Rough Tubes, *VDI-Forschungsheft*, 455-B (1956), pp. 5-39.
- [182] Tam, L., Ghajar, A. J., Effect of Inlet Geometry and Heating on Fully Developed Friction Factor in the Transition Region of a Horizontal Tube, *Experimental Thermal Fluid Science*, 15 (1997), pp. 52-64.

- [183] Kreith, F., Bohn, M. S., *Principles of Heat Transfer*, 6th Edition, Brooks/Cole: Pacific Grove, CA, 2001.
- [184] Ciofalo, M., Collins, M.W., k - ε Predictions of Heat Transfer in Turbulent Recirculating Flows Using an Improved Wall Treatment, *Numerical Heat Transfer*, 15 (1989), pp. 21-47.
- [185] Bergles, A. E., Morton, H. L., *Survey and Evaluation of Techniques to Augment Convective Heat Transfer*, Technical Report NO. 5382-34, Massachusetts Institute of Technology, 1965.
- [186] Launder, B.E., On the Computation of Convective Heat Transfer in Complex Turbulent Flows, *Journal of Heat Transf - Transactions of ASME*, 110 (1988), pp. 1112-1128.
- [187] Tritton, D., *Physical Fluid Dynamics*, Oxford Science Publications, Clarendon Press, 1988.
- [188] Reichl, L., *A Modern Course in Statistical Physics*, 3rd Revised and Updated Edition, Wiley, 2009.
- [189] Versteeg, H., Malalasekera, W., *An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method Approach*, 2nd Edition, John Wiley & Sons Inc., 2007.
- [190] Menter, F.R., Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications, *AIAA Journal*, 32 (1994), pp. 1598-1605.
- [191] Lien, F. S., Leschziner, M.A., Assessment of Turbulent Transport Models Including Non-Linear RNG Eddy-Viscosity Formulation and Second-Moment Closure, *Computers and Fluids*, 23 (1994), pp. 983-1004.
- [192] Стевановић, Ж., *Нумерички аспекти турбулентног преношења импулса и топлоте*, Машински факултет Универзитета у Нишу, Ниш, 2008.
- [193] Peyret, R., *Handbook of Computational Fluid Mechanics*, Academic Press Limited, USA, 1996.
- [194] Morini, G. L., Single-Phase Convective Heat Transfer in Laminar and Transitional Regime in Microchannels, *ECI International Conference on Heat Transfer and Fluid Flow in Microscale*, September 21-26, 2008, Whistler BC, Canada.
- [195] Đorđević, M., Stefanović, V., Vukić, M., Numerical Investigation on the Convective Heat Transfer in a Spiral Coil with Radiant Heating, *Proceedings of the 17th Symposium on Thermal Science and Engineering of Serbia, SIMTERM 2015*, Sokobanja, Serbia, October 20-23, 2015, ISBN 978-86-6055-076-9, pp. 836-844.

ПРИЛОГ 1 - ВРЕДНОСТИ СПЕЦИФИЧНОГ ФЛУКСА АПСОРБОВАНОГ ЗРАЧЕЊА

Табела П1.1 Вредности специфичног флукса апсорбованог зрачења у корену набора (растојање 0.15 m, постављене бочне рефлексионе површине)

Вредности флукса апсорбованог зрачења [Wm^{-2}]			
Ред. бр. навојка спирале	А	В	С
1	1741.45	11817.24	1764.91
2	1840.44	12488.95	1865.23
3	1849.40	12549.79	1874.32
4	1943.86	13190.73	1970.04
5	1981.84	13448.46	2008.54
6	2065.36	14015.24	2093.19
7	2072.79	14065.68	2100.72
8	2096.60	14227.21	2124.84
9	2189.00	14854.22	2218.49
10	2175.42	14762.08	2204.73
11	2243.54	15224.37	2273.77
12	2271.47	15413.86	2302.07
13	2307.43	15657.92	2338.52

Табела П1.2 Вредности специфичног флукса апсорбованог зрачења на врху набора (растојање 0.15 m, постављене бочне рефлексионе површине)

Вредности флукса апсорбованог зрачења [Wm^{-2}]			
Ред. бр. навојка спирале	А	В	С
1	1627.52	13589.83	1764.91
2	1720.04	14362.30	1865.23
3	1728.41	14432.26	1874.32
4	1816.69	15169.34	1970.04
5	1852.18	15465.73	2008.54
6	1930.24	16117.53	2093.19
7	1937.19	16175.53	2100.72
8	1959.44	16361.30	2124.84
9	2045.79	17082.35	2218.49
10	2033.10	16976.39	2204.73
11	2096.77	17508.03	2273.77
12	2122.87	17725.94	2302.07
13	2156.48	18006.61	2338.52

Табела П1.3 Вредности специфичног флуksа апсорбованог зрачења у корену набора (растојање 0.3 m, постављене бочне рефлексционе површине)

Вредности флуksа апсорбованог зрачења [Wm^{-2}]			
Ред. бр. навојка спирале	A	B	C
1	1119.95	7599.85	1135.04
2	1160.41	7874.39	1176.04
3	1170.07	7939.96	1185.84
4	1256.31	8525.13	1273.23
5	1257.21	8531.26	1274.15
6	1342.20	9107.99	1360.28
7	1337.80	9078.10	1355.82
8	1338.33	9081.75	1356.36
9	1400.33	9502.42	1419.19
10	1430.57	9707.66	1449.85
11	1403.94	9526.92	1422.85
12	1468.19	9962.91	1487.97
13	1441.76	9783.58	1461.18

Табела П1.4 Вредности специфичног флуksа апсорбованог зрачења на врху набора (растојање 0.3 m, постављене бочне рефлексционе површине)

Вредности флуksа апсорбованог зрачења [Wm^{-2}]			
Ред. бр. навојка спирале	A	B	C
1	1046.69	8739.82	1135.04
2	1084.50	9055.54	1176.04
3	1093.53	9130.95	1185.84
4	1174.12	9803.90	1273.23
5	1174.96	9810.95	1274.15
6	1254.39	10474.19	1360.28
7	1250.28	10439.82	1355.82
8	1250.78	10444.01	1356.36
9	1308.72	10927.78	1419.19
10	1336.98	11163.81	1449.85
11	1312.09	10955.96	1422.85
12	1372.14	11457.34	1487.97
13	1347.44	11251.12	1461.18

ПРИЛОГ 2 - АНАЛИЗА НЕИЗВЕСНОСТИ

Одступање између стварне и измерене вредности неке физичке величине настаје услед несавршености мерне опреме, мерног поступка, мерног објекта и личне грешке онога ко врши мерење. Ово одступање представљају разлику између вредности очитане на мерилу x_i и стварне вредности мерене величине x и назива се апсолутном грешком мерења:

$$\Delta_i = x_i - x \quad (\text{П2-1})$$

Однос апсолутне грешке и стварне вредности мерене величине дефинише релативну грешку мерења:

$$\varepsilon_i = \frac{x_i - x}{x} = \frac{x_i}{x} - 1 \quad (\text{П2-2})$$

Еквивалентна грешка се уводи ради процене неизвесности мерног поступка и дефинише се као:

$$s = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - x)^2} \quad (\text{П2-3})$$

где n представља број мерења. Апроксимацијом да је стварна вредност приближна аритметичкој средини измерених вредности $x \approx \bar{x}$, добија се израз за срачунавање еквивалентне грешке који је применљив у пракси:

$$s = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (\text{П2-4})$$

Величина s се у теорији статистике назива стандардно одступање или средња квадратна грешка. Квадрат стандардног одступања s^2 у теорији статистике дефинише појам варијације, односно дисперзије.

Непоузданост средње аритметичке вредности представља грешку средње аритметичке вредности и дата је изразом:

$$C = \frac{s}{\sqrt{n}} = \frac{1}{\sqrt{n}} \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (\text{П2-5})$$

Укупна грешка мерења садржи случајне и систематске грешке. Случајне грешке су статистичке по природи и одређују се на основу средње квадратне грешке (средњег квадратног одступања) са 95% статистичке сигурности као:

$$U_{\text{slučajno}} = t_{n-1, 95\%} \cdot s \quad (\text{П2-6})$$

где је $t_{n-1, 95\%}$ фактор „Студентове“ расподеле за степен слободe $n-1$.

Систематске грешке укључују грешке калибрације, аквизиције и хистерезиса, и могу се проценити на основу израза:

$$U_{\text{sistematsko}} = \sqrt{\sum_{i=1}^m U_{i,\text{sistematsko}}^2} \quad (\text{П2-7})$$

где је m број извора систематских грешака. Одређивање $U_{\text{sistematsko}}$ се заснива на подацима о тачности уређаја датих од стране произвођача или на подацима добијеним калибрацијом. Укупна неизвесност мерења одређује се коришћењем квадратног корена збира квадрата случајне и систематске грешке:

$$U_{\text{ukupno}} = \pm \sqrt{U_{\text{slučajno}}^2 + U_{\text{sistematsko}}^2} \quad (\text{П2-8})$$

Неизвесност мерења посредно мерене физичке величине

Да би се одредила неизвесност мерења посредно мерених физичких величина разматра се простирање неизвесности. Уколико се нека зависна променљива у представи као функција већег броја независно променљивих величина ($x_1, x_2, x_3, \dots, x_k$):

$$y = f(x_1, x_2, x_3, x_4, \dots, x_k)$$

тада се укупна неизвесност зависно променљиве величине у срачунава према Kline-McClintock-овом методу [176]:

$$U_y = \pm \sqrt{\left[\frac{\partial y}{\partial x_1} U_{x_1} \right]^2 + \left[\frac{\partial y}{\partial x_2} U_{x_2} \right]^2 + \dots + \left[\frac{\partial y}{\partial x_k} U_{x_k} \right]^2} \quad (\text{П2-9})$$

Математички модел за одређивања неизвесности мерења неке физичке величине добија се применом опште теорије о неизвесности мерења физичке величине и математичког модела израза за срачунавање дате физичке величине.

Неизвесност при одређивању коефицијента трења

Коефицијент трења срачунава се према једначини (5.1):

$$\Delta p = f \frac{L \rho_{\text{ave}} w^2}{d_i 2} \quad (\text{П2-10})$$

Трансформацијом претходног израза добија се:

$$f = \Delta p \frac{d_i^5}{8L} \frac{\pi^2}{\rho_{\text{ave}} \dot{V}^2} \quad (\text{П2-11})$$

Неизвесност коефицијента трења срачунава се на основу израза:

$$U_f = \sqrt{\left[\frac{\partial f}{\partial \Delta p} U_{\Delta p} \right]^2 + \left[\frac{\partial f}{\partial \rho_{\text{ave}}} U_{\rho_{\text{ave}}} \right]^2 + \left[\frac{\partial f}{\partial \dot{V}} U_{\dot{V}} \right]^2} \quad (\text{П2-12})$$

Процењена неизвесност мерења пада притиска износи ± 2 mm воденог стуба (± 20 Pa) за вредности пада притиска до 20 kPa, док неизвесност мерења пада притиска износи $\pm 3\%$ за вредности пада притиска веће од 20 kPa. Неизвесност при одређивању средње густине радног флуида износи 0.05%, док се неизвесност мерења запреминског протока срачунава према изразу $\pm (1 + 0.01 \dot{V}_n / \dot{V}) \%$ (\dot{V}_n је номинални запремински проток ултразвучног мерача протока).

Неизвесност при одређивању коефицијента прелаза топлоте

Коефицијент прелаза топлоте на свим позицијама је одређен на основу израза:

$$h_i = \frac{q_i}{T_i - T_b} \quad (\text{П2-13})$$

Неизвесност при срачунавању h_i је:

$$U_{h_i} = \sqrt{\left[\frac{\partial h_i}{\partial q_i} U_{q_i} \right]^2 + \left[\frac{\partial h_i}{\partial T_i} U_{T_i} \right]^2 + \left[\frac{\partial h_i}{\partial T_b} U_{T_b} \right]^2} \quad (\text{П2-14})$$

где су U_{q_i} , U_{T_i} и U_{T_b} неизвесности при одређивању специфичног топлотног флукса на унутрашњој површини цеви, температуре зида унутрашње површине цеви и средње температуре флуида у попречном пресеку, респективно.

Неизвесност одређивања специфичног топлотног флукса на унутрашњој површини цеви q_i потиче од неизвесности одређивања специфичног апсорбованог флукса на спољашњој површини цеви, температуре зида спољашње површине цеви, температуре ваздуха у непосредној близини топлотног апсорбера и температуре околине. С обзиром да је специфични апсорбовани флукс на спољашњој површини цеви одређен билансирањем нето вредност специфичног топлотног флукса на спољашњој површини цеви и топлотне

снаге апсорбера изражене преко параметара радног флида (јед. (4.5) - (4.9)), може се записати:

$$q_{\text{abs}} = \dot{V} \rho_{\text{ave}} c_{\text{ave}} (T_{\text{out}} - T_{\text{in}}) + h_o (T_o - T_{\text{cav}}) + \sigma \varepsilon (T_o^4 - T_{\text{amb}}^4) \quad (\text{П2-15})$$

Наведени биланс коришћен је за прецизно калибрисање нумеричког модела зрачења, тако да се укупна неизвесност одређивања специфичног апсорбованог флука на спољашњој површини цеви $U_{q_{\text{abs}}}$ састоји од неизвесности мерења запреминског протока и температура $U_{q_{\text{abs1}}}$ и неизвесности нумеричког поступка $U_{q_{\text{abs2}}}$:

$$U_{q_{\text{abs}}} = \sqrt{U_{q_{\text{abs1}}}^2 + U_{q_{\text{abs2}}}^2} \quad (\text{П2-16})$$

$$U_{q_{\text{abs1}}} = \sqrt{\left[\frac{\partial q_{\text{abs}}}{\partial \dot{V}} U_{\dot{V}} \right]^2 + \left[\frac{\partial q_{\text{abs}}}{\partial T_{\text{in}}} U_{T_{\text{in}}} \right]^2 + \left[\frac{\partial q_{\text{abs}}}{\partial T_{\text{out}}} U_{T_{\text{out}}} \right]^2 + \left[\frac{\partial q_{\text{abs}}}{\partial T_o} U_{T_o} \right]^2 + \left[\frac{\partial q_{\text{abs}}}{\partial T_{\text{cav}}} U_{T_{\text{cav}}} \right]^2 + \left[\frac{\partial q_{\text{abs}}}{\partial T_{\text{amb}}} U_{T_{\text{amb}}} \right]^2} \quad (\text{П2-17})$$

Верификацијом нумеричког модела зрачења одређена је вредност неизвесности нумеричког поступка $U_{q_{\text{abs2}}} = \pm 2\%$. Запремински проток радног флуида мерен је ултразвучним протокомером тачности $\pm(1+0.01\dot{V}_n/\dot{V})\%$, док су температуре радног флуида на улази и излазу из апсорбера мерене термоотпорним сензорима Pt-100 са дигиталним термометрима чија максимална грешка мерења износи $\pm 0.1^\circ\text{C}$. Температуре зида спољашње површине цеви и температура ваздуха у непосредној близини спирале мерене су термопаровима типа К у комбинацији са аналогно-дигиталним модулима чија максимална грешка мерења износи $\pm 0.15^\circ\text{C}$. Максимална грешка мерења температуре околине термоотпорним сензором Pt-500 (са калориметра Kamstrup Multical 401) је $\pm 0.12^\circ\text{C}$.

Температура зида унутрашње површине цеви срачунава се према једначини (4.11):

$$T_i = T_o - \frac{q_o \cdot d_i \cdot \ln\left(\frac{d_o}{d_i}\right)}{2\lambda_w} \quad (\text{П2-18})$$

Неизвесност температуре зида унутрашње површине цеви срачунава се на основу израза:

$$U_{T_i} = \sqrt{\left[\frac{\partial T_i}{\partial T_o} U_{T_o} \right]^2 + \left[\frac{\partial T_i}{\partial q_o} U_{q_o} \right]^2} \quad (\text{П2-19})$$

При срачунавању $U_{q_{abs}}$ су узете у обзир све неизвесности које утичу и на вредност U_{q_0} , тако да су ове вредности једнаке ($U_{q_{abs}} = U_{q_0}$).

Средња температура флуида у неком попречном пресеку, која представља референтну температуру за срачунавање коефицијента прелаза топлоте, одређује се према једначини (4.10) и може се писати као:

$$T_b = T_{in} + \frac{q_0 A}{\dot{V} \rho_{ave} c_{ave}} \quad (\text{П2-20})$$

Неизвесност средње температуре флуида у неком попречном пресеку срачунава се на основу израза:

$$U_{T_b} = \sqrt{\left[\frac{\partial T_b}{\partial T_{in}} U_{T_{in}} \right]^2 + \left[\frac{\partial T_b}{\partial q_0} U_{q_0} \right]^2 + \left[\frac{\partial T_b}{\partial \dot{V}} U_{\dot{V}} \right]^2} \quad (\text{П2-21})$$

Nusselt-ов број на свим позицијама је одређен на основу израза:

$$\text{Nu} = \frac{h_i \cdot d_i}{\lambda_f} \quad (\text{П2-22})$$

Неизвесност Nu броја је:

$$U_{\text{Nu}} = \sqrt{\left[\frac{\partial \text{Nu}}{\partial h_i} U_{h_i} \right]^2 + \left[\frac{\partial \text{Nu}}{\partial \lambda_f} U_{\lambda_f} \right]^2} \quad (\text{П2-23})$$

при чему је укупна неизвесност одређивања коефицијента топлотне проводности флуида $\pm 1\%$.

У табели П2.1 дате су максималне вредности неизвесности при одређивању коефицијента трења, коефицијента прелаза топлоте и Nu броја, а које су последице неизвесности експерименталних мерења.

Табела П2.1 Неизвесности повезане са експерименталним мерењима

Величина		Неизвесност [%]
Коефицијент трења	Ламинарни режим струјања	5.94
	Турбулентни режим струјања	3.61
Коефицијент прелаза топлоте		3.72
Nusselt-ов број		3.85

ПРИЛОГ 3 - ЕКСПЕРИМЕНТАЛНИ ПОДАЦИ

Табела ПЗ.1 Експериментални услови за ламинарни режим струјања у попречно набраној Архимедовој спирали

Ред. број мерања, [-]	Апсорбовани флуks зрачења, [W]	Улаз флуида	Угао нагиба, [°]	Re, [-]		Pr, [-]	
				улаз	излаз	улаз	излаз
1	1188	R_{max}	0	76	395	174.9	36.4
2	1188	R_{max}	0	83	363	255.1	60.6
3	1188	R_{max}	0	200	490	153.6	64.6
4	1188	R_{max}	0	288	602	123.0	60.4
5	1188	R_{max}	0	302	573	140.1	75.2
6	1188	R_{max}	0	426	730	117.2	69.7
7	1188	R_{max}	0	527	835	111.1	71.3
8	1188	R_{max}	0	619	930	107.6	72.6
9	1188	R_{max}	45	87	346	153.6	41.0
10	1188	R_{max}	45	111	318	199.6	71.9
11	1188	R_{max}	45	178	377	169.4	81.8
12	1188	R_{max}	45	285	513	124.4	70.4
13	1188	R_{max}	45	338	559	128.3	78.8
14	1188	R_{max}	45	415	635	120.3	79.7
15	1188	R_{max}	45	576	824	101.9	72.2
16	1188	R_{max}	45	655	897	102.6	75.7
17	1188	R_{min}	0	56	437	255.1	35.4
18	1188	R_{min}	0	110	384	192.6	57.4
19	1188	R_{min}	0	244	571	128.8	56.6
20	1188	R_{min}	0	227	527	154.9	68.6
21	1188	R_{min}	0	350	682	119.9	62.9
22	1188	R_{min}	0	323	603	153.6	83.8
23	1188	R_{min}	0	530	871	109.5	67.8
24	1188	R_{min}	0	571	882	117.2	77.0
25	1188	R_{min}	45	67	403	213.5	38.1
26	1188	R_{min}	45	133	384	163.4	58.7
27	1188	R_{min}	45	223	476	138.4	66.4
28	1188	R_{min}	45	266	532	132.9	68.0
29	1188	R_{min}	45	337	601	124.4	71.0
30	1188	R_{min}	45	379	630	134.0	81.8
31	1188	R_{min}	45	451	712	129.3	83.0
32	1188	R_{min}	45	537	790	123.5	85.0
33	1898	R_{min}	0	388	859	149.7	69.3
34	1898	R_{min}	0	543	1065	123.0	64.2
35	1898	R_{min}	0	541	994	138.9	77.0
36	1898	R_{min}	0	859	1432	98.2	60.1
37	1898	R_{max}	0	449	901	129.8	66.2

38	1898	R_{\max}	0	632	1161	105.4	58.7
39	1898	R_{\max}	0	621	1070	122.1	72.2
40	1898	R_{\max}	0	880	1437	95.4	59.6
41	1898	R_{\max}	45	535	962	109.5	62.2
42	1898	R_{\max}	45	582	986	114.3	68.6
43	1898	R_{\max}	45	722	1138	106.1	68.4
44	1898	R_{\max}	45	833	1278	101.2	67.0
45	1898	R_{\min}	45	594	1108	98.9	54.4
46	1898	R_{\min}	45	631	1124	107.2	61.5
47	1898	R_{\min}	45	647	1091	118.1	71.3
48	1898	R_{\min}	45	790	1270	106.5	67.4

Табела ПЗ.2 Експериментални услови за прелазни режим струјања у попречно набораној Архимедовој спирали

Ред. број мерања, [-]	Апсорбовани флуks зрачења, [W]	Улаз флуида	Угао нагиба, [°]	Re, [-]		Pr, [-]	
				улаз	излаз	улаз	излаз
1	1188	R_{\max}	0	1225	2247	6.2	3.1
2	1188	R_{\min}	0	1249	2353	6.0	3.0
3	1188	R_{\min}	0	1683	3022	6.0	3.1
4	1188	R_{\min}	0	2143	3380	6.1	3.6
5	1188	R_{\max}	45	1263	2272	6.0	3.1
6	1188	R_{\min}	45	1252	2232	6.0	3.1
7	1188	R_{\min}	45	1590	2711	6.4	3.5
8	1188	R_{\min}	45	2133	3220	6.1	3.8
9	1898	R_{\max}	0	1088	1680	87.6	57.7
10	1898	R_{\min}	0	1107	1729	90.1	58.7
11	1898	R_{\max}	45	1158	1675	82.5	57.9
12	1898	R_{\min}	45	1169	1734	85.5	58.6

Табела ПЗ.3 Експериментални услови за турбулентни режим струјања у попречно набораној Архимедовој спирали

Ред. број мерања, [-]	Апсорбовани флуks зрачења, [W]	Улаз флуида	Угао нагиба, [°]	Re, [-]		Pr, [-]	
				улаз	излаз	улаз	излаз
1	1188	R_{\max}	0	1707	3043	5.9	3.1
2	1188	R_{\max}	0	2138	3403	6.1	3.6
3	1188	R_{\max}	0	2547	3878	6.1	3.8
4	1188	R_{\max}	0	2993	4237	6.2	4.2
5	1188	R_{\max}	0	3491	4771	6.3	4.4
6	1188	R_{\max}	0	3904	5070	6.7	5.0

7	1188	R_{\max}	0	4736	5968	6.6	5.1
8	1188	R_{\max}	0	5281	6481	6.6	5.3
9	1188	R_{\max}	0	5967	7130	6.6	5.4
10	1188	R_{\max}	0	6759	7999	6.6	5.4
11	1188	R_{\min}	0	2559	3857	6.1	3.9
12	1188	R_{\min}	0	3028	4359	6.1	4.1
13	1188	R_{\min}	0	3482	4771	6.3	4.4
14	1188	R_{\min}	0	3932	5070	6.7	5.0
15	1188	R_{\min}	0	4759	5981	6.6	5.1
16	1188	R_{\min}	0	5281	6467	6.6	5.3
17	1188	R_{\min}	0	6010	7228	6.6	5.4
18	1188	R_{\min}	0	6743	7962	6.6	5.5
19	1188	R_{\max}	45	1545	2583	6.6	3.7
20	1188	R_{\max}	45	2133	3220	6.1	3.8
21	1188	R_{\max}	45	2559	3732	6.1	4.0
22	1188	R_{\max}	45	3007	4179	6.2	4.3
23	1188	R_{\max}	45	3433	4579	6.4	4.6
24	1188	R_{\max}	45	3904	4895	6.7	5.2
25	1188	R_{\max}	45	4771	5851	6.5	5.2
26	1188	R_{\max}	45	5293	6380	6.6	5.4
27	1188	R_{\max}	45	5909	6986	6.7	5.6
28	1188	R_{\max}	45	6759	7872	6.6	5.5
29	1188	R_{\min}	45	2565	3732	6.1	4.0
30	1188	R_{\min}	45	3021	4187	6.1	4.2
31	1188	R_{\min}	45	3457	4560	6.4	4.7
32	1188	R_{\min}	45	3970	5037	6.6	5.1
33	1188	R_{\min}	45	4782	5864	6.5	5.2
34	1188	R_{\min}	45	5281	6395	6.6	5.3
35	1188	R_{\min}	45	5981	7147	6.6	5.4
36	1188	R_{\min}	45	6759	7837	6.6	5.6
37	1898	R_{\max}	45	3540	5340	6.4	4.0
38	1898	R_{\max}	45	4009	5840	6.5	4.3
39	1898	R_{\max}	45	4640	6366	6.7	4.7
40	1898	R_{\max}	45	5306	7190	6.6	4.7
41	1898	R_{\max}	45	5967	7774	6.6	4.9
42	1898	R_{\max}	45	6630	8439	6.7	5.1
43	1898	R_{\min}	45	3531	5380	6.4	4.0
44	1898	R_{\min}	45	4057	5817	6.5	4.3
45	1898	R_{\min}	45	4640	6326	6.7	4.7
46	1898	R_{\min}	45	5319	7205	6.6	4.7
47	1898	R_{\min}	45	5981	7824	6.6	4.9
48	1898	R_{\min}	45	6646	8439	6.7	5.1
49	1898	R_{\max}	0	3498	5399	6.4	4.0
50	1898	R_{\max}	0	3970	5990	6.6	4.2
51	1898	R_{\max}	0	4651	6621	6.7	4.5

52	1898	R_{\max}	0	5306	7311	6.6	4.6
53	1898	R_{\max}	0	5938	7891	6.7	4.9
54	1898	R_{\max}	0	6662	8644	6.7	5.0
55	1898	R_{\max}	0	7284	9118	6.6	5.1
56	1898	R_{\max}	0	7865	9768	6.7	5.2
57	1898	R_{\max}	0	8510	10341	6.7	5.4
58	1898	R_{\max}	0	9146	10894	6.8	5.6
59	1898	R_{\max}	0	9805	11572	6.8	5.6
60	1898	R_{\max}	0	10414	12072	6.9	5.8
61	1898	R_{\max}	0	11169	12976	6.9	5.8
62	1898	R_{\max}	0	11860	13619	6.9	5.9
63	1898	R_{\max}	0	12551	14379	6.9	5.9
64	1898	R_{\max}	0	13242	15065	6.9	5.9
65	1898	R_{\max}	0	13865	15666	6.9	6.0
66	1898	R_{\max}	0	14517	16327	6.9	6.1
67	1898	R_{\max}	0	15052	16850	6.9	6.1
68	1898	R_{\min}	0	3531	5607	6.4	3.8
69	1898	R_{\min}	0	4087	6082	6.4	4.1
70	1898	R_{\min}	0	4618	6446	6.7	4.6
71	1898	R_{\min}	0	5306	7311	6.6	4.6
72	1898	R_{\min}	0	5995	8061	6.6	4.8
73	1898	R_{\min}	0	6710	8700	6.6	4.9
74	1898	R_{\min}	0	7266	9077	6.6	5.2
75	1898	R_{\min}	0	7922	9746	6.6	5.3
76	1898	R_{\min}	0	8531	10364	6.7	5.4
77	1898	R_{\min}	0	9169	10968	6.8	5.5
78	1898	R_{\min}	0	9758	11439	6.8	5.7
79	1898	R_{\min}	0	10440	12044	6.9	5.9
80	1898	R_{\min}	0	11360	13097	6.7	5.7
81	1898	R_{\min}	0	11918	13619	6.8	5.9
82	1898	R_{\min}	0	12551	14312	6.9	5.9
83	1898	R_{\min}	0	13242	14889	6.9	6.0
84	1898	R_{\min}	0	13932	15592	6.9	6.1
85	1898	R_{\min}	0	14552	16174	6.9	6.1
86	1898	R_{\min}	0	15015	16731	7.0	6.2

БИОГРАФИЈА АУТОРА

Милан Љ. Ђорђевић рођен је 03.05.1977. године у Нишу. Завршио је основну школу "Моша Пијаде" у Нишу, где је био добитник награде "Вук Караџић" за основно образовање. Након тога уписује гимназију "Бора Станковић" у Нишу, где је такође био добитник награде "Вук Караџић" за средњошколско образовање. Машински факултет Универзитета у Нишу уписује школске 1996. године, а образовни профил Термоенергетика и термотехника завршава 2003. године са просечном оценом 8.22 и оценом 10 на дипломском испиту. Школске 2008/2009. године уписује Докторске студије на Машинском факултету Универзитета у Нишу, образовни профил Енергетика и процесна техника. Положио је све испите предвиђене планом и програмом Машинског факултета у Нишу, са просечном оценом 9.78.

Као дипломирани машински инжињер засновао је свој први радни однос 2004. године у грађевинском предузећу "Планум" а.д. Земун, где остаје до 2006. године на позицији инжењера одржавања. Након тога, 2006. године прелази у грађевинско предузеће "Нискоградња" а.д. Ниш, где остаје до 2010. године на позицији управника механизације. Од 2010. године запослен је на Факултету техничких наука Универзитета у Приштини са привременим седиштем у Косовској Митровици, у звању асистента за ужу научну област Термотехника и термоенергетика. Ангажован у настави на вежбама из предмета: Термодинамика 1, Термодинамика 2, Сагоревање, Мотори СУС, Термотехнички системи и Термоенергетска постројења. Милан Ђорђевић је истраживач-сарадник на пројекту "Истраживање и развој енергетски и еколошки високоефективних система полигенерације заснованих на обновљивим изворима енергије, ИИИ 42006", (2011-2015), пројекат финансиран од стране Министарства просвете, науке и технолошког развоја Републике Србије. Учествовао је као сарадник и на пројекту Центра за промоцију науке Републике Србије под називом "Полигенерација - фактор одрживог развоја", Пројекат подстицања активности научних и стручних друштава које су у функцији унапређења научноистраживачког рада, промоције и популаризације науке и технике.

Милан Ђорђевић је аутор и коаутор више од 30 научних радова публикованих у међународним и домаћим научним часописима, те презентованим на међународним и домаћим научним скуповима.

Током свог досадашњег научног и истраживачког рада, Милан Ђорђевић је стекао знање рада у следећим софтверским пакетима: ANSYS Fluent, TRNSYS, LabVIEW, Matlab, Solid Works и AutoCAD.

Поседује широка знања из области машинског инжењерства стечена радом у привреди, као и бројним усавршавањима, специјалистичким обукама и курсевима у иностранству и земљи - Komatsu UK, Newcastle; Vogeles GE, Mannheim; Hamm GE, Minchen; Woma, Wien; DaimlerChrysler Србија, Машински факултет у Нишу.

Поседује одлично знање енглеског језика, стечено на Народном универзитету "Павле Стојковић" у Нишу. Кроз редовно школовање стекао је и врло добро знање руског језика.

Резервни је потпоручник Војске Србије, Ваздухопловно-техничка служба.

ИЗВЕШТАЈ О ОЦЕНИ ДОКТОРСKE ДИСЕРТАЦИЈЕ

ПОДАЦИ О КАНДИДАТУ

Презиме, име једног родитеља и име	Ђорђевић Љубомир Милан		
Датум и место рођења	03.05.1977., Ниш, Србија		
Основне студије			
Универзитет	Универзитет у Нишу	МАШИНСКИ ФАКУЛТЕТ У НИШУ	
Факултет	Машински факултет	Примљено: 02. 9. 2016.	
Студијски програм	Термоенергетика и термотехника	Орг.јед.	Број
Звање	Машински инжењер	Прилог	Вредности
Година уписа	1996	62-538/16	
Година завршетка	2003		
Просечна оцена	8.22		

Мастер студије, магистарске студије

Универзитет	Универзитет у Нишу		
Факултет	Машински факултет		
Студијски програм	Термоенергетика и термотехника		
Звање	Дипломирани инжењер машинства		
Година уписа	1996		
Година завршетка	2003		
Просечна оцена	8.22		
Научна област	Машинско инжењерство Ужа научна област – Термотехника, термоенергетика и процесна техника		
Наслов завршног рада	Пројекат термотехничких инсталација хотела „Randes“ у Нишу		

Докторске студије

Универзитет	Универзитет у Нишу		
Факултет	Машински факултет		
Студијски програм	Енергетика и процесна техника		
Година уписа	2008.		
Остварен број ЕСПБ бодова	160		
Просечна оцена	9.78		

НАСЛОВ ТЕМЕ ДОКТОРСKE ДИСЕРТАЦИЈЕ

Наслов теме докторске дисертације	Експериментално и нумеричко истраживање термо-струјних процеса у спиралном набораном топлотном апсорберу концентрисаног зрачења
Име и презиме ментора, звање	др Велимир Стефановић, редовни професор
Број и датум добијања сагласности за тему докторске дисертације	НСВ број 8/20-01-009/15-017 у Нишу, 07.12.2015. године

ПРЕГЛЕД ДОКТОРСKE ДИСЕРТАЦИЈЕ

Број страна	218
Број поглавља	7
Број слика (шема, графикона)	98
Број табела	19
Број прилога	3

**ПРИКАЗ НАУЧНИХ И СТРУЧНИХ РАДОВА КАНДИДАТА
који садрже резултате истраживања у оквиру докторске дисертације**

Р. бр.	Аутор-и, наслов, часопис, година, број волумена, странице	Категорија
1	<p>Đorđević, M., Stefanović, V., Mančić, M., Pressure Drop and Stability of Flow in Archimedean Spiral Tube with Transverse Corrugations, <i>Thermal Science</i>, 20 (2016), 2, pp. 579-591.</p> <p>Експерименталним путем је истраживан изотермски пад притиска при стационарним условима струјања Њутновских флуида у Архимедовој спирали са кружним попречним наборима. Добијене су корелације за пад притиска и критеријуми стабилности струјања за различите режиме струјања у опсегу $Re=150\div 15,000$. Разматран је утицај карактеристичних геометријских група које узимају у обзир све геометријске параметре Архимедове спирале и наборане цеви. Експерименталном истраживању пада притиска у набораној Архимедовој спирали претходило је експериментално истраживање пада притиска у правој набораној цеви, како би се одредио <i>Darcy</i>-јев фактор трења. Увид у вредности пада притиска у наведеној геометрији спиралног апсорбера топлотног зрачења при различитим протоцима је значајно за процену ефикасности размењивача топлоте.</p>	M23
2	<p>Đorđević, M., Mančić, M., Mitrović, D., Energy and Exergy Analysis of Coal Fired Power Plant, <i>FACTA UNIVERSITATIS, Series: Working and Living Environmental Protection</i>, 11 (2014), pp. 163-175.</p> <p>У овом раду извршена је термодинамичка анализа термоелектране базирана на концепту енергетских губитака, продукције ентропије и деструкције ексергије. Показано је да се највећи губици енергије у околину јављају у кондензатору, док се највећа деструкција ексергије јавља у котлу. Енергетске и ексергетске карактеристике термоелектране срачунате су за услове рада при максималном оптерећењу и при 75% максималног оптерећења. Свака компонента система је моделирана по принципу "black box", док је билансирање енергије и ексергије вршено на основу радних параметара.</p>	M51
3	<p>Đorđević, M., Stefanović, V., Vukić, M., Numerical Investigation on the Convective Heat Transfer in a Spiral Coil with Radiant Heating, <i>Proceedings of the 17th Symposium on Thermal Science and Engineering of Serbia, SIMTERM 2015</i>, Sokobanja, Serbia, October 20-23, 2015, ISBN 978-86-6055-076-9, pp. 836-844.</p> <p>Нумеричким путем је истраживан пренос топлоте у спиралним цевима при ламинарном, прелазном и турбулентном режиму струјања. Архимедова спирала изложена је концентрисаном зрачењу и представља топлотни апсорбер параболоидног концентришућег соларног пријемника. Специфични гранични услови представљају јединственост ове студије. Транспортне једначине за стационарне тродимензионалне случајеве решаване су применом транзиционог SST модела турбуленције. Резултати указују да секундарна струјања значајно утичу на карактер струјања и да је прелаз топлоте изразито асиметричан по обиму. Иако је укупан ниво турбуленције нижи него у правој цеви, интензитет преноса топлоте је већи због модификација брзинског и температурског поља насталих усред закривљења цеви.</p>	M33
4	<p>Đorđević, M., Stefanović, V., Pavlović, S., Mančić, M., Numerical Analyses of the Radian Heat Flux Produced by Quartz Heating System, <i>Proceedings of the 3rd International Conference Mechanical Engineering in XXI Century, MASING 2015</i>, Niš, Serbia, September 17-18, 2015, ISBN 978-86-6065-072-1, pp. 75-80.</p> <p>Нумеричким методама је анализирана расподеле специфичног флукса топлотног зрачења произведеног од стране низа кварцних грејача и рефлексивних површина. Разматрани зрачећи систем грејања представља експерименталну апаратуру за симулацију рада топлотног апсорбера изложеног концентрисаном зрачењу. Детаљни тродимензионални Surface-to-Surface Hemicube модел је примењен како би се испитале катрактеристике топлотног зрачења наведене експерименталне апаратуре. Нумеричким предвиђањима се разматра утицај варирања растојања између кварцних грејача и циљне површине, као и утицај различито позиционираних рефлексивних површина.</p>	M33

ИСПУЊЕНОСТ УСЛОВА ЗА ОДБРАНУ ДОКТОРСКЕ ДИСЕРТАЦИЈЕ

Кандидат испуњава услове за оцену и одбрану докторске дисертације који су предвиђени Законом о високом образовању, Статутом Универзитета и Статутом Факултета.

ДА

Кандидат Милан Ђорђевић поднео је 07.04.2015. године Одсеку за наставна и студентска питања Машинског факултета у Нишу захтев (број 612-256/15) за одобрење теме докторске дисертације под насловом "Експериментално и нумеричко истраживање термо-струјних процеса у спиралном набораном топлотном апсорберу концентрисаног зрачења".

Наставно-научно веће Машинског факултета у Нишу је на седници одржаној 08.10.2015. године, на основу Извештаја Комисије о оцени научне заснованости теме докторске дисертације (број 612-520/15 од 27.08.2015.), одлуком број 612-620-8/2015 усвојило наведену тему докторске дисертације и предложило др Велимира Стефановића, редовног професора Машинског факултета у Нишу, за ментора.

Научно-стручно веће за техничко-технолошке науке Универзитета у Нишу је на седници одржаној 07.12.2015. године Одлуком број 8/20-01-009/15-017 дало сагласност на Одлуку о усвајању теме докторске дисертације и именовало др Велимира Стефановића, редовног професора машинског факултета у Нишу, за ментора за израду докторске дисертације (Одлука број 8/20-01-009/15-018).

Кандидат Милан Ђорђевић је 21.06.2016. године поднео захтев (број 612-407/16) Одсеку за наставна и студентска питања Машинског факултета у Нишу за одређивање Комисије за оцену и одбрану докторске дисертације.

Научно-стручно веће за техничко-технолошке науке Универзитета у Нишу је на седници одржаној 04.07.2016. године Одлуком број 8/20-01-005/16-028 именовало Комисију за оцену и одбрану докторске дисертације на Машинском факултету у Нишу кандидата Милана Ђорђевића, под називом "Експериментално и нумеричко истраживање термо-струјних процеса у спиралном набораном топлотном апсорберу концентрисаног зрачења", у саставу: др Велимир Стефановић, редовни професор Машинског факултета у Нишу, др Градимир Илић, редовни професор Машинског факултета у Нишу, др Небојша Лукић, редовни професор Факултета инжењерских наука у Крагујевцу, др Мића Вукић, редовни професор Машинског факултета у Нишу и др Драган Калаба, ванредни професор Факултета техничких наука у Косовској Митровици.

Кандидат Милан Ђорђевић је првопотписан аутор једног рада објављеног у часопису са SCI листе из теме докторске дисертације, као и првопотписани аутор једног рада објављеног у часопису који издаје Универзитет у Нишу из уже области којој припада тема докторске дисертације.

На основу претходно наведеног, кандидат Милан Ђорђевић испуњава све услове за оцену и одбрану докторске дисертације предвиђене Законом о високом образовању, Статутом Универзитета у Нишу и Статутом Машинског факултета у Нишу.

ВРЕДНОВАЊЕ ПОЈЕДИНИХ ДЕЛОВА ДОКТОРСКЕ ДИСЕРТАЦИЈЕ

Кратак опис појединих делова дисертације

Докторска дисертација се састоји из 7 поглавља и одговарајућих прилога: пописа слика и табела, коришћене литературе (195 цитираних библиографских јединица), прилога и кратке биографије аутора. По форми и садржају рад у потпуности испуњава постојеће стандарде за докторску дисертацију. Наслови поглавља у докторској дисертацији су следећи:

1. Увод
2. Преглед литературе
3. Експериментална апаратура
4. Термичка анализа
5. Анализа експерименталних резултата и дискусија
6. Нумеричка анализа
7. Закључци и смернице за будућа истраживања

Истраживања у оквиру докторске дисертације обухватају следеће:

У *Првом поглављу* су разматране могућности примене цевних размењивача топлоте спиралне геометрије са наборима као апсорбера концентрисаног соларног зрачења у циљу оправданости истраживања и предлагања нових конструкционих решења. Приказане су специфичности истраживања утицаја струјних, физичких и термичких услова, као и геометрије спиралног набораног топлотног апсорбера, на локални интензитет размене топлоте и пад притиска. Дефинисани су циљеви истраживања и истраживачке методе.

У *Другом поглављу* дате су теоријске основе и детаљан преглед референтних актуелних истраживања из домена термо-струјних процеса у цевима са константним и променљивим радијусом закривљења, као и у струјним

каналима карактерисаним високим вредностима релативне храпавости зидова. Дат је кратак резиме једног броја актуелних и цитираних истраживања која се баве овом проблематиком.

У *Трећем поглављу* је дат детаљан опис експерименталне апаратуре која се састоји од спиралног набораног топлотног апсорбера са пратећим хидрауличним системом и зрачећег система грејања. Приказан је детаљан опис инструментације експерименталне апаратуре, експерименталних поступака и аквизиције података.

У *Четвртом поглављу* је приказана математичка анализа неопходна за одређивање карактеристика процеса преноса топлоте на основу добијених експерименталних података. У првом делу су егзактно формулисане величине неопходне за одређивање локалног коефицијента прелаза топлоте на унутрашњој површини спиралне наборане цеви. У другом делу је, на основу експерименталних података и нумеричких експеримената, извршена прецизна калибрација нумеричког модела зрачења, чиме је одређена расподела специфичног флукса апсорбованог топлотног зрачења на изложеној површини топлотног апсорбера. Такође су одређене оптималне вредности закривљености за наборане и глатке цеви са становишта ефикасности апсорпције топлотног зрачења.

У *Петом поглављу* је дата анализа експерименталних резултата и дискусија термо-струјних процеса у спиралном набораном апсорберу топлотног зрачења. Анализирани су пад притиска и стабилност струјања у правој цеви и Аримедовој спирали са попречним наборима, при чему су дати корелациони изрази за одређивање вредности пада притиска и критичних Reynolds-ових бројева. Систематска студија прелаза топлоте у Архимедовој спирали са попречним наборима заснована је на 146 потпуних серија мерења. Приказан је утицај струјних, термичких и физичких услова на расподелу локалних вредности Nusselt-овог броја. Вишеструком нелинеарном регресионом анализом добијене су уопштене корелационе зависности вредности обимно осредњеног Nu броја применљиве у широком опсегу струјних, физичких и геометријских параметара. Велика база експерименталних података утиче на смањење утицаја случајних грешака, чинећи статистички приступ врло поузданим.

У *Шестом поглављу* дата је систематска процена адекватности RANS модела турбуленије различите сложености (двоједначинских модела и модела другог реда) за предвиђање термо-струјних процеса у цевима са променљивим радијусом закривљења карактерисаним високим вредношћу релативне храпавости. Верификација нумеричких модела вршена је поређењем са сопственим експерименталним резултатима, при чему су дате препоруке за избор модела турбуленије и нумеричких метода у зависности од струјних и геометријских параметара. Сложени процеси струјања и преноса топлоте у спиралном топлотном апсорберу са наборима су разматрани применом нумеричких визуализација струјања са приказима поља притиска, брзине, температуре, кинетичке енергије турбуленије и вртложности. Нумеричким путем додатно је истражен утицај геометријских карактеристика набора изван експерименталног опсега на термо-струјне процесе. Исход представља могућност одређивања најефикаснијег опсега радних режима и конструкционих побољшања разматраног топлотног апсорбера.

У *Седмом поглављу* су дати закључци до којих је аутор дошао у току истраживања и анализом добијених резултата, као и смернице за даља истраживања и развој нових конструкционих решења.

ВРЕДНОВАЊЕ РЕЗУЛТАТА ДОКТОРСКЕ ДИСЕРТАЦИЈЕ

Ниво остваривања постављених циљева из пријаве докторске дисертације

Истраживањем у оквиру докторске дисертације, кандидат Милан Ђорђевић је остварио све циљеве постављене у пријави теме докторске дисертације. Основни циљ истраживања је био одређивање утицаја струјних, термичких и физичких услова, као и геометрије спиралног набораног топлотног апсорбера, на пад притиска и локални интензитет размене топлоте. Поређење експерименталних и нумеричких резултата јасно указује на неопходност базирања истраживања термо-струјних процеса у струјним каналима сложених геометрија на експерименталним методама.

Кандидат је такође у потпуности реализовао и све појединачне циљеве експерименталног и нумеричког истраживања постављене пријавом ове теме. На основу резултата експерименталног истраживања на лабораторијском топлотном апсорберу спиралне геометрије са наборима формирана је опсежна база података која се може користити за верификацију будућих нумеричких кодова, као и оптимизацију конструкционих параметара топлотних апсорбера изложених концентрисаном зрачењу.

Извршена је детаљна процена способности RANS модела турбуленије да репродукују експерименталне резултате у случајевима струјања и преноса топлоте у цевима променљивог радијуса закривљења чији су зидови карактерисани дискретним елементима храпавости. Нумеричким путем је извршена анализа утицаја геометријских карактеристика кружних набора на термо-струјне процесе ради процене најповољнијих конструкционо остваривих решења спиралних топлотних апсорбера.

Вредновање значаја и научног доприноса резултата дисертације

Тема истраживања докторске дисертације је веома значајна, како због актуелности проблематике ефикаснијег коришћења соларне енергије, тако и због могућности проширења намене размењивача топлоте овакве

конструкције, што представља оправдан разлог за додатна истраживања и публикување резултата. Основни научни доприноси дисертације се огледају у следећем:

- одређивање утицаја струјних, физичких и термичких услова, као и геометрије спиралног набораног топлотног апсорбера, на локални интензитет размене топлоте на основу резултата експерименталног и нумеричког истраживања;
- потпуније разумевање карактеристика топлотних апсорбера, чиме се умањују ризици примене нових конструкционих решења ових размењивача топлоте у високоефективним соларним системима;
- добијање поузданих критеријалних зависности за одређивање пада притиска и интензитета конвективног прелаза топлоте за широке опсеге струјних, физичких и геометријских параметара, које су применљиве у инжењерској пракси;
- развој широко применљиве нумеричке методологије за детаљно симулирање термичких процеса зрачећих система грејања;
- систематска процена способности RANS модела турбуленције различите сложености да предвиде термо-струјне процесе у цевима променљивог радијуса закривљења чији су зидови карактерисани дискретним елементима храпавости, као и давање јасних препорука за одабир одговарајућих нумеричких метода и нумеричких шема;
- анализа сложених процеса струјања и преноса топлоте у закривљеним геометријама високе релативне храпавости путем нумеричких визуализација струјања, упоредо са израчунатим пољима брзине, притиска, температуре и турбулентних карактеристика.

У даљим истраживањима је могуће проширење валидности датих корелационих израза и модела на термотехничке апарате сличних геометрија и различитих намена.

Оцена самосталности научног рада кандидата

Кандидат поседује потребна мултидисциплинарна знања и способност њихове синтезе у изради дисертације. Кандидат је показао висок ниво самосталности, систематичности и оригиналне вештине у решавању задатака. Спроведеним истраживањима у оквиру ове дисертације кандидат је показао да успешно користи знања из области преноса топлоте и масе, као и да поседује потребан ниво самосталности у реализацији експерименталних истраживања и софтверских симулација процеса.

ЗАКЉУЧАК

Прегледом докторске дисертације и анализом приказаних резултата, Комисија за оцену и одбрану доноси следеће закључке:

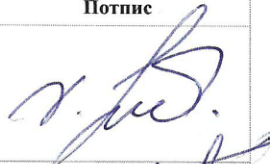

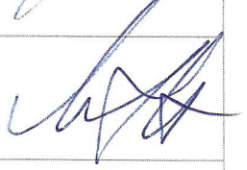


- садржај поднете докторске дисертације у потпуности одговара теми коју је верификовала Комисија за оцену подобности и научне заснованости и усвојило Научно-наставно веће Машинског факултета Универзитета у Нишу и Научно-стручно веће за техничко-технолошке науке Универзитета у Нишу;
- кандидат је овладао знањима из области теоријских и примењених процеса преноса топлоте и масе потребним за израду докторске дисертације;
- кандидат је приказао потребну самосталност и инвентивност у научно-истраживачком раду и дошао до оригиналних резултата;
- кандидат је у приказу истраживања користио уобичајену и стандардизовану стручну терминологију, а структура докторске дисертације и методологија излагања су у складу са универзитетским нормама;
- добијени резултати су конкретни и апликативни и омогућавају моделирање и развој термотехничких апарата високе ефективности.

На основу наведених закључака и остварених научних резултата кандидата публикованих у часописима и саопштених на тематским конференцијама из уже научне области којој припада тема докторске дисертације, Комисија за оцену и одбрану докторске дисертације сматра да поднета докторска дисертација представља оригиналан и вредан допринос развоју ове научне области и предлаже Наставно-научном већу Машинског факултета Универзитета у Нишу и Научно-стручном већу Универзитета у Нишу да рад Милана Ђорђевића, дипл. маш. инжењера под називом:

“ЕКСПЕРИМЕНТАЛНО И НУМЕРИЧКО ИСТРАЖИВАЊЕ ТЕРМО-СТРУЈНИХ ПРОЦЕСА У СПИРАЛНОМ НАБОРАНОМ ТОПЛОТНОМ АПСОРБЕРУ КОНЦЕНТРИСАНОГ ЗРАЧЕЊА”

прихвати као докторску дисертацију и да кандидата позове на усмену јавну одбрану.

КОМИСИЈА

Број одлуке НСВ о именовању Комисије		8/20-01-005/16-028	
Датум именовања Комисије		04.07.2016.	
Р. бр.	Име и презиме, звање		Потпис
1.	Др Велимир Стефановић, редовни професор	председник, ментор	
	Термотехника, термоенергетика и процесна техника <small>(Научна област)</small>	Машински факултет Универзитета у Нишу <small>(Установа у којој је запослен)</small>	
2.	Др Градимир Илић, редовни професор	члан	
	Термотехника, термоенергетика и процесна техника <small>(Научна област)</small>	Машински факултет Универзитета у Нишу <small>(Установа у којој је запослен)</small>	
3.	Др Небојша Лукић, редовни професор	члан	
	Термодинамика и термотехника <small>(Научна област)</small>	Факултет инжењерских наука Универзитета у Крагујевцу <small>(Установа у којој је запослен)</small>	
4.	Др Мића Вукић, редовни професор	члан	
	Термотехника, термоенергетика и процесна техника <small>(Научна област)</small>	Машински факултет Универзитета у Нишу <small>(Установа у којој је запослен)</small>	
5.	Др Драган Калаба, ванредни професор	члан	
	Термотехника и термоенергетика <small>(Научна област)</small>	Факултет техничких наука у Косовској Митровици <small>(Установа у којој је запослен)</small>	

Датум и место:

Август 2016. год.,

у Нишу, Крагујевцу и Косовској Митровици.

Изјава 1.

ИЗЈАВА О АУТОРСТВУ

Изјављујем да је докторска дисертација, под насловом:

„Експериментално и нумеричко истраживање термо-струјних процеса у спиралном набораном топлотном апсорберу концентрисаног зрачења“

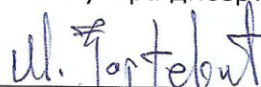
која је одбрањена на Машинском факултету Универзитета у Нишу:

- резултат сопственог истраживачког рада;
- да ову дисертацију, ни у целини, нити у деловима, нисам пријављивао/ла на другим факултетима, нити универзитетима;
- да нисам повредио/ла ауторска права, нити злоупотребио/ла интелектуалну својину других лица.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци, који су у вези са ауторством и добијањем академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада, и то у каталогу Библиотеке, Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Нишу, као и у публикацијама Универзитета у Нишу.

У Нишу, 08.11.2016. године

Потпис аутора дисертације:



Милан Љ. Борђевић

Изјава 2.

**ИЗЈАВА О ИСТОВЕТНОСТИ ЕЛЕКТРОНСКОГ И ШТАМПАНОГ ОБЛИКА
ДОКТОРСКЕ ДИСЕРТАЦИЈЕ**

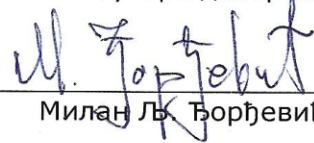
Наслов дисертације:

**„Експериментално и нумеричко истраживање термо-струјних процеса у
спиралном набораном топлотном апсорберу концентрисаног зрачења“**

Изјављујем да је електронски облик моје докторске дисертације, коју сам предао/ла за уношење у **Дигитални репозиторијум Универзитета у Нишу**, истоветан штампаном облику.

У Нишу, 08.11.2016. године

Потпис аутора дисертације:



Милан Лј. Ђорђевић

Изјава 3:

ИЗЈАВА О КОРИШЋЕЊУ

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Никола Тесла“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Нишу унесе моју докторску дисертацију, под насловом:

„Експериментално и нумеричко истраживање термо-струјних процеса у спиралном набораном топлотном апсорберу концентрисаног зрачења“

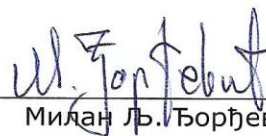
Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском облику, погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију, унету у Дигитални репозиторијум Универзитета у Нишу, могу користити сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons), за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство **(CC BY)**
2. Ауторство – некомерцијално **(CC BY-NC)**
3. Ауторство – некомерцијално – без прераде **(CC BY-NC-ND)**
4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима **(CC BY-NC-SA)**
5. Ауторство – без прераде **(CC BY-ND)**
6. Ауторство – делити под истим условима **(CC BY-SA)⁴**

У Нишу, 08.11.2016. године

Потпис аутора дисертације:



Милан Љ. Борђевић

⁴ Аутор дисертације обавезан је да изабере и означи (заокружи) само једну од шест понуђених лиценци; опис лиценци дат је у наставку текста.