

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ

МАШИНСКИ ФАКУЛТЕТ

Иван О. Божић

**ТЕОРИЈСКО И ЕКСПЕРИМЕНТАЛНО
ИСТРАЖИВАЊЕ РАСПОДЕЛЕ
ГУБИТАКА ЕНЕРГИЈЕ У
ХИДРАУЛИЧНИМ АКСИЈАЛНИМ
ТУРБИНАМА**

докторска дисертација

Београд, 2012

UNIVERSITY OF BELGRADE
FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

Ivan O. Božić

**THEORETICAL AND EXPERIMENTAL
INVESTIGATION OF THE ENERGY
LOSSES DISTRIBUTION IN THE
HYDRAULIC AXIAL TURBINES**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2012

Ментор:

проф. др Мирослав Бенишек,
Универзитет у Београду Машински факултет

Чланови комисије:

проф. др Милош Недељковић,
Универзитет у Београду Машински факултет

проф. др Александар Гајић,
Универзитет у Београду Машински факултет

проф. др Милун Бабић,
Универзитет у Крагујевцу Факултет инжењерских наука

проф. др Мирослав Бенишек,
Универзитет у Београду Машински факултет

Датум одбране: . . 2012. год.

Захвалница

У току вишегодишње израде ове дисертације пружена ми је драгоцену помоћ и подршка од многих пријатеља, колега и институција којима се најсрдачније захваљујем. Посебну захвалност дугујем:

- ◆ својој супрузи **Драгани**, сину **Алекси** и кћерки **Мини** на разумевању, многим одрицањима и подређивању свог комодитета мојим обавезама, као и на уливању безрезервне подршке;
- ◆ своме ментору, проф. др **Мирославу Бенишеку**, који ми је инспиришући ме за израду ове дисертације пре свега указао поверење прихвативши да њоме руководи, а затим пружио велику моралну и материјалну подршку у свим фазама њене израде; захваљујем му се на утрошеном времену у бројним плодотворним дискусијама и сугестијама које су допринеле квалитету овог рада, као и на целокупном односу према мени кроз сарадњу и дружење;
- ◆ Машинском факултету Универзитета у Београду на пруженој могућности за коришћење свих његових расположивих ресурса;
- ◆ Привредном Друштву „Бердап“ на челу са директором **Драганом Станковићем**, који је умногоме помогао изради ове дисертације омогућивши да активно учествујем у моделским испитивањима у Лабораторији за хидрауличне машине Лозана, Швајцарска, као и на уступању рачунарских капацитета без којих овај рад не би био могућ;
- ◆ дипломираним инжењерима **Владимиру Петровићу** и **Радомиру Митровићу** на несебичној помоћи око свих питања у вези са ХЕ „Бердап 1“;
- ◆ професорима др **Милошу Недељковићу** и др **Светиславу Чантраку** на сугестијама које су ми биле од велике користи, а професору др **Александру Гајићу** и на уступљеној литератури;

- ◆ асистентима **Дејану Илићу**, свом непосредном сараднику, на врло корисним дискусијама и мр **Бојану Ивљанину** на колегијалној подршци, који су ми време проведено у раду и дружењу зачинили својим квалитетним животним ставовима;
- ◆ колегама **Новици Јанковићу** и **Дејану Павићу** на техничкој помоћи око стварања САД модела;
- ◆ екипи „Турбоинштитута“ из Љубљане у саставу: др **Аљаж Шкерлавај**, др **Андреј Липеј** и др **Драгица Јошт**, на челу са др **Веском Ђелићем**, на пруженој могућности да боравим у њиховој компанији и на помоћи око израде нумеричких експеримената;
- ◆ господину **Хенри-Паскал Момбелију**, шефу тима за испитивања у Лабораторији за хидрауличне машине у Лозани, на љубазној помоћи око инсталације на којој су извршена мерења истраживаних турбина.

„У царству наука има негде ненасељених и необрађених крајева изван или између густих научничких насеља. Стадох да размишљам где се налазе ти сасвим или недовољно обрађени крајеви да бих онде могао стећи свој скромни научнички посед ...“

Милутин Миланковић (1879-1958)

Теоријско и експериментално истраживање расподеле губитака енергије у хидрауличним аксијалним турбинама

Резиме. Аксијалне хидрауличне турбине су одавно у употреби, а међу њима посебно место заузимају пропелерне и Каплан турбине. Добре хидродинамичке и специфичне конструктивне карактеристике омогућују овим турбинама широку примену у областима малих специфичних радова и великих протока, како у великим тако и у малим хидроенергетским постројењима. Успешно конструисање оваквих турбина заснива се пре свега на познавању структуре струјања у сваком њиховом делу, што у крајњем случају доприноси добром сагледавању хидрауличних губитака у целом њиховом проточном домену.

У овом раду су најпре са становишта теорије дефинисани механизми настанка хидрауличких губитака у појединим деловима веома комплексне геометрије струјног простора Капланове турбине. Затим су анализирани утицаји појединих геометријских и струјних параметара на енергетске карактеристике турбина и њихово учешће у смањењу степена корисности и укупном енергетском билансу турбине. Веома опсежним моделским испитивањима Капланових турбина одређене су расподеле глобалних губитака у широкој области пропелерних и комбинаторских режима рада. Коришћењем и двоједначинског SST и напонског SSG турбулентног модела урађено је нумеричко истраживање и утврђени су могућност и квалитет њихове примене за прорачун струјања кроз аксијалне хидрауличне турбине и добијање квантитативних и квалитативних резултата за одређивање расподеле енергетских губитака. Резултати добијени експерименталним испитивањима искоришћени су за проверу аналитичких и нумеричких резултата.

Урађена је расподела губитака у функцији интегралних параметара вихорног струјања за поједине области проточног тракта. Извршена је анализа неуниформности струјања на енергетске губитке у обртном колу турбина. По први пут је константа у полуемпиријској формули за одређивања секундарних губитака у обртном колу, коју је предложио Војташевски, уведена као променљива величина. На основу нумеричких резултата урађена је расподела релевантних појединачних губитака и добијен сводни дијаграм њиховог учешћа у укупним губицима у целокупној радној области.

Резултати ове комплексне анализе доприносе савременим истраживањима размене енергије у аксијалним машинама и омогућују њихову примену у техничкој пракси при прорачуну, конструисању и оптимизацији техничких система и уређаја у којима се јављају комплексна турбулентна струјања. Методологијом примењеном у раду могуће је разматрати конструкционе измене геометрије струјног простора са циљем постизања бољих енергетских параметара.

Кључне речи: хидраулична аксијална турбина, расподела губитака, моделска испитивања, нумерички прорачун

Научна област: Машинство

Ужа научна област: Хидрауличне машине и енергетски системи –
Примењена механика флуида

УДК број: 621.224.3:532.55(043.3)

Theoretical and Experimental Investigation of the Energy Losses Distribution in the Hydraulic Axial Turbines

SUMMARY. Axial hydraulic turbines have long been in use, especially including propeller and Kaplan turbines. Good hydrodynamic and specific design features enable the turbines to be widely used for small net heads and large discharges operating ranges in big and small hydropower plants. Successful construction of these turbines is based primarily on the knowledge of flow fields in all passages, which ultimately contributes to the good perception of the hydraulic losses in its entire flow domain.

Firstly from the theoretical standpoint, hydraulic losses mechanisms in all parts of very complex geometry of Kaplan turbine are defined in this paper. Then, the geometrical and flow parameters influences on the turbine energy characteristics were analyzed and their participation in the reduction of efficiency and overall energy balance were determined. The total losses distribution was performed in the wide propeller and combinatory operating regimes by extensive model tests of the Kaplan turbines. Numerical experiments were carried out using Reynolds averaged Navier-Stokes SST as well as Reynolds stress SSG turbulence models. By quantitative and qualitative analyzing of CFD results, the possibility of their application to the whole domain of axial hydraulic turbine were performed, simultaneously determining losses distribution in every turbine passage. The experimental results were used to verify the analytical and numerical results.

Losses distributions in relation to integral parameters of swirl flow for certain flow passages were obtained. The analysis of flow field non-uniformity influence on the energy losses in the turbine runner was carried out. For the first time, the constant coefficient in the Voytashevski's semi empirical formula for determining runner secondary losses was introduced as a variable one. Based on the numerical results, relevant particular losses were distributed and summary diagram of their share in total losses for the entire operating regimes obtained.

The results of this complex analysis contribute to contemporary researches of the energy transformation in the axial machines and allow their application in the practical engineering (design and optimization) of technical systems and devices, in which complex turbulent flows occur. The methodology applied in this paper is

to consider possible constructive changes to the flow domain geometry in order to achieve better turbine energy characteristics.

Keywords: hydraulic axial turbine, losses distribution, model tests, numerical calculation

Science field: Mechanical Engineering

Specific science field: Hydraulic machinery and energy systems – Applied fluid mechanics

UDC: 621.224.3:532.55(043.3)

САДРЖАЈ

1. УВОДНА РАЗМАТРАЊА	1
1.1 Увод	1
1.2 Предмет истраживања	2
1.3 Досадашња истраживања	10
1.4 Постављање задатка	14
2. ТЕОРИЈСКА РАЗМАТРАЊА	17
2.1 Општи облици билансних једначина механике флуида	17
2.2 Прилагођени облици основних билансних једначина нумеричкој и експерименталној механици флуида	21
2.3 Решавање диференцијалних једначина	28
2.4 Двоједначински и напонски математички модели турбуленције коришћени у истраживању	38
2.5 Губици струјне енергије и њихово одређивање	43
2.6 Гранични слој у хидрауличним турбинама	45
2.7 Губитак у доводном цевоводу (уводној комори)	48
2.8 Губитак у спирали	49
2.9 Губици у статорским лопатицама	53
2.10 Губици у спроводном апарату	54
2.11 Губици између спроводног апарата и обртног кола	57
2.12 Губици у обртном колу	60
2.12.1 Анализа струјања испред и иза обртних кола аксијалних хидрауличних турбина у циљу аналитичког представљања меридијанске и обимске компоненте апсолутне брзине	64
2.12.2 Методологија одређивања губитака енергије у обртном колу	68
2.12.3 Одређивање коефицијента В у изразу за коефицијент секундарних губитака обртног кола	72
2.13 Губици у сифону	75
3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА ИСТРАЖИВАЊА	78
3.1 Геометрија испитиване аксијалне турбине	79
3.2 Експериментална инсталација	81

3.3	Опис мерних уређаја	84
3.4	Калибрација мерних уређаја	88
3.5	Резултати испитивања физичких модела и грешке одређивања појединих параметара	89
4.	НУМЕРИЧКА ИСТРАЖИВАЊА	94
4.1	Формирање прорачунске мреже и дискретизација једначина	94
4.2	Гранични услови	100
5.	РЕЗУЛТАТИ НУМЕРИЧКИХ ЕКСПЕРИМЕНАТА	104
5.1	Уводна комора	105
5.2	Спирално кућиште	106
5.3	Статорске лопатице	107
5.4	Спроводни апарат	108
5.5	Област између спроводног апарата и обртног кола	112
5.6	Обртно коло	114
5.7	Сифон	124
6.	АНАЛИЗА НУМЕРИЧКИХ И ЕКСПЕРИМЕНТАЛНИХ РЕЗУЛТАТА	126
6.1	Уводна комора	126
6.2	Спирално кућиште	128
6.3	Статорске лопатице	130
6.4	Спроводни апарат	131
6.5	Област између спроводног апарата и обртног кола	133
6.6	Обртно коло	136
6.7	Криволинијска одводна цев (сифон)	141
6.8	Целокупан струјни простор аксијалне хидрауличне турбине	143
6.9	Расподела учешћа појединачних губитака у укупним губицима у целокупној радној области	146
7.	ЗАКЉУЧНА РАЗМАТРАЊА	151
8.	ЛИТЕРАТУРА	154
	Биографија аутора	175
	Списак коришћених ознака	177

1. УВОДНА РАЗМАТРАЊА

1.1 Увод

Савремено доба и време које предстоји стављају пред човека скоро нерешив задатак. Демографска експанзија намеће све већу потребу за пијаћом водом и енергијом. Посебан проблем представља диспропорција где је ресурса воде и енергије све мање, а људи на планети све више. Ако се из разматрања изузме вода, без које нема живота на нашој планети, сви ресурси енергије се морају оптимално користити. То захтева „трансформаторе“ енергије са што већим степенима искоришћења. Хидрауличне турбине, после електромотора, спадају у групу машина са највишим степенима корисности.

Експерти прогнозери сматрају да се у развоју хидрауличних турбина достигао врхунац и да се оне, на данашњем нивоу теорије и технологије, не могу више усавршавати. Што се развоја турбина тиче, 20. век представља век највећег достигнућа у области конструисања турбина. Крај 20. века и почетак 21. века представља период побољшања перформанси постојећих хидроелектрана у оквиру ревитализација 40 до 50 година старих хидроагрегата. Савремени произвођачи турбина покушавају да унапреде свој производ за сваки промил и то им пре свега обезбеђује опстанак на тржишту – нажалост, све мањег броја врхунских произвођача. У служби остваривања таквих захтева користе се сва савремена светска истраживања и научна достигнућа из теоријске и примењене механике флуида, нумеричке математике, нових материјала и начина израде и обраде.

Савремене турбине које се уграђују у хидроелектране достижу 95 – 96% степена корисности, што значи да се од расположиве енергије коју вода носи са собом, при трансформисању у механичку енергију, „изгуби“ само 4 – 5%. Такође, унапред је неопходно знати да „игра“ малих бројева у процени губитака енергије (око 5% код прототипа, односно око 8% код модела), на терену технике, прелази на поље економије где су у игри велики бројеви. Стога, добро познавање и дефинисање појединих губитака доприноси бољем

сагледавању оптималног конструктивног решења, што за крајњи циљ има добијање више расположиве корисне енергије.

Овај рад има за циљ да проникне у бит „изгубљене“ енергије ради омогућавања касније оптимизације струјног простора где се врши размена енергија. Овакав циљ има за последицу мултидисциплинарни карактер достизања истог.

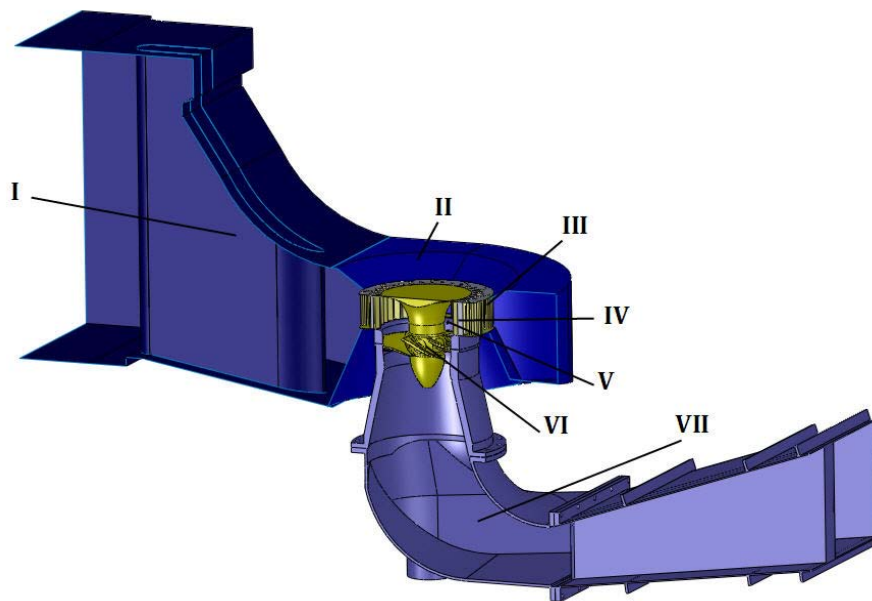
Хидрауличне турбине се могу поделити на више начина, а из такве поделе произилази и већи број типова турбина. У овом раду акценат ће бити на аксијалним хидрауличним турбинама Каплановог типа.

1.2 Предмет истраживања

Аксијалне хидрауличне турбине су одавно у употреби, а међу њима посебно место заузимају пропелерне и Каплан турбине. Добре хидродинамичке и специфичне конструктивне карактеристике, омогућују овим турбинама широку примену у областима малих специфичних радова и великих протока, како у великим тако и у малим хидроенергетским постројењима. Основни делови конструкције ових турбина, приказани на слици 1.1, су:

- доводни канал (I),
- спирална уводна комора (II),
- систем статорских лопатица (III),
- систем лопатица спроводног апарата (IV),
- простор између спроводног апарата и обртног кола (V),
- обртно коло (VI),
- сифон (VII).

Успешно конструисање оваквих турбина заснива се пре свега на познавању структуре струјања у сваком њеном делу, што у крајњем случају доприноси добром сагледавању хидрауличних губитака у целом њеном проточном домену.

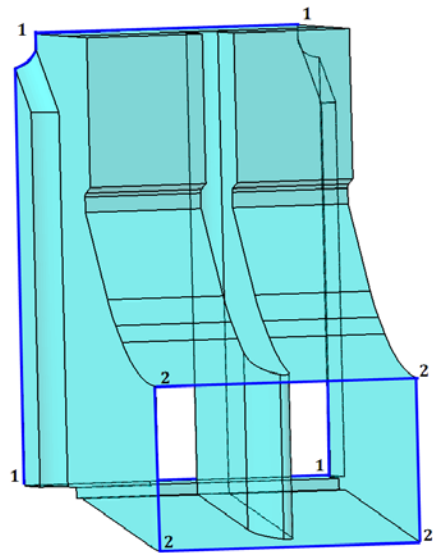


Слика 1.1 Подужни пресек кроз струјни простор хидрауличне аксијалне турбине

Струјање флуида кроз уводни део проточног тракта Капланове турбине започиње доводним кратким цевоводом (I) правоугаоног попречног пресека, а затим се наставља у спирални део (II). Доводни цевовод има конфузорски карактер и подељен је разделним профилисаним зидом, на два геометријски идентична дела, у циљу расподеле протока на „леви“ и „десни“ део гледајући низводно од улаза у турбину. Испитивања показују да се само при уској области радних режима турбине проток расподељује подједнако.

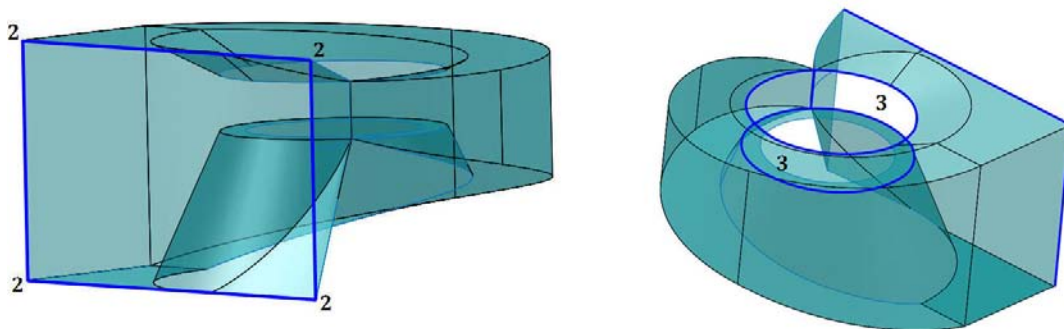
Пошто се мерење врши у пресеку **1** (слика 1.2), који је „проглашен“ улазом у турбину, неопходно је позабавити се и релативно малим хидрауличним губицима који настају у овом делу проточног тракта. Неопходно је дефинисати их, јер су и они саставни део у укупном билансу енергије аксијалне турбине, и позабавити се структуром струјања кроз овај део проточног тракта.

Геометријски гледано, флуид струји од пресека **1** до улаза у спиралу, једним делом кроз правоугаони попречни пресек, па затим кроз правоугаони попречни пресек са опструјаваним разделним зидом, и на крају, пред сам улаз у спиралу, поново у јединствени део правоугаоног попречног пресека. Имајући у виду овакву конфигурацију, као и истраживања која су вршена за струјања у оваквим попречним пресецима, потврђује се да се при турбулентном струјању кроз цевовод чији пресек није кружни, јавља извесна класа *секундарних струјања*, тзв. *секундарних струјања друге врсте* [1]. Ова струјања настају у равни попречног пресека канала и при томе се флуидни делићи крећу из средишњих области цеви ка угловима, непрестано преносећи количину кретања.



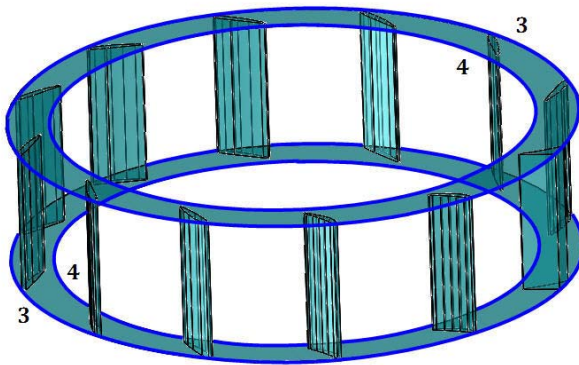
Слика 1.2 Доводни канал

Опструјавањем разделног зида вискозним флуидом настаје отпор који се састоји од отпора трења и отпора притиска, док се иза њега јавља вртложни траг који је одређен граничним слојем и његовим одвајањем. Оваква структура струјања, као и појава отпора струјању флуида, карактеристична је за сваку опструјавану површ унутар проточног домена.



Слика 1.3 Спирално кућиште

Улаз у спиралу (пресек **2** на слици 1.3) представља правоугаони попречни пресек одакле, затим, део протока директно кроз конфузор притиче статорским лопатицама, а други део протока се кроз криволинијску деоницу, многоугаоног или кружног попречног пресека и конфузорског карактера, расподељује на остале лопатице по обухватном углу спирале φ_0 . Дакле, условно хидраулички посматрано, флуид се од улаза у спиралу рачва на два конфузора: прав са константним протоком Q'_1 и криволинијски са равномерним одузимањем протока по излазном правоугаоном попречном пресеку спирале $Q''_n(\varphi) = Q \cdot \frac{\varphi}{2\pi}$.

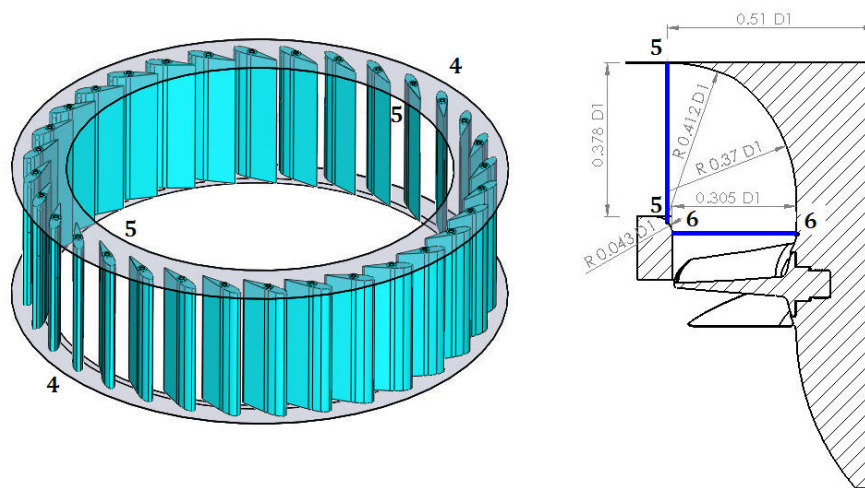


Слика 1.4 Прстен статорских лопатица

По изласку из спирале (пресек **3** на слици 1.3), флуид струјећи наилази на систем профилисаних непокретних (статорских) лопатица (III) распоређених у кружну решетку. Уопштено говорећи, свака статорска лопатица је опструјавана површ која у флуидном простору представља

отпор, односно хидраулички губитак, па је тако и треба истраживати. Међутим, уобичајено је да се зона статорских лопатица посматра као јединствена целина, и то из неколико разлога. Прво, код аксијалних турбина Каплановог типа, њихова основна улога је обезбеђивање крутости система и пренос аксијалних оптерећења целог хидроагрегата, а не обликовање струјног тока – иако оне то неминовно чине, поготову ако су добро профилисане. Друго, лопатични прстен се састоји од геометријски различитих профила. Треће, истраживања показују да постојање непокретних лопатица у струјном пољу има веће негативне ефекте узрокујући нестационарност струјања, стварајући пулзације притисака које изазивају вибрације низводних лопатица спроводног апарата, него што је

њихово учешће у расподели губитка енергије у целокупном проточном тракту. Низструјно посматрано, иза решетке статорских лопатица налази се лопатични систем спроводног апарата (IV) са једним степеном слободе закретања. У зависности од типа аксијалне турбине, разликују се радијалне, коничне и аксијалне конструкције спроводног апарата, са конкавно, симетрично или конвексно профилисаним лопатицама. Њихова улога је првенствено регулисање протока, обезбеђивање потребне циркулације и побољшање осносиметричности струјања на улазу у обртно коло.



Слика 1.5 Лопатични систем спроводног апарата и област између спроводног апарата и обртног кола

Оформљеним струјањем иза статорских лопатица флуид опструјава сваку лопатицу спроводног апарата стварајући при томе тзв. улазне, ударне, каналске и излазне губитке енергије, што све заједно чини његов укупан губитак. Сви ови губици су, по аналогији опструјавања било каквог тела вискозним флуидом, последица отпора притиска и трења.

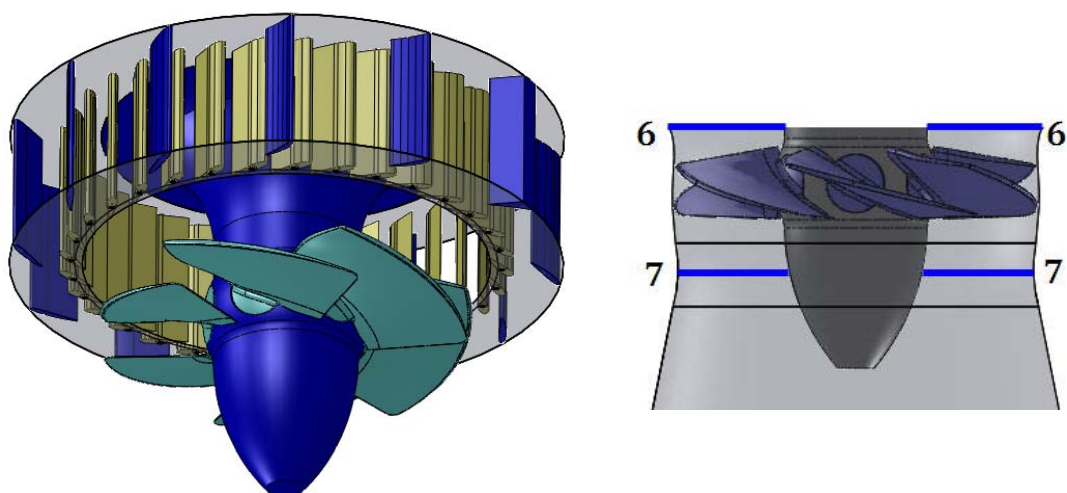
Одређивању губитака енергије у области (V) између лопатица спроводног апарата и обртног кола није се у истраживањима посвећивала велика пажња, те су и резултати оваквих истраживања веома ретки. Разлог томе стоји у чињеници да је овај безлопатични простор релативно веома кратак и у њему се одвија веома комплексно вихорно струјање, те је

значајније превођење флуидне струје из радијалног у аксијални правац струјања и стварање најповољнијег облика струјања, него одређивање ионако неминовног губитка енергије. Уобичајено је да се ови губици или занемарују или сврставају у укупне улазне губитке хидрауличне аксијалне турбине. Оно што је карактеристично је да је овај простор криволинијског конфузорског облика. Флуидна струја по изласку из спроводног апарата мења правац, под углом од 90° , и притиче обртном колу неравномерном расподелом брзина дуж радијуса.

У зависности од режима рада турбине, геометрије, положаја и отвора спроводног апарата, као и од облика безлопатичног простора до обртног кола, формирају се различите расподеле поља брзина вихорног струјања. Изразито вихорно струјање настаје при мањим отворима спроводног апарата. У пресеку 5 (слика 1.5), на излазној ивици лопатице спроводног апарата, неуниформна расподела брзина дуж висине лопатице настаје као резултат конструктивног облика спирале која је уграђена у проточни тракт хидрауличне турбине.

Струјни простор обртног кола (VI) дефинише се различитим геометријским параметрима. Битни параметри су, пре свега, геометријске карактеристике лопатица, односно профила од којих је лопатица састављена (скелетница, дужина тетиве, угао нагиба, расподела дебљине, максимална дебљина, облик улазне и излазне ивице), корак решетке, број лопатица обртног кола и хрпаовост лопатице. Затим, као важни параметри узимају се и расподеле закривљености, скелетница и дебљина профила по пречнику обртног кола, витоперост, просторна закривљеност и облик излазне ивице лопатица, ширине међулопатичног простора, облици главчине и кућишта, зазори између лопатица и главчине и лопатица и кућишта итд.

Опструјавањем система лопатица са два степена слободе закретања, односно обртања, комплексност струјања и расподеле енергије постаје израженија у јединој сталној покретној области.

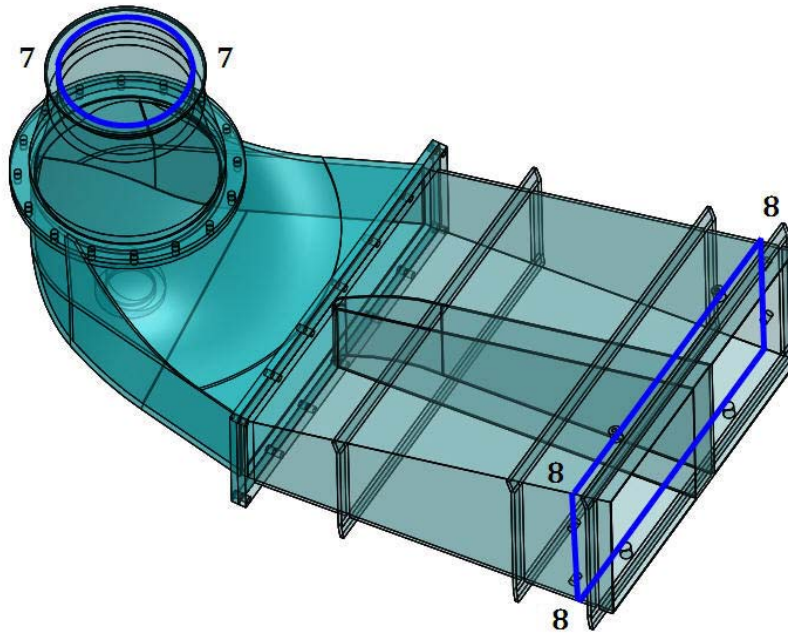


Слика 1.6 Обртно коло Капланове турбине

Појава секундарног струјања у обртном колу је веома важна и комплексна појава која утиче на повећавање укупних губитака у колу. Теоријски посматрано, струјање флуида кроз закривљени међулопатични простор обртног кола је конгруентно [2], тј. струјање прати лопатичну површину. Оно би требало да је уравнотежено у правцу нормалном на површину лопатице између запреминске центрипеталне силе дуж струјнице и промене притиска нормално на струјницу од области вишег до области нижег притиска. Међутим, у међулопатичном простору се одвија струјање са неунформисаним профилем брзина и притисака, поготову на излазној ивици лопатице где је велики градијент струјних параметара.

По изласку из обртног кола, флуид са мање или више израженим вихорним карактером струјања, улази у сифон (VII) и струји ка излазу из турбине. У зависности од конструктивних погодности, сифони могу бити криволинијски или праволинијски, и по правилу су увек дифузорског облика. Овакав облик им омогућује да, спроводећи воду до излаза из турбине, врше рекулацију знатног дела кинетичке енергије на излазу из кола у притисну енергију на излазу из турбине. Већи део укупног губитка енергије турбине настаје баш у овом делу, па је ради бољег разумевања енергетских процеса, веома значајно добро познавање веома сложене структуре струјања у њему. Раније је већа пажња посвећивана добром обликовању обртног кола,

међутим све више се конструктори баве конструкцијом сифона у циљу повећања степена корисности целе турбине.



Слика 1.7 Одводна цев (сифон)

Претходно описана структура струјања у свим деловима струјног простора говори о веома комплексном подухвату у анализи губитака у сваком делу при различитим режимима рада турбине, али и о изазову који је стављен пред ово истраживање.

1.3 Досадашња истраживања

Сва истраживања расподеле енергетских губитака се обављају у циљу оптимизације перформанси хидрауличних турбина. Као последица уске повезаности научних истраживања и инжењерских развоја у области аксијалних турбина произашле су многобројне студије и радови, те њихова подела на неке посебне категорије суштински је немогућа због различитих приступа и коришћених методологија. Покушај да се бар изврши подела по „научним школама“ односно истраживачким тимовима такође представља потешкоћу, поготову када су у питању савремена истраживања, због тога што су закључци таквих истраживања резултати великих међународних пројеката или су пословна тајна компанија. Међутим, оно што се може узети као условна подела је истовремено и веза свих тих истраживања, а то је прожимање и анализа резултата добијених теоријским, експерименталним и/или нумеричким путем у циљу описа структуре струјања, дефинисања појединачних и/или укупних губитака и њихове расподеле.

Систематско набрајање свих светских истраживача који су дали свој допринос овој тематици било би несврсисходно, због тога ће детаљније бити наведени само они који су радили специфична истраживања у вези са темом овог истраживања, а чији су целовити радови или бар њихови закључци били доступни аутору, док ће се у кратким цртама дати хронолошки преглед развоја аксијалних турбина. Истовремено аутор упућује на радове дате у прилогу, као и на бројне референце које су дате у оквиру њих.

Поједностављене једначине којима је Ојлер средином осамнаестог века, допринео бољем разумевању процеса размене енергије у турбомашинама заснивале су се на једнодимензијској теорији струјања, при којој се струјање обавља у турбинама са бесконачним бројем бесконачно танких лопатица, по одређеним осносиметричним површинама, које нису у међусобном садејству. Једнодимензијском теоријом је било могуће само приближно одредити енергетске параметре хидрауличне машине, који су,

ипак, значајно одступали од пројектованих карактеристика за максимално искоришћење.

Значајан корак у описивању струјања у обртном колу дали су Бауерсфелд [3], Жуковски [4], Кониг [5], Проскура [6-8], Чапљигин [9] и Вајнинг [10] с почетка 20-ог века. Њиховим истраживањима утемељено је дводимензијско осносиметрично струјање невискозног флуида кроз обртно коло са коначним бројем лопатица што је омогућило реалније одређивање расподеле притисака и брзина у циљу квалитетнијег дефинисања губитака енергије и кавитационих карактеристика ван оптималних прорачунских режима струјања.

У теорији аксијалних турбина је, затим, уследила широко применљива методологија проучавања струјања у проточном тракту, којом је струјање у области обртног кола посматрано по цилиндричним пресецима. Тиме се и пројектовање и истраживање аксијалних кола сводило на унапређење хидродинамичке теорије правих профилних решетки. Највећи допринос у анализи струјања оваквим приступом дали су, средином двадесетог века, Лесохин [11-13], Вознесенски [14] и Жуковски [15,16], док се у теорији хидрауличних машина радови најплодоноснијих руских истраживача Етинберга, Топажа и Раухмана [17-31] сматрају најзначајнијим, а у општој теорији турбомашина те заслуге припадају Ваври [32], Степанову [33], Викторову [34,35] и Харлоку [36].

Резултати и закључци о струјању од претходно наведених аутора, насталих шездесетих и седамдесетих година прошлог века, засновани су на дводимензијској теорији струјања невискозног нестишљивог флуида. Анализе ових струјања обављане су решавањем директног и индиректног задатка прорачуна целокупног проточног тракта турбина, међутим највећа пажња посвећивала се струјањем преко усамљеног профила и кроз праве и кружне решетки. Најчешће коришћене методе, у зависности да ли се описује струјање изван обртног кола или унутар њега биле су:

- метода хидродинамичке равнотеже,
- метод кривине струјнице,
- метода распоређених вртлога,
- метода сингуларитета,
- метода узгонских површина,
- метода конформног пресликавања,
- метода коначних разлика,
- метода коначних елемената,
- интегрална метода и
- експериментална метода

Упоредо су теоријски и експериментално анализирани гранични услови и ефекти граничног слоја [37-41], чиме се тежило побољшавању оцене реалног струјања. Иако су претходно наведене методе имале своја упоришта и верификације у бројним експерименталним истраживањима, недостаци ових метода огледали су се пре свега у занемаривању треће димензије и вискозности флуида, али и неефикасности њихове примене, па је због потреба увећања степена искоришћења водних турбина и скраћивања рока њиховог пројектовања било неопходно усавршавање метода хидродинамичког прорачуна и дубље продирање у карактер струјања.

За утемељивача тродимензионалног посматрања струјања у турбомашинама сматра се Чунг Хуа Ву [42], међутим најзначајнију прву систематизацију анализе просторног струјања обавио је Степанов [33], који је истраживања свео на два основна дводимензијска проблема: проблем осредњеног осносиметричног струјања у проточном тракту и проблем опструјавања дводимензијске решетке профила у осносиметричној равни струјања. Оваквим приступом описивања струјања није се принципијелно могло одредити дејство осносиметричне равни струјања и равни обртања, па је увођењем треће равни [42] покушано да се овај недостатак отклони.

Са развојем компјутерских техника 70-их година прошлог века почиње освајање нумеричких метода квантификовања сложених струјања у турбомашинама, тако да компјутерски експерименти постају неизоставни

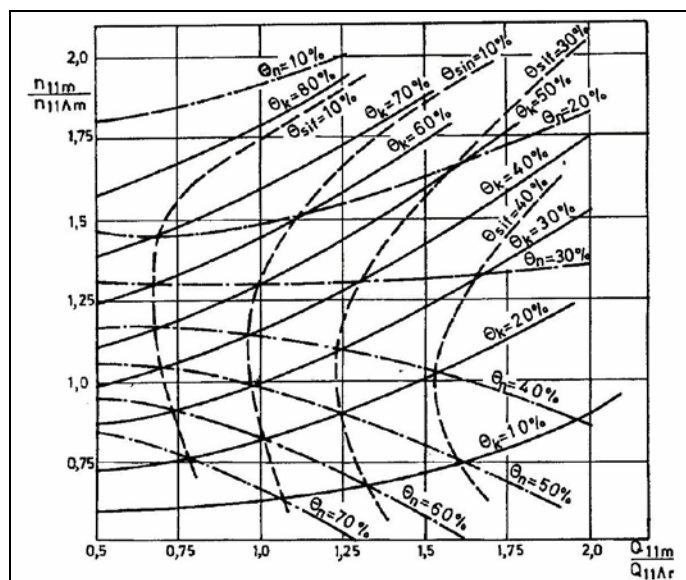
пратиоци експерименталних истраживања. Од тих година, па до данашњих дана стално је усавршавање математичких модела симулације сложених турбулентних струјања с једне стране, и лабораторијских мерних техника с друге стране, како би се добио најбољи могући квалитет описивања струјања, тј. како би се доношење погрешних закључака свело на најмању могућу меру. Значајна истраживања нумеричким експериментима у области хидрауличних турбина, или бар неких њихових делова, дали су Етинберг [31], Бабић [43], Рупрехт [44-46], Кихаб [47], Миловановић [48], Јошт [49], Шилинг [50], Дртина [51], Ашенбрелер [52], Јовичић [53], Мунтеан [54], Нилсон [55], Келер [56], Герер [57], Шао [58], Балинт [59], Ђелић [60], Петит [61] и други.

Теоријске и нумеричке анализе су бивале експериментално верификоване опсежним лабораторијским истраживањима и обрнуто. Најкомплекснија систематска експериментална истраживања хидрауличних турбина, а која су при том и доступна, прво је дао Квајтовски [62-63]. Он је у својим истраживањима, додуше без узимања у обзир структуре струјања у уводној спирали и статорским лопатицама, за пропелерне и комбинаторске режиме, одређујући поља притисака и брзина и уравнотежујући енергију, извршио расподелу губитака по проточном тракту испред и иза обртног кола. Хидраулички губици су подељени на:

- губитке у спроводном апарату и обртном колу,
- губитке у сифону
- и губитке на излазу из сифона.

Етинберг [18] је извршио расподелу губитака само за комбинаторске режиме на основу теоријског балансирања енергије, такође без узимања у обзир губитака у спирали и статорским лопатицама. Његов најпознатији дијаграм прерасподеле учешћа губитака је дат на слици 1.8.

Други руски аутори, међу којима се истичу Мишенко [64-66], Кузмински [67], Топаж [68], Свиначев [69-71], Варламов [72] и Закхаров [73], истраживали су појединачне губитке. У оквиру референци [74-78] поједини губици су дати у виду аналитичких и полуемпиријских формула.



Слика 1.8 Теоријска прерасподела губитака у Каплановој турбини [2]

Српски истраживачи који су се бавили обликом струјања и појединачним губицима у турбинама су Вушковић [79-80], Обрадовић [81-82], Бенишек [83-103], Бабић [43], Савић [104], Главовић [105] и Јегдић [106].

Поједини закључци и резултати других аутора који су дати у референц-листи наводиће се у оквиру наредних поглавља у којима ће се детаљније разматрати енергетски губици по елементима проточног тракта турбине.

1.4 Постављање задатка

На основу изложене материје, може се закључити да и поред многобројних истраживачких напора да се утврде зависности геометријских и струјних параметара с циљем умањења струјних губитака при оптимизацији аксијалних турбина, веома су ретки закључци о општој расподели енергетских губитака у аксијалним хидрауличним турбинама одређене геометрије. Углавном је пажња посвећивана појединачним и глобалним губицима у турбинама одређене геометрије специфичне димензије у уским областима радних режима. Такође, испитивани су разни утицајни параметри при различитим Рејнолдсовим бројевима, примењиване теорије сличности,

али општост закључака није изведена за турбине сличних геометрија, различитих димензија и свих утицајних параметара са аспекта експерименталних и нумеричких истраживања. Аутор је свестан да долажење до научне објективне истине општих (не и универзалних) законитости, носи са собом многе ризике, па је пред себе поставио амбициозан задатак једноставним питањем: шта су струјни губици енергије и на које начине их је могуће одредити и расподелити?

Постављање једноставног питања отворило је широк дијапазон других, мање једноставних, потпитања: да ли неки губици имају мању важност у односу на неке друге; да ли расподелу енергетских губитака треба третирати као скуп дискретних или непрекидних функција; да ли се таква расподела може наћи међу већ многобројним постојећим теоријским расподелама или ју је потребно дефинисати неком новом функционалном зависношћу и сл.

У циљу одговора на претходно формулисана питања, постављени су следећи задаци:

- дефинисање геометрије истраживаног струјног простора,
- анализа тродимензијског струјања у читавом проточном простору,
- теоријско разматрање механизма настанка хидрауличких губитака и њихова физикалност у сваком делу проточног простора турбине,
- одређивање зависности промене утицајних геометријских и струјних параметара на појаву струјних губитака енергије.

Истраживања даље налажу да се:

- изврше опсежна експериментална испитивања глобалних параметара аксијалних турбина једне димензије, а различите геометрије обртног кола,

- обраде резултати обављених експерименталних истраживања и резултати раније урађених испитивања сличних турбина другачијих димензија,
- спроведу опсежна нумеричка истраживања за широку област рада турбина у циљу квантификације и квалификације струјних параметара појединачних делова проточног тракта,
- упореде резултати нумеричких симулација са релевантним експерименталним подацима,
- изврше потребне анализе експерименталних и нумеричких резултата у циљу одређивања расподеле губитака енергије у широкој области радних режима Каплан турбина.

2. ТЕОРИЈСКА РАЗМАТРАЊА

2.1 Општи облици билансних једначина механике флуида

Полазећи од општег закона одржања, којим се дефинише међудејство материјалног система са окружењем остварено преко површи A_m , произилази да је укупна промена величине f условљена генерисањем (продукцијом) $P\{f\}$ величине f у материјалној запремини V_m и утицајем околине у облику преноса (флукса) $\underline{F}\{f\}$ те величине преко материјалне површи.

Општи закон одржања дат је следећом релацијом

$$\frac{D}{Dt} \int_{V_m} f dV = \int_{V_m} P\{f\} dV + \int_{A_m} \underline{F}\{f\} \cdot \underline{n} dA. \quad (2.1)$$

Истовремено, дефинишући трансформисање неке величине f у материјалном систему као промену те величине у времену и на основу Рејнолдс-Лајбницевог теореме преноса за материјалну запремину, може се закључити да је брзина промене укупне величине f у материјалној запремини (систему) V_m једнака суми промене укупне величине f у контролној запремини V (кроз коју флуид протиче) у току времена и конвективне промене укупне величине f , тј. преноса (протицања) величине f кроз контролну површ A контролне запремине V , тј. математичким језиком речено:

$$\frac{D}{Dt} \int_{V_m} f dV = \int_{V_m} \frac{\partial f}{\partial t} dV + \int_{A_m} f \underline{c} \cdot \underline{n} dA. \quad (2.2)$$

Применом формуле Гаус-Остроградски на изразе (2.1) и (2.2) којом се интегрални по површи трансформишу у запреминске интеграле, након сређивања, добија се **интегрални облик закона одржања**,

$$\int_{V_m} \left[\frac{\partial f}{\partial t} + \text{div}(f\underline{c}) - P\{f\} - \text{div}\underline{F}\{f\} \right] dV = 0, \quad (2.3)$$

односно, с обзиром да је материјални систем произвољне запремине $dV \neq 0$, тада **диференцијални облик закона одржања** постаје

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \text{div}(f\underline{c}) = P\{f\} + \text{div}(\underline{F}\{f\}). \quad (2.4)$$

Уз претпоставку да реални (вискозни) флуид који испуњава одређени простор представља **континуалну средину**, сматра се да за сваки диференцијално мали део тог простора испуњеног флуидом важе основни закони механике флуида који произилазе из диференцијалног облика закона одржања (2.4):

- општи облик закона одржања масе за $f \equiv \rho$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho\underline{c}) = P\{\rho\} + \text{div}\underline{F}\{\rho\}, \quad (2.5)$$

- општи облик закона одржања количине кретања за $f \equiv \rho\underline{c}$

$$\frac{D(\rho\underline{c})}{Dt} + \rho\underline{c}\text{div}\underline{c} = P\{\rho\underline{c}\} + \text{div}\underline{F}\{\rho\underline{c}\}, \quad (2.6)$$

- општи облик закона одржања укупне енергије за $f \equiv \rho(e + c^2/2)$

$$\frac{\partial(\rho(e + c^2/2))}{\partial t} + \text{div}(\rho(e + c^2/2)\underline{c}) = P\{\rho(e + c^2/2)\} + \text{div}\underline{F}\{\rho(e + c^2/2)\}. \quad (2.7)$$

У циљу проучавања материјалног система као што је хидраулична аксијална турбина и што детаљнијег продирања у механизме трансформисања енергије кроз његове геометријски сложене конфигурације у регуларним режимима, неопходно је нагласити да су струјања реалног флуида (чисте воде течног агрегатног стања) тродимензионална, нестационарна, неправилна по простору и времену, увек вртложна и дисипативна, са широким спектром величина вртлога. Једном речи, струјања су **турбулентна**.

Имајући претходно речено у виду, потребно је пре свега дефинисати чланове генерисања $P\{f\}$ и преноса $div\underline{F}\{f\}$ у релацијама закона одржања. Продукција величине $P\{f\}$ може бити условљена постојањем извора и понора¹, дејством поља масених и елекромагнетних сила, хемијским реакцијама, променом фаза и другим процесима, док се под флуksom $\underline{F}\{f\}$ подразумева процес преноса величине f , спољашњим енергетским дејством поља топлотних и нетермо-механичких дејстава размена енергије (нпр. механичког рада), којима је уочени материјални систем изложен.

У закону одржања масе продукциони члан $P\{\rho\}$ представља генерисање масе као последице постојања сингуларитета типа извора и понора масе у контролној запремини, а члан $div\underline{F}\{\rho\}$ генерисање масе услед међудејстава посматраног материјалног система и околине. Флуидни делићи у хидрауличким турбинама могу да настају или нестају на рачун хемијских реакција и физичких процеса (промена фазног стања када течност испарава стварајући мехуриће паре, када се пара кондензује стварајући капљице течности или када се делићи леда топе у струји воде) у нерегуларним условима експлоатације услед појаве кавитације. Међутим, у складу са темом овог рада, чланови десне стране релација одржавања масе биће занемарени, јер би приступ проучавању проблема расподеле енергетских губитака био комплексније природе у сфери ни изблиза решених свих проблема турбулентних механизма двофазног тока. Стога, релација (2.5) приказана у тензорској нотацији постаје

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho c_i) = 0 \quad (2.8)$$

Када је у питању закон одржања количине кретања, утицаји који делују на чланове $P\{\rho c\}$ и $div\underline{F}\{\rho c\}$ се по свом карактеру деловања могу

¹ Извори и понори представљају тачке у струјном простору у којима се појављују флуидни делићи, па затим и учествују у даљем кретању остале флуидне масе или након учествовања у струјању ишчежавају.

поделити на тзв. масене (запреминске) и површинске силе. За масене силе је карактеристично да делују на сваки флуидни делић у оквиру посматране контролне запремине, да су њихови интензитети идентични и за делић и за целокупну запремину, и да њихово дејство занемарљиво мало опада са порастом растојања у међусобној интеракцији.

Поред силе гравитације, међу значајне утицајне масене силе спадају и електромагнетне силе, уколико флуид са собом носи електрични набој или електрична струја пролази кроз дати флуид, и инерцијалне (центрифугалне и Кориолисове силе које се појављују при посматрању кретања флуида из покретног координатног система). Усвајајући гравитационо дејство као најдоминантније, члан $P\{\rho \underline{c}\}$ у тензорској нотацији постаје $P\{\rho \underline{c}\} = g_i$.

За разлику од масених, површинске силе су молекуларног порекла, и њихов интензитет значајно опада са порастом растојања елемената (флуидних делића међусобно или флуидних делића и чврсте површине) који су у садејству, и њихово укупно дејство пропорционално је површини посматраних елемената, а не директно запремини. Њихово дејство се приказује тензором напона, па је $\text{div} \underline{F}\{\rho \underline{c}\} = \frac{\partial p_{ij}}{\partial x_j}$.

Општи диференцијални облик закона одржања количине кретања (2.6) или **општа диференцијална једначина струјања флуида** приказана у тензорској нотацији постаје

$$\frac{\partial(\rho c_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho c_i c_j)}{\partial x_j} = \rho g_i + \frac{\partial p_{ij}}{\partial x_j}. \quad (2.9)$$

Анализирајући претходно изнета дејства на један материјални систем као што је хидраулична турбина и узимајући у обзир да исти представља **отворени термодинамички систем** са масом флуида који утиче и истиче из контролне запремине, где постоји рад масених и површинских сила и постоји размена механичке и топлотне енергије са околином, диференцијални општи закон одржања укупне енергије у тензорској нотацији има облик

$$\frac{\partial(\rho(e+c^2/2))}{\partial t} + \frac{\partial(\rho c_j(e+c^2/2))}{\partial x_j} = \rho g_i c_i + \frac{\partial(p_{ij} c_i)}{\partial x_j} - \frac{\partial q_i}{\partial x_i}. \quad (2.10)$$

Занемарена дејства појединих физичких утицаја могу се, ако и када то потребе захтевају, уврстити у опште једначине конзервације и на тај начин истраживати и анализирати феномени услед њиховог деловања. При томе, треба имати у виду да се ионако комплексан проблем турбулентних струјања на тај начин умногоме усложњава. За планирана истраживања у оквиру овог рада добијене релације (2.8), (2.9) и (2.10) представљају основне законе механике флуида који ће се прилагођавати циљу добијања релевантних квалитативних и квантитативних показатеља аксијалних хидрауличних турбина.

2.2 Прилагођени облици основних билансних једначина нумеричкој и експерименталној механици флуида

Да би се претходно изведене релације закона одржања прилагодили општем случају струјања кроз хидрауличне машине које је неадијатермно, неравнотежно, турбулентно струјање стишљивог, вискозног флуида неопходно је увести претпоставке и апроксимације које ће омогућити њихово једноставније (никако и једноставно) коришћење. Претпоставке морају бити утемељене и прецизно и ваљано објашњене, јер свако занемаривање или уопштавање доводи до одступања у пре свега теоријским поставкама проблематике која се истражује, а затим и у пропратним, упоредним или паралелним експерименталним истраживањима и нумеричким симулацијама. Стога ће се најпре дефинисати карактеристике флуида и врста струјања флуида у хидрауличним турбинама.

Карактеристике флуида су одређене његовим термодинамичким (унутрашња енергија e , ентропија s , температура T , број молова n итд.),

квазитермодинамичким² (транспортни коефицијенти: динамичка вискозност μ , топлотна проводљивост λ , масена дифузивност, електрична, оптичка итд) својствима и процесима који се дешавају на молекуларном нивоу. Циљ овог истраживања није микроскопско посматрање флуида, али да би се могле користити или занемарити његова макроскопска својства, потребно је разумети његове молекуларне механизме. Тиме се баве термодинамике класичног и аксиомског приступа³.

Теоријске релације међу термодинамичким својствима могуће је представити на бројне различите начине. Најпознатије су Максвелове релације из којих произилазе релације релевантне за истраживање енергетских трансфера у хидрауличним машинама, као што су густина $\rho = \rho(p, T)$ и унутрашња енергија $e = e(T, \rho)$. Када је $\rho = \rho(p, T)$ тада је

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{1}{\rho} \left. \frac{\partial \rho}{\partial T} \right|_p dT + \frac{1}{\rho} \left. \frac{\partial \rho}{\partial p} \right|_T dp, \text{ тј. } \frac{d\rho}{\rho} = \alpha_s dp - \beta_s dT. \quad (2.11)$$

У релацији (2.11) коефицијенти α_s и β_s квантификују карактеристику

стишљивости⁴ флуида, при чему је $\alpha_s = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial p}$ изотермски коефицијент

стишљивости, а $\beta_s = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}$ температурски коефицијент ширења.

Унутрашња енергија је $e = e(T, \rho)$, па је и

$$de = \left. \frac{\partial e}{\partial T} \right|_\rho dT + \left. \frac{\partial e}{\partial \rho} \right|_T d\rho, \quad (2.12)$$

² Квазитермодинамичка својства јесу функције термодинамичког стања, али нису предмет истраживања класичне термодинамичке теорије [107].

³ Бавећи се енергетском интеракцијом материјалног система и околине, термодинамика класичног приступа доноси закључке о повезаности енергетских трансфера и релација једначина стања директно из експерименталних резултата, док аксиомска термодинамика прво поставља постулате или аксиоме, па их онда експериментом доказује посматрајући енергетске трансфере и релације једначина стања независно.

⁴ Стишљивост - својство флуида да мења своју запремину под дејством нормалних површинских сила и температурског поља.

односно након увођења релације (2.11)

$$de = \left(\frac{\partial e}{\partial T} \Big|_{\rho} + \frac{\partial e}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \Big|_T \right) dT + \frac{\partial e}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial p} \Big|_p dp, \quad (2.13)$$

где је $c_v = \frac{\partial e}{\partial T} \Big|_{\rho}$ специфични топлотни капацитет одређен за константну густину.

У регуларним условима струјања кроз аксијалне хидрауличне турбине, када нису прелазни или хаваријски режими рада у којима нема занемарљивих градијената притиска (услед нпр. хидроудара) или када је струјање једнофазно (бескавитационо) и када постоји релативно мала промена температуре⁵ и занемарљиво мали градијенти температуре, коефицијенти радног флуида (воде) α_s и β_s могу се сматрати занемарљивим, флуид **нестисљивим**, а унутрашња енергија константном $e = c_v T = const$ ⁶.

Најдоминантније квазитермодинамичко својство флуида за хидрауличне машине које се манифестује само при кретању флуида је **динамичка вискозност**⁷. Уопштено, вредност динамичке вискозности $\mu = \mu(T, p)$ зависи од температуре и притиска флуида. У проучаваном материјалном систему, утицај притиска на динамичку вискозност воде је занемарљив, па за изотермско струјање при једном режиму струјања иста постаје непроменљива величина $\mu = \mu(T) = const$.

Остала својства флуида и енергетски процеси који се одвијају на микроскопском нивоу нису релевантни за тематику овог истраживања.

⁵ Уопштено говорећи, постоји разлика температура флуида на улазу и излазу хидрауличних турбина, што показују нпр. истраживања [108] одређивања степена корисности термодинамичком методом, док се за аксијалне хидрауличне турбине које се уграђују у нископадне хидроелектране чији су проточни трактови релативно кратки та разлика може занемарити. Истовремено, грешка одређивања разлике температура и степена искоришћења расте са смањивањем пада.

⁶ Струјање у хидрауличним турбина је **изотермско**, а температура флуида за такво струјање представља тзв. **пасивну скаларну величину**.

⁷ Динамичка вискозност представља коефицијент линеарне пропорционалности тангенцијалних напона и градијента брзине међусобног померања слојева при струјању њутновског флуида.

Радни медијум је вода која се у условима планираних истраживања понаша реолошки као **нестипљив њутновски флуид**, тако да ће конститутивне⁸ реолошке зависности бити дефинисане у складу са уопштеном Њутновом хипотезом према којој је тензор напона p_{ij} линеарна функција тензора брзина деформација \dot{S}_{ij} [1,109], односно

$$p_{ij} = -p\delta_{ij} + 2\mu\dot{S}_{ij}. \quad (2.14)$$

Уводећи претходне претпоставке у релације (2.8), (2.9) и (2.10), исте након низа рачунских операција и сређивања постају:

$$\frac{\partial c_i}{\partial x_i} = 0, \quad (2.15)$$

$$\rho \frac{\partial c_i}{\partial t} + \rho c_j \frac{\partial c_i}{\partial x_j} = \rho g_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + 2\mu \frac{\partial \dot{S}_{ij}}{\partial x_j}, \quad (2.16)$$

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \left(e + \frac{c^2}{2} \right) + \rho c_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left(e + \frac{c^2}{2} \right) = \rho c_i g_i + \frac{\partial (c_i p_{ij})}{\partial x_j} - \frac{\partial q_i}{\partial x_i}. \quad (2.17)$$

Израз (2.16) се погодним трансформацијама може представити и као

$$\rho \frac{\partial c_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{c^2}{2} \right) = \rho \varepsilon_{ijk} c_j \Omega_k + \rho g_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + 2\mu \frac{\partial \dot{S}_{ij}}{\partial x_j}, \quad (2.18)$$

односно, ако је гравитационо дејство конзервативно, тј. $g_i = \nabla G$, где је у Декартовом координатном систему $G = -gz$

$$\rho \frac{\partial c_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{c^2}{2} + gz + \frac{p}{\rho} \right) = \rho \varepsilon_{ijk} c_j \Omega_k + 2\mu \frac{\partial \dot{S}_{ij}}{\partial x_j}. \quad (2.19)$$

Једначина (2.19) изражава услов равнотеже флуидног делића у свакој тачки струјног простора и било ком тренутку времена, и позната је под

⁸ Конститутивне зависности представљају систем диференцијалних једначина које за посматрани флуид, уз помоћ почетних и граничних услова, одређују поље брзина, поље густина, поље притисака и поље температура [110].

називом **Ламбов облик диференцијалне једначине струјања флуида** у тензорској нотацији. Овакав облик једначине погодан је за примену у проучавању струјања кроз хидрауличне машине, с тим да треба нагласити да у отвореном термодинамичком систему – хидрауличној турбини постоје и спољашње (додатне) силе које потичу од профилне решетке обртног кола. У случају теоријског прилаза решавању струјања кроз решетку са бесконачним бројем бесконачно танких лопатица те силе које се увршћују у једначину су Лоренцове силе, док у реалним случајевима лопатице коначне дебљине проузрокују одговарајућу расподелу притисака која је узета у обзир преко члана $\partial p / \partial x_i$ [48].

Ради касније анализе, укупна енергија нестишљивог флидног делића ће се раздвојити на део који се односи на унутрашњу енергију и механичку (кинетичку) енергију, те се из израза (2.17) добијају:

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{c^2}{2} \right) + \rho c_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{c^2}{2} \right) = \rho g_i c_i + \frac{\partial \left(c_i \left(-p \delta_{ij} + 2\mu \dot{S}_{ij} \right) \right)}{\partial x_j} - 2\mu \dot{S}_{ij} \dot{S}_{ij}, \quad (2.20)$$

$$\rho \frac{\partial e}{\partial t} + \rho c_j \frac{\partial e}{\partial x_j} = 2\mu \dot{S}_{ij} \dot{S}_{ij} - \frac{\partial q_i}{\partial x_i}. \quad (2.21)$$

Релација (2.20) показује да промену кинетичке енергије условљавају дејства запреминских и површинских сила, при чему **деформацијски рад** дела површинских сила доводи до неповратног процеса **дисипације** механичке енергије ($2\mu \dot{S}_{ij} \dot{S}_{ij}$).

Члан који квантификује дисипацију кинетичке енергије појављује се и у изразу (2.21), али супротног је знака. То указује на чињеницу да се унутрашња енергија флуида мења на рачун дисипације кинетичке енергије, а то даље значи да је дошло и до промене температуре, густине и вискозности у свакој тачки струјног простора. Проучавање процеса струјања флуида у хидрауличним машинама би се на овај начин усложнило, а довела би се у питање ваљаност одређених претпоставки.

Међутим, промена унутрашње енергије је код хидрауличних машина аксијалног типа занемарљиво мала ($e \approx const$), па се на основу израза (2.21) закључује да се дисипирана кинетичка енергија претвара у топлоту која се, услед неадијабатског процеса преко граница посматраног материјалног система, преноси на околину.

Иако примена транспортне теореме не зависи од изабраног координатног система, потребно је нагласити да облици једначина континуитета, количине кретања и енергије, дате изразима (2.15), (2.19) и (2.20) важе за непрекидна струјна поља посматрана у односу на непокретни (апсолутни) координатни систем (Ојлеров приступ). Стога, произилази да се они могу примењивати само за непокретне делове проточног тракта хидрауличних машина, јер за обртно коло, где се струјне величине мењају у обимском правцу, односно по ширини међулопатичног канала, струјање ће изгледати и неустаљено и дисконтинуално, те се и претходни изрази не могу користити.

Да би се диференцијалне једначине општих закона одржања могле применити и на обртна кола, потребно их је прилагодити ротирајућем, релативном координатном систему (R) константне вредности вектора угаоне брзине $\underline{\omega}$ (што је уобичајено за хидрауличне турбине). Након низа математичких операција ове једначине у релативном координатном систему постају:

$$\frac{\partial_R w_i}{\partial x_i} = 0, \quad (2.22)$$

$$\rho \frac{\partial_R w_i}{\partial t} + \rho w_j \frac{\partial_R w_i}{\partial x_j} = -2\rho \varepsilon_{ijk} \omega_j w_k - \rho \varepsilon_{ijk} \varepsilon_{kmn} \omega_j \omega_m x_n + \rho g_i - \frac{\partial_R p}{\partial x_i} + 2\mu \frac{\partial_R \dot{S}_{ij}}{\partial x_j}, \quad (2.23)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial_R}{\partial t} \left(\frac{w^2}{2} \right) + \rho w_j \frac{\partial_R}{\partial x_j} \left(\frac{w^2}{2} \right) = & \rho w_i \varepsilon_{ijk} \varepsilon_{kmn} \omega_j \omega_m x_n + \rho g_i w_i + \\ & + \frac{\partial_R \left(w_i \left(-p \delta_{ij} + 2\mu \dot{S}_{ij} \right) \right)}{\partial x_j} - 2\mu \left(\dot{S}_{ij} \dot{S}_{ij} \right)_R. \end{aligned} \quad (2.24)$$

Израз (2.23) представља услов равнотеже флуидног делића за релативни координатни систем, при чему треба уочити два нова члана на десној страни која по своме карактеру припадају запреминским силама. Први члан $-2\rho\varepsilon_{ijk}\omega_j w_k$ представља Кориолисово убрзање које је једино усмерено у обимском правцу, а други члан $-\rho\varepsilon_{ijk}\varepsilon_{kmn}\omega_j\omega_m x_n$ представља центрипетално убрзање и оно је усмерено у правцу радијуса ка оси ротације. Пошто је вектор угаоне брзине константан, могуће је центрипетално убрзање представити као градијент потенцијалне функције $\nabla\left(-\frac{\omega^2 r^2}{2}\right)$, па је

$$\rho\frac{\partial_R w_i}{\partial t} + \rho\frac{\partial_R}{\partial x_j}\left(\frac{w^2}{2} + gz + \frac{p}{\rho} - \frac{\omega^2 r^2}{2}\right) = -2\rho\varepsilon_{ijk}\omega_j w_k + \rho\varepsilon_{ijk}\varepsilon_{kmn}\omega_j\omega_m x_n + 2\mu\frac{\partial_R \dot{S}_{ij}}{\partial x_j}. \quad (2.25)$$

Промена кинетичке енергије у правцу релативне брзине флуидног делића условљена је радом масених (гравитационе и центрипеталне силе), површинских сила и њеном дисипацијом.

$$\rho\frac{\partial_R}{\partial t}\left(\frac{w^2}{2}\right) + \rho w_j \frac{\partial_R}{\partial x_j}\left(\frac{w^2}{2} + gz - \frac{\omega^2 r^2}{2}\right) = \frac{\partial_R (w_i (-p\delta_{ij} + 2\mu\dot{S}_{ij}))}{\partial x_j} - 2\mu(\dot{S}_{ij}\dot{S}_{ij})_R. \quad (2.26)$$

2.3 Решавање диференцијалних једначина

Аналитички приступ уопштеног решавања система диференцијалних једначина (2.15-2.17) при турбулентном струјању је немогућ. Стога је могуће, тек употребом нумеричких метода заснованих на дискретизацији претходно поменутих једначина, што реалније квантификовати струјање флуида кроз систем који се посматра.

Условно посматрано, постоје три приступа у нумеричком решавању једначина, односно моделирању турбуленције:

- директна нумеричка симулација (*Direct numerical simulation - DNS*)
- симулација крупних вртлога (*Large eddy simulation - LES*)
- статистичко моделирање турбуленције (*Reynolds-averaged Navier-Stokes - RANS*)

Сва ова три приступа решавању су настојања да се што је могуће тачније математичким путем предвиди турбуленција која води добијању свих релевантних параметара струјања кроз одређен геометријски простор. Сваки приступ са својим особеностима има предности и недостатке, који су уско повезане са развојем рачунарске технике. Основни узрок проблема нумеричког решавања комплексних турбулентних струјања лежи у постојању широког спектра временских и просторних турбулентних структура које треба да буду обухваћене како би се очекивали поуздани резултати [111,112].

Сматра се да највишу тачност обезбеђује DNS, али истовремено и поставља највеће захтеве за меморијске капацитете и брзине компјутера. Стога ова метода, иако постоје нумеричке процедуре за решавање Навије-Стоксових једначина, због веома fine просторне и временске резолуције, још увек не представља стандард у решавању практичних инжењерских проблема, поготову не у сложеним геометријама и струјањима са великим вредностима Рејнолдсових бројева, као што су хидрауличне турбине.

Слично је и са симулацијом крупних вртлога. Тежње ка коришћењу LES методе су све веће, али због веома дуготрајних прорачуна и захтевних рачунарских капацитета још увек не представљају стандард у прорачуну струјања у целокупном проточном тракту хидрауличних турбина, већ само у појединим деловима где се јављају специфичне нестационарне појаве (нпр. одвајање Карманових вртлога). Основе методе симулације крупних вртлога леже на истим претпоставкама као и DNS, а поставио ју је Леонард [113] у настојању да изнађе компромис између великих рачунарских захтева и поузданости добијених резултата. Суштина овог приступа решавања је раздвајање спектра вртлога на крупне који се директно симулирају (рачунају) и ситне који се моделирају. Тако се вредност f било које величине струјања у било којој дискретној тачки састоји из крупноразмерне, филтриране вредности Φ и „подмрежне“ вредности Φ' , тј. $f = \Phi + \Phi'$. Крупне турбулентне структуре које настају главним струјним током, зависе од граничних услова, нехомогене су и карактерише их дифузивност, док су ситни вртлози генерисани под дејством крупних вртлога, не зависе директно од граничних услова, хомогени су и дисипативне су природе, па их је лакше моделирати.

Једначине (2.15-2.26) се могу применити само на турбулентне токове ако се посматра делић флуида, што је нерационално и тешко практично изводљиво, а и за инжењерску употребу подаци о вредностима брзине и величина стања у сваком флуидном делићу и то у сваком тренутку, немају нарочит значај. Од значаја су, првенствено, осредњене вредности и укупан ефекат хаотичног турбулентног кретања. Осредњавања вредности појединих физичких величина могу се вршити на различите начине, а у примењеној механици флуида најчешћа су осредњавања која су предложили Рејнолдс и Фавр.

Осборн Рејнолдс је крајем 19. века предложио да сваку тренутну променљиву вредност такве величине f можемо представити као суму осредњене вредности \bar{f} и флукутирајуће⁹ (турбулентне) величине f' , тј:

$$f = \bar{f} + f'. \quad (2.27)$$

Осредњени део \bar{f} замишљен је тако да треба да буде ослобођен сваке врсте хаотичности и колебања у понашању, и треба да репрезентује глобално својство струјања.

Фаврово осредњавање свих параметара (осим притиска и густине) представља осредњавање по маси, па је тренутна вредност одређена са: $f = \tilde{f} + f''$, где је f'' флукутирајућа компонента у односу на осредњену вредност добијену осредњавањем по маси \tilde{f} .

При изотермном струјању воде кроз аксијалне турбине ефекат компресибилности флуида се може занемарити и флуид сматрати нестишљивим. Међутим, због коректности у приступу обраде тематике овог истраживања, неопходно је напоменути да, уколико се не желе *a priori* занемарити корелације флукутација густина, треба приступити Фавровом осредњавању.

У овом раду густина флуида је сматрана константном, што је за ово истраживање, а и за инжењерску праксу и оправдано.

Стога, у најопштијем случају временски неустаљеног (нестационарног) и просторно нехомогеног струјања подесно је употребити, за добијање осредњеног дела \bar{f} , статистичку методу осредњавања по „ансамблу“¹⁰:

$$\bar{f}(\underline{x}, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N f(\underline{x}, t). \quad (2.28)$$

⁹ флукутација - одступање од просечне (осредњене) вредности

¹⁰ Осредњавање по ансамблу (*ensemble averaging*) је осредњавање величине под претпоставком да постоје резултати N идентичних експеримената и да је у сваком n -том експерименту $f_{n-1}(\underline{r}, t) = f_n(\underline{r}, t)$

За временски устаљено турбулентно струјање, погодно је употребити осредњавање по довољно дугом временском интервалу:

$$\bar{f}(\underline{x}) = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} f(\underline{x}, t) dt, \quad (2.29)$$

а за случај тзв. хомогеног турбулентног струјања корисно је вршити просторно осредњавање:

$$\bar{f}(t) = \lim_{V \rightarrow \infty} \frac{1}{V} \iiint_V f(\underline{x}, t) dV. \quad (2.30)$$

Ако се тренутне вредности свих величина у једначинама (2.15), (2.18) и (2.20) замене њиховим просечним и флукутирајућим деловима и затим изврши Рејнолдсово осредњавање у времену¹¹, добијају се:

$$\frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (2.31)$$

$$\rho \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial t} + \rho \bar{c}_j \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} = \rho g_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + 2\mu \frac{\partial \bar{S}_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{c'_i c'_j}), \quad (2.32)$$

$$\begin{aligned} & \underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\bar{c}_i \bar{c}_i}{2} \right)}_{K_p} + \bar{c}_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\bar{c}_i \bar{c}_i}{2} \right) + \underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\overline{c'_i c'_i}}{2} \right)}_{K_s} + \bar{c}_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\overline{c'_i c'_i}}{2} \right) = \\ & = \underbrace{\bar{c}_i g_i}_1 + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\frac{\bar{c}_j \bar{p}}{\rho} \right)}_2 + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu \bar{c}_i \bar{S}_{ij})}_3 + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (-\bar{c}_i \overline{c'_i c'_j})}_4 - \underbrace{2\nu \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}}_5 + \\ & + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\frac{\overline{c'_j p'}}{\rho} \right)}_1 + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu \overline{c'_i S'_{ij}})}_2 + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\frac{1}{2} \overline{c'_i c'_i c'_j} \right)}_3 - \underbrace{2\nu \overline{S'_{ij} S'_{ij}}}_4 \end{aligned} \quad (2.33)$$

Једначина (2.32) описује кретање турбулентног тока кроз његове осредњене вредности и обухвата утицај секундарног флукутирајућег тока на

¹¹ Флукутирајуће вредности су у разним временским интервалима час позитивне час негативне, тј. њихова просечна вредност (означена са $\bar{f}' = 0$) је једнака нули.

примарни (главни) ток преко величине $\tau_{ij} = -\overline{c'_i c'_j}$, познате као специфични **Рејнолдсов (турбулентни) напон**. Овај члан је симетричан тензор са три нормална $i = j$ и три тангенцијална напона $i \neq j$, потиче од инерцијалних сила, тј. инерцијалних чланова у једначинама кретања и у суштини представља последицу промене протока флукутирајућег тока кроз површину A_j . Рејнолдсов напон, такође, изазива и флукутације осталих величина које чине да турбулентни ток буде нестационаран по времену и простору, и увек тродимензионалан.

Једначина (2.33) показује да укупна (локална и конвективна) промена кинетичке енергије K_p примарног (главног) и K_s секундарног струјања, настаје као последица:

- B_p одговарајућих утицаја на главно струјање услед
 - 1 – рада запреминских сила,
 - 2 – рада сила средњег притиска,
 - 3 – транспорта кинетичке енергије вискозним напонима,
 - 4 – транспорта кинетичке енергије Рејнолдсовим напонима,
 - 5 – вискозне дисипације,
- B_s одговарајућих утицаја на секундарно струјање услед
 - 1 – рада градијента флукутирајућег притиска (турбулентна дифузија узрокована флукутацијом притиска),
 - 2 – транспорта кинетичке енергије турбуленције флукутирајућим вискозним напонима (молекуларна дифузија),
 - 3 – транспорта кинетичке енергије турбуленције флукутирајућом брзином (турбулентна дифузија узрокована флукутацијом брзине),
 - 4 – вискозне дисипације кинетичке енергије турбуленције (разлагања кинетичке енергије турбулентних флукутација услед вискозне деструкције),

при чему се занемарује рад флукутирајућих компонената запреминских сила.

Трансформисањем израза (2.33) добијају се прилагођенији диференцијални облици енергије примарног

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\bar{c}_i \bar{c}_i}{2} \right) + \bar{c}_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\bar{c}_i \bar{c}_i}{2} + gz + \frac{\bar{p}}{\rho} \right) = \bar{c}_i \frac{\partial}{\partial x_j} \left(2\nu \bar{S}_{ij} - \overline{c'_i c'_j} \right) \quad (2.34)$$

и секундарног струјања

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\overline{c'_i c'_i}}{2} \right) + \bar{c}_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\overline{c'_i c'_i}}{2} \right) = & -\overline{c'_i c'_j} \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\frac{\overline{c'_j p'}}{\rho} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(2\nu \overline{c'_i S'_{ij}} \right) + \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\frac{1}{2} \overline{c'_i c'_i c'_j} \right) - 2\nu \overline{S'_{ij} S'_{ij}} \end{aligned} \quad (2.35)$$

На десној страни израза (2.34) појављују се вискозни и турбулентни напони. Вискозни напони $2\nu \bar{S}_{ij}$ су последица вискозности флуида и међудејстава флуида и чврсте површи, услед чега се у флуидној струји јављају градијенти брзине \bar{c}_i , а због појаве ових градијената долази до стварања турбулентних напона. Постојањем ових напона суштински се објашњава порекло **струјних (енергетских) губитака**, то јест стварање услова за настајање ових губитака директно је везано за промену профила брзинског поља из било ког разлога. При струјању вискозног флуида, које карактеришу значајни смицајни напони, уколико су инерцијалне силе доминантније у односу на вискозне, најмањи поремећај ће довести до формирања читавог спектра вртлога различитих просторних и временских својстава. На тај начин се поред примарног главног струјања јавља и секундарно хаотично кретање флуида (турбуленција). Настајање и развој турбуленције су описани у бројној литератури која се бави анализом турбулентних струјања, и сви се слажу да је трансфер енергије доминантан и незаобилазан процес. Дисипативност турбулентних струјања, с друге стране доводи до одумирања турбуленције, те се енергија турбуленције претвара у топлоту.

Физички посматрано, вртлози ношени главним струјањем су и у дејству са самим главним струјањем и у међусобном дејству. У таквим интеракцијама, које су по својој суштини случајне, долази поред деформације вртлога (облик, положај, правац и интензитет вртложности) и до појаве нових поремећаја, усложњавајући поље вртложности и ширећи спектар различитих вртложних структура. У таквим стохастичким струјањима настаје механизам општег преноса енергије, где брзина деформације главног тока утиче на крупније турбулентне структуре, а затим се утицај преноси ка ситнијим. Уколико не постоји деформацијски рад на најситнијим структурама, по теорији Колмогорова, дејством молекуларних сила (вискозност) те структуре се подешавају како би прихватиле сву енергију која долази од крупних вртлога. Тада долази до одумирања турбуленције, што се кроз тзв. **енергетски каскадни процес** дисипацијом претвара у топлоту. На овај начин се закључује да Рејнолдсови напони не доприносе директно трансформацији кинетичке енергије у топлотну већ учествују у процесу каскадне предаје кинетичке енергије од великих вртлога ка мањим вртлозима све док вискозне силе не постану доминантне [111].

Као што је раније наглашено, циљ овог истраживања није проучавање дисипације енергије у области где су димензије вртлога приближне вредности слободне путање молекуларног кретања, тј. микроскопско изучавање одумирања турбуленције, али су за анализу струјања у геометријски сложеним конфигурацијама проточних трактова (доменима) хидрауличних турбина подаци о најситнијим вртлозима потребни. Ови подаци ће бити добијени на основу примене одговарајућих метода за решавање диференцијалних једначина одржања.

У сврху одређивања појединих чланова енергетске једначине (2.33) неопходно је решити систем Рејнолдсових једначина, који је због појаве шест нових непознатих вредности компоненти Рејнолдсовог напона, у математичком смислу незатворен. „Затварање“ система је процес изналажења нових релација и једначина чиме би се омогућило одређивање непознатих турбулентних корелација. У том смислу врши се тзв.

математичко моделирање турбуленције.¹² Постоји више приступа моделирању Рејнолдсових напона у зависности од комплексности проучаваног проблема, тачности и рачунарских капацитета.

Решавање проблема турбулентних струјања упућује, пре свега, на развој **транспортних једначина**¹³ (једначина преношења) у циљу затварања система Рејнолдсових једначина.

Транспортна једначина турбулентних напона гласи:

$$\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial t} + \bar{c}_k \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\nu \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_k} + C_{ijk} \right) + P_{ij} - \Pi_{ij} + \varepsilon_{ij}, \quad (2.36)$$

где су:

- $C_{ijk} = \overline{c'_i c'_j c'_k} + \frac{1}{\rho} \left(\overline{p' c'_i \delta_{jk}} + \overline{p' c'_j \delta_{ik}} \right)$ - дифузиони турбулентни транспорт (брзином и притиском)
- $P_{ij} = - \left(\tau_{ik} \frac{\partial \bar{c}_j}{\partial x_k} + \tau_{jk} \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_k} \right)$ - продукција услед деформације главног струјања
- $\Pi_{ij} = \frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial c'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial c'_j}{\partial x_i} \right)$ - интеракција притиска и деформације тока која доводи до редистрибуције међу компонентама напона
- $\varepsilon_{ij} = 2\nu \overline{\frac{\partial c'_i}{\partial x_k} \frac{\partial c'_i}{\partial x_k}}$ - дисипација, услед вискозне деструкције

¹²„Математичко моделирање турбуленције је популаран назив за диференцијалне или алгебарске једначине којима се апроксимативно математички симулирају статистичке корелације флукутирајућих турбулентних величина, насталих током процеса осредњавања и којима се постиже затварање система једначина конзервације осредњених параметара тока.“[111].

¹³ Транспортне једначине представљају специјални облик основних билансних једначина (једначине континуитета, Рејнолдсове једначине, енергетске) које дају „информацију више“ о самом процесу турбуленције. Настају одговарајућим математичким поступцима и при томе носе са собом нове непознате корелације вишег реда. Појава нових корелација спречава даље затварање проблема математичког описивања турбуленције, али истовремено представља основу за формирање универзалности проблема [111].

Применом математичке операције скаларног сабирања чланова главне дијагонале матрице тензора у изразу (2.36), што је аналогно члановима за тзв. секундарно струјање у изразу (2.35), добија се **једначина преношења нормалних Рејнолдсових напона**, која након увођења релације $k = \frac{1}{2} \overline{c'_i c'_i}$ постаје **транспортна једначина кинетичке енергије турбуленције**:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{c}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{2} \overline{c'_i c'_i c'_j} + \frac{1}{\rho} \overline{p' c'_j} - \nu \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - \nu \frac{\partial \bar{c}'_i}{\partial x_k} \frac{\partial \bar{c}'_i}{\partial x_k}. \quad (2.37)$$

Чланови десне стране једначине (2.37), редом, показују да укупна промена кинетичке енергије турбуленције настаје **стварањем** услед деформисања осредњеног (главног) тока, **дифузијом** (узроковане флукуацијом брзине, притиска и вискозности) и разлагањем кинетичке енергије турбулентних флукуација услед вискозне деструкције кинетичке енергије турбуленције (**дисипацијом**).

Постојање Рејнолдсових напона, с друге стране, повезује се са постојањем вртлога, који су у тродимензионалној интеракцији са деформационим радом главног струјања. Једначине транспорта вртложности приказују се релацијом (2.38),

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\overline{\omega'_i \omega'_j}}{2} \right) + \bar{c}_j \frac{1}{2} \frac{\partial (\overline{\omega'_i \omega'_j})}{\partial x_j} = & - \overline{c_j \omega'_i} \frac{\partial \bar{\omega}_i}{\partial x_j} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{c'_j \omega'_i \omega'_j}) + \overline{\omega'_i \omega'_j \dot{S}'_{ij}} + \overline{\omega'_i \omega'_j \bar{S}'_{ij}} + \\ & + \bar{\omega}_j \overline{\omega'_i \dot{S}'_{ij}} + \nu \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left(\frac{1}{2} \overline{\omega'_i \omega'_i} \right) - \nu \frac{\partial \bar{\omega}'_i}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{\omega}'_i}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (2.38)$$

За високе Рејнолдсове бројеве, квадрат вртложности може се апроксимирати са $\overline{\omega_i'^2} = 2 \overline{\dot{S}'_{ij} \dot{S}'_{ij}}$, што га повезује са дисипацијом турбуленције. Транспортна једначина дисипације приказана је следећим изразом:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{c}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = -2\nu \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial c'_i}{\partial x_k} \frac{\partial c'_j}{\partial x_k} + \frac{\partial c'_k}{\partial x_i} \frac{\partial c'_k}{\partial x_j} \right) - 2\nu \overline{c'_k} \frac{\partial c'_i}{\partial x_j} \frac{\partial^2 \bar{c}_i}{\partial x_k \partial x_j} - 2\nu \frac{\partial c'_i}{\partial x_k} \frac{\partial c'_i}{\partial x_m} \frac{\partial c'_k}{\partial x_m} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\bar{c}'_j \varepsilon + \nu \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} - 2\nu \frac{\partial p'}{\partial x_m} \frac{\partial c'_j}{\partial x_m} \right) - 2 \left(\nu \frac{\partial^2 c'_i}{\partial x_k \partial x_m} \right)^2, \quad (2.39)$$

где се чланови на десној страни једначине (2.39), редом, односе на стварање турбулентне вртложности (услед деформације главног осредњеног струјања, вртложења осредњеног струјања и самоиздужења вртложних влакана), дифузију вртложности (услед флукуације брзине, вискозности и притиска) и вискозну дисипацију вртложности.

Увођење транспортних једначина, као што се види, доводи и до увођења нових корелација вишег реда, чиме се систем једначина (2.31-2.33) и даље не може затворити. Међутим, овај проблем је асимптотски тј. повећавањем реда корелација, њихов утицај на коначно решење се смањује. На одређеном нивоу решавања могуће је стати са увођењем корелација вишег реда, занемарујући их или их апроксимирати са корелацијама нижег реда. На ком ће се нивоу извршити моделирање зависи од:

- врсте проблема,
- нивоа познавања механизма турбуленције,
- квалитета жељених резултата,
- економских разлога,
- расположивости рачунарских капацитета.

2.4 Двоједначински и напонски математички модели турбуленције коришћени у истраживању

У току истраживања у неколико радних тачака турбине коришћено је више турбулентних модела. Међутим, на основу препорука многих аутора и закључака проистеклих из истраживања [61] изабрана су два турбулентна модела: двоједначински SST (*shear stress transport*) и напонски SSG модел. Пре него што се исти опишу неопходно је дати коментар на моделе из којих су они као побољшани произашли. Резултати примене ових модела биће приказани у наредним поглављима.

Широко распрострањени употребни стандардни $k-\varepsilon$ модел је настао на основу Бусинескове теорије за одређивање смицајних напона и Прантл-Колмогоровљевог концепта турбулентне вискозности, па су поједини чланови једначине (2.37) за нестишљив флуид постали

$$\tau_{ij} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{c}_j}{\partial x_i} \right), \quad \frac{1}{2} \overline{c'_i c'_i c'_j} + \frac{1}{\rho} \overline{p' c'_j} = -\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad \text{и} \quad \varepsilon = \nu \frac{\partial c'_i}{\partial x_j} \frac{\partial c'_i}{\partial x_j},$$

а моделирана једначина попримила облик

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{c}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{c}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - \varepsilon. \quad (2.40)$$

Моделирана једначина дисипације (2.39) турбулентне кинетичке енергије има облик:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{c}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} \left(C_{1\varepsilon} \nu_t \left(\frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{c}_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} \right) - C_{2\varepsilon} \varepsilon \right) \quad (2.41)$$

Коефицијент кинематске турбулентне вискозности (турбулентне дифузије)

у овом случају је $\nu_t = C_\mu \frac{k}{\varepsilon^2}$, а константе за затварање система су $C_\mu = 0,09$,

$C_{1\varepsilon} = 1,44$, $C_{2\varepsilon} = 1,92$, $\sigma_k = 1$ и $\sigma_\varepsilon = 1,3$.

У Вилкоковом $k-\omega$ моделу се претпоставља да је кинематска турбулентна вискозност повезана са турбулентном кинетичком енергијом и

турбулентном фреквенцијом преко израза $v_t = k/\omega$, те једначине (2.40) и (2.41) након трансформација постају

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{c}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = v_t \left(\frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{c}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(v + \frac{v_t}{\sigma_{k1}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - \beta' k \omega \quad (2.42)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{c}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_t}{\sigma_{\omega 1}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{\alpha_1 \omega}{k} v_t \left(\frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{c}_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} \right) - \beta_1 \omega^2 \quad (2.43)$$

где су константе: $\beta' = 0,09$, $\alpha_1 = 5/9$, $\beta_1 = 0,075$, $\sigma_{k1} = 2$ и $\sigma_{\omega 1} = 2$.

Вилкоксов модел се добро показао за струјање у близини зида, док је значајне разлике испољавао у зони развијеног струјања [111,115,116], па је Ментер спајајући предности $k-\omega$ модела за случајеве близу зида и $k-\varepsilon$ модела за случајеве развијеног струјања, успео да унапреди и добије тзв. BSL (*baseline*) $k-\omega$ модел са обликом

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{c}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = v_t \left(\frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{c}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(v + \frac{v_t}{\sigma_{k3}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - \beta' k \omega, \quad (2.44)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{c}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{2(1-F_1)}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \\ & + \frac{\alpha_3 \omega}{k} v_t \left(\frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{c}_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} \right) - \beta_3 \omega^2 \end{aligned}, \quad (2.45)$$

где су:

$$\beta' = 0,09, \quad \alpha_2 = 0,44, \quad \beta_2 = 0,0828, \quad \sigma_{k2} = 1, \quad \sigma_{\omega 2} = 1/0,856, \quad \alpha_3 = \alpha F_1 + \alpha_2 (1-F_1),$$

$$\beta_3 = \beta_1 F_1 + \beta_2 (1-F_1), \quad \sigma_{k3} = \sigma_{k1} F_1 + \sigma_{k2} (1-F_1) \quad \text{и} \quad \sigma_{\omega 3} = \sigma_{\omega 1} F_1 + \sigma_{\omega 2} (1-F_1).$$

Функција F_1 повезује зону струјања уз зид и развијеног турбулентног струјања и дата је изразом $F_1 = \tanh(\arg_1^4)$,

$$\arg_1 = \min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta' \omega y}, \frac{500v}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho k}{CD_{k\omega} \sigma_{\omega 2} y^2} \right) \text{ и}$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 1,0 \cdot 10^{-10} \right).$$

Недостатак BSL (*baseline*) $k-\omega$ модела је што се њиме не узима у обзир транспорт турбулентних тангенцијалних напона, тако да услед тога настају одступања у предвиђању вртложне вискозности. Овај недостатак је надомештен **SST (*shear stress transport*) моделом**, на тај начин што је турбулентна вискозност приказана следећом релацијом $\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_2)}$,

где су $F_2 = \tanh(\arg_2^2)$ и $\arg_2 = \max\left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta' \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega}\right)$ и y растојање од зида.

Недостаци претходно описаних двоједначинских модела заснованих на концепту турбулентне вискозности се испољавају при прорачуну струјања са више од једне значајне компоненте тензора градијента брзине, као и са значајним конвективним и дифузионим транспортом, где напони не ишчезавају на површинама са нултим градијентима брзине. Слабости модела турбулентне вискозности су покушане да се превазиђу директним затварањем једначина кретања транспортним једначинама за турбулентне напоне. Напонски модели омогућују прорачун турбулентних корелација, које је тешко добити мерењем, омогућујући на тај начин бољу предикцију и прогнозирање транспортних процеса у сасвим непознатим условима. Једначине модела преноса Рејнолдсових напона се решавају за сваку напонску компоненту појединачно. У општем случају, код струјања у граничном слоју потребно је решити једначине за три нормална турбулентна напона, један смицајни и четири троструке корелације, а код рециркулационих дводимензионалних струјања једначине за три нормална, три смицајна и десет троструких корелација. Број једначина у принципу не представља непремостив проблем, али свака нова једначина турбуленције повећава број емпиријских константи, што уноси додатне неизвесности у проблем. Затварање система једначина на нивоу другог реда уз апроксимације корелација трећег реда је оправдано с обзиром да су троструке корелације у практичним токовима мале и вероватно се неће јавити потреба у инжењерској пракси за њиховом симулацијом транспортним једначинама.

Најопштије напонске моделе турбуленције дали су Лаундер, Рис и Роди обликујући чланове десне стране из израза (2.36) помоћу тзв. LRR модела, односно Специјале, Саркар и Гатски са **SSG моделом** [115]. Општи изрази оба ова модела, са припадајућим релацијама дати су у следећим облицима:

$$C_{ijk} = -C_S \frac{k}{\varepsilon} \left(\overline{c'_i c'_j} \frac{\partial \overline{c'_k}}{\partial x_l} + \overline{c'_j c'_k} \frac{\partial \overline{c'_i}}{\partial x_l} + \overline{c'_k c'_i} \frac{\partial \overline{c'_j}}{\partial x_l} \right) \approx -C_S \frac{k}{\varepsilon} \overline{c'_k c'_i} \frac{\partial \overline{c'_j}}{\partial x_l}, \quad (2.46)$$

$$\begin{aligned} \Pi_{ij} = & -\varepsilon \left[C_{S1} a_{ij} + C_{S2} \left(a_{ik} a_{kj} - \frac{1}{3} a_{mn} a_{mn} \delta_{ij} \right) \right] - C_{R1} \frac{1}{2\rho} P_{kk} a_{ij} + C_{R2} k S_{ij} \\ & - C_{R3} k S_{ij} \sqrt{a_{mn} a_{mn}} + C_{R4} k \left(a_{ik} S_{jk} + a_{jk} S_{ik} - \frac{2}{3} a_{kl} S_{kl} \delta_{ij} \right) \\ & + C_{R5} k \left(a_{ik} \overline{\omega}_{jk} + a_{jk} \overline{\omega}_{ik} \right) \end{aligned}, \quad (2.47)$$

$$a_{ij} = \frac{\overline{c'_i c'_j}}{k} - \frac{2}{3} \delta_{ij}, \quad \dot{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{c}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{c}_j}{\partial x_i} \right), \quad \overline{\omega}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{c}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{c}_j}{\partial x_i} \right)$$

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \varepsilon. \quad (2.48)$$

Дисипација турбулентне кинетичке енергије у овим моделима се одређује помоћу моделиране транспортне једначине која је по своје облику иста као и код $k-\varepsilon$ модела, сем што је генерална хипотеза градијента дифузије прилагођена напонском моделу турбуленције, тако да једначина (2.41) поприма облик:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \overline{c}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\left(\nu \delta_{kl} + C_\varepsilon \frac{k}{\varepsilon} \overline{c'_k c'_l} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_l} \right) + \frac{\varepsilon}{k} \left(C_{\varepsilon 1} \frac{P_{kk}}{2\rho} - C_{\varepsilon 2} \varepsilon \right). \quad (2.49)$$

Константе које су добијене на основу експерименталних испитивања и нумеричке оптимизације, а служе за затварање претходних система једначина, дате су у следећој табlici:

Таблица 2.1. Константе у напонским моделима турбуленције

Модел	C_S	C_{S1}	C_{S2}	C_{R1}	C_{R2}	C_{R3}	C_{R4}	C_{R5}	C_ε	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$
LRR-IP	0,22	1,8	0,0	0,0	0,8	0,0	0,6	0,6	0,18	1,45	1,9
LRR-QI	0,22	1,8	0,0	0,0	0,8	0,0	0,873	0,655	0,18	1,45	1,9
SSG	0,22	1,7	-1,05	0,9	0,8	0,65	0,625	0,2	0,18	1,45	1,83

Други начин одређивања дисипације у напонским моделима је помоћу Вилкокс-Рубесиновог постулата, где је $\varepsilon = \beta' \omega k$, па изрази (2.43) и (2.50) након трансформација постају:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{c}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{k}{\sigma_{\omega 4}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{\alpha_4 \omega}{k} v_t \left(\frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{c}_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} \right) - \beta_4 \omega^2 \quad (2.50)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{c}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = & \frac{\alpha_5 \omega}{k} v_t \left(\frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{c}_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_t}{\sigma_{\omega 5}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \\ & + \frac{2(1-F_2)}{\sigma_{\omega 5} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} - \beta_5 \omega^2 \end{aligned} \quad (2.51)$$

где је функција F_2 аналогна повезујућој функцији F_1 са новим аргументима и константама $\alpha_4 = 0,556$, $\beta_4 = 0,075$, $\sigma_{k4} = 2$ и $\sigma_{\omega 4} = 2$.

Изразима (2.50) и (2.51) дефинишу се, редом, тзв. ω -Рејнолдсов напонски модел и BSL Рејнолдсов напонски модел.

Једна од предности Рејнолдсових напонско-транспортних модела у односу на k - ε и k - ω моделе је њихова могућност да представе додатну анизотропију Рејнолдсових напона, услед појаве Кориолисових сила у релативном координатном систему (ротирајућем систему).

2.5 Губици струјне енергије и њихово одређивање

Одређивање укупног губитка, као и идентификовање појединачних губитака енергије који су саставни део укупног биланса енергије, за различите режиме струјања кроз хидрауличне аксијалне турбине, предмет су овог истраживања.

Интеграљењем израза (2.20) за струјање кроз турбину као отворени термодинамички материјални систем контролне запремине V , оивичен контролним површима A_n , добија се уопштена једначина енергије за цели струјни домен аксијалне турбине

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial}{\partial t} \int_V \frac{c^2}{2} dV + \rho \int_{A_n} c_i \frac{c^2}{2} n_{ni} dA_n = -\rho \int_V g c_i dV - \int_{A_n} p c_i n_n dA_n + \\ + \mu \int_{A_n} c_i \frac{\partial c_i}{\partial n_{ni}} dA_n - \int_V 2\mu \frac{\partial c_i}{\partial n_{ni}} \frac{\partial c_i}{\partial n_{ni}} dV \end{aligned} \quad (2.52)$$

Када се са $n=W$ означе све непокретне површи (зидови), тада је снага сила које делују на такву површ

$$-\int_{A_W} p c_i n_n dA_W + \mu \int_{A_W} c_i \frac{\partial c_i}{\partial n_i} dA_W = 0. \quad (2.53)$$

С друге стране, постојањем обртног кола у турбинама површи могу бити и покретне, па је за $n=OK$

$$-\int_{A_{OK}} p c_i n_n dA_{OK} + \mu \int_{A_{OK}} c_i \frac{\partial c_i}{\partial n_i} dA_{OK} = P_{OK} \quad (2.54)$$

где је P_{OK} снага обртног кола.

Истовремено, ако су са $n=ul$ и $n=iz$ означени улаз и излаз из турбине, тада израз (2.52) постаје:

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \int_V \frac{c^2}{2} dV + \rho \int_V g c_i dV + \int_{A_{ul}} p c_i n_{ul} dA_{ul} + \int_{A_{iz}} p c_i n_{iz} dA_{iz} = P_{OK} - \int_V 2\mu \frac{\partial c_i}{\partial n_{ni}} \frac{\partial c_i}{\partial n_{ni}} dV \quad (2.55)$$

Последњи члан у изразу (2.55) представља укупну дисипацију енергије или неповратни „губитак“ енергије у систему контролне запремине V . Као што се може видети из овог члана, **главни губитак енергије није на зиду већ у флуиду, мада је најчешћа последица зида.**

За одређивање струјних губитака који настају на путу између два струјна пресека A_p и A_q унутар турбине при стационарном струјању послужиће израз (2.34), као и претпоставке донете при његовом извођењу. Користећи везу површинског и запреминског интеграла и уводећи да вредности струјних параметара остају константне при једном протоку, интеграљењем изрази (2.34) и свођењем на јединицу масеног протока, добија се једначина позната као **Бернулијева једначина** [117].

$$\underbrace{\frac{1}{\dot{m}_{A_p}} \int \left(\frac{\bar{c}^2}{2} + gz + \frac{\bar{p}}{\rho} \right) \rho \bar{c}_p dA_p}_{E_p} - \underbrace{\frac{1}{\dot{m}_{A_q}} \int \left(\frac{\bar{c}^2}{2} + gz + \frac{\bar{p}}{\rho} \right) \rho \bar{c}_q dA_q}_{E_q} - \{E_{OK}\} =$$

$$= \frac{1}{\dot{m}_V} \int \bar{c}_i \frac{\partial}{\partial x_i} (2\nu \bar{S}_{ij} - \bar{c}'_i \bar{c}'_j) \rho dV \quad (2.56)$$

Специфични струјни рад E_{OK} је стављен у угласту заграду само из разлога ако се обртно коло евентуално налази између два посматрана пресека. Иначе, између пресека који се налазе у непокретним областима турбине или у ротирајућем координатном систему обртног кола члан $\{E_{OK}\}$ се изоставља.

На овај начин постављени су темељи одређивања губитка између било која два пресека аксијалне турбине и то:

- одређивањем разлике интегралних величина на левој страни изрази (2.56) са или без $\{E_{OK}\}$,

и/или

- рачунањем подинтегралних величина десне стране Бернулијево једначине познавањем профила брзина у подужном (низструјном) правцу.

2.6 Гранични слој у хидрауличним турбинама

Веома комплексна геометријска конфигурација целокупног проточног простора аксијалних турбина, са непокретним и покретним деловима, проузрокује веома сложене турбулентне структуре унутрашњег струјања. Сложена је и структура напонског стања у попречном правцу у односу на доминантан правац струјања у коме су присутни и вискозни и турбулентни напони. Вискозни напони су доминантни уз чврсту границу, док су турбулентни у развијеном делу струјања, у тзв. језгру струје.

Део турбулентног струјања је и смицајно струјање у коме је смицајно напрезање повезано са великим попречним градијентом подужне брзине, тј. струјање у граничном слоју.

У граничном слоју, у коме постоји предоминантан правац струјања и у коме су смицајни напони значајни само у правцу нормалном на предоминантан правац струјања, дејство вискозних сила је врло изражено без обзира на величину Рејнолдсовог броја укупног струјања [111]. У граничном слоју, који има дводимензионални карактер, могу се уочити карактеристични подслојеви описани следећим карактеристичним једначинама:

- вискозни подслој $\rho \frac{\partial \bar{c}_i^2}{\partial x_i} + \rho \frac{\partial (\bar{c}_i \bar{c}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{c}_i}{\partial x_j^2}, \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} = 0, \quad (2.57)$

- област зидне турбуленције

$$\frac{\partial \bar{c}_i^2}{\partial x_i} + \frac{\partial (\bar{c}_i \bar{c}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{c}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \overline{c_i'^2}}{\partial x_i} - \frac{\partial (\overline{c_i' c_j'})}{\partial x_j}, \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} = -\rho \frac{\partial \overline{c_j'^2}}{\partial x_j}, \quad (2.58)$$

- област слободне турбуленције: $\rho \frac{\partial (\bar{c}_i \bar{c}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \rho \frac{\partial (\overline{c_i' c_j'})}{\partial x_j}, \quad (2.59)$

- потенцијално струјање: $\rho \frac{\partial (\bar{c}_i \bar{c}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i}. \quad (2.60)$

Граница између вискозног и турбулентног струјања у граничном слоју није оштро одређена. Између њих се налази прелазна зона, у којој није

доминантно ни ламинарно ни турбулентно струјање. Са удаљавањем од зида кроз прелазну зону утицај вискозности опада, а турбулентности расте. Укупан напон $\tau = \mu \overline{\partial c_i} / \partial x_j - \rho \overline{c'_i c'_j}$ је константан као и у вискозном подслоју, с тим да се са удаљавањем од чврсте површине зида повећава турбулентни на рачун вискозног напона, да би на излазу из прелазне зоне а на улазу у зону зидне турбуленције дејство сила вискозитета постало практично занемарљиво. У зони развијене турбуленције укупни напони су такође константни ($\rho \overline{c'_i c'_j} = const$). Ове три зоне заједно обухватају 10% до 20% укупног граничног слоја и чине зону зидног тока или зону константног напона. Остали део до спољне ивице граничног слоја обухвата спољна зона турбулентног граничног слоја или зона слободне турбуленције. У овој зони вискозни напони су мали у односу на турбулентне напоне. Турбулентни напони се смањују ка спољној ивици граничног слоја. На растојању $y / \delta = 0,8$ нормални турбулентни напони постају приближно једнаки, а тангенцијални турбулентни напони приближно једнаки нули, тако да се турбуленција приближава изотропној.

Изван граничног слоја је зона потенцијалног струјања или невискозног тока вискозног флуида. Ако је градијент притиска позитиван, комбиновано дејство вискозних сила у граничном слоју и градијената притиска у правцу тока ван граничног слоја ће условити смањење брзине у граничном слоју, тако да је могућа појава нулте брзине у некој тачки близу зида у граничном слоју, а низводно од ње узводно орјентисана компонента брзине. Ова тачка се назива тачка одвајања граничног слоја или тачка сепарације. Теоретски се јавља на месту где су смицајни напони једнаки нули. Сепарација се јавља пре на конвексној површини и уколико је Рејнолдсов број већи. Флуид одвојен од површине као вртлог путује низводно ношен главним током, тако да може да дође и у поље невртног тока изван граничног слоја. У овом случају апроксимације граничног слоја више не важе.

При одређивању појединих отпора, као и размењене енергије у граничном слоју, у теоријском и експерименталном смислу већ дуго се

користе интегралне једначине за количину кретања и кинетичку енергију за нестишљиво стационарно струјање:

$$\frac{d\delta^{**}}{dx_i} + \frac{\delta^{**}}{\bar{c}_{\delta i}} \frac{d\bar{c}_{\delta i}}{dx_i} \left(\frac{\delta^*}{\delta^{**}} + 2 \right) = \frac{1}{\rho \bar{c}_{\delta i}^2} \left(\mu \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} - \overline{c'_i c'_j} \right) \quad (2.61)$$

$$\frac{d\delta^{***}}{dx_i} + \frac{3\delta^{***}}{\bar{c}_{\delta i}} \frac{d\bar{c}_{\delta i}}{dx_i} = \frac{2}{\rho \bar{c}_{\delta i}^3} \int_0^{\delta} \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} - \overline{c'_i c'_j} \right) dx_j \quad (2.62)$$

где су

- дебљина истискивања: $\delta^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{\bar{c}_i}{\bar{c}_{\delta i}} \right) dx_j \quad (2.63)$

- дебљина губитка импулса: $\delta^{**} = \int_0^{\delta} \frac{\bar{c}_i}{\bar{c}_i} \left(1 - \frac{\bar{c}_i}{\bar{c}_{\delta i}} \right) dx_j \quad (2.64)$

- дебљина губитка кинетичке енергије: $\delta^{***} = \int_0^{\delta} \frac{\bar{c}_i}{\bar{c}_{\delta i}} \left(1 - \frac{\bar{c}_i^2}{\bar{c}_{\delta i}^2} \right) dx_j \quad (2.65)$

За решавање ових једначина у литератури су познате бројне методе [39,40,41,118] и обично се користе за одређивање локалних коефицијената отпора C_D и коефицијената дисипације енергије C_E .

$$\begin{aligned} \frac{d\delta^{**}}{dx_i} + \frac{\delta^{**}}{\bar{c}_{\delta i}} \frac{d\bar{c}_{\delta i}}{dx_i} \left(\frac{\delta^*}{\delta^{**}} + 2 \right) &= \frac{1}{\rho \bar{c}_{\delta i}^2} \left(\mu \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} - \overline{c'_i c'_j} \right)_{x_j=0} = \\ &= \frac{1}{\bar{c}_{\delta i}^2} \left((\nu + \nu_t) \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} \right)_{x_j=0} = \frac{\tau_w}{\rho \bar{c}_{\delta i}^2} = \frac{C_D}{2} \end{aligned} \quad (2.66)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\delta^{***}}{dx_i} + \frac{3\delta^{***}}{\bar{c}_{\delta i}} \frac{d\bar{c}_{\delta i}}{dx_i} &= \frac{2}{\rho \bar{c}_{\delta i}^3} \int_0^{\delta} \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} - \overline{c'_i c'_j} \right) dx_j \\ &= \frac{2}{\bar{c}_{\delta i}^3} \int_0^{\delta} \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} \left((\nu + \nu_t) \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} \right) dx_j = 2C_E \end{aligned} \quad (2.67)$$

Одређивање губитака енергије у појединим деловима турбине значи одредити коефицијент отпора тог дела, али и одредити међусобни утицај тог локалног отпора бар са суседним отпорима. То је пре свега значајно, јер постоји извесна **интерференција** локалних отпора, у односу на случај када би тај отпор био усамљен у хомогеном брзинском пољу. Ово се наглашава из

разлога упоређивања експерименталних резултата појединих делова турбине и њиховог доприноса у губитку енергије при различитим режимима рада целе турбине. Стога се уводи и појам релативног губитка енергије дела турбине δ_{Lpq} , специфични енергетски губитак између два пресека сведен на укупну специфичну хидрауличну енергију, па је

$$\delta_{Lpq} = \frac{E_p - E_q}{E} = \frac{\Delta E_{pq}}{E} = \zeta'_{pq} \frac{Q^2}{2EA_p^2} = \zeta'_{pq} \frac{Q_{ED}^2 D_1^4}{2A_p^2} = \zeta'_{pq} \frac{D_1^4}{2A_p^2} Q_{ED}^2 = \zeta_{pq} Q_{ED}^2. \quad (2.68)$$

Коефицијентима губитака ζ_{pq} појединих области турбине посвећена је посебна пажња у циљу одређивања њихове функционалне зависности од карактеристичних улазних параметара сваког струјног простора понаособ.

2.7 Губитак у доводном цевоводу (уводној комори)

Као што је у уводном разматрању наведено, струјање флуида кроз уводни део проточног тракта Капланове турбине започиње доводним кратким цевоводом (I) правоугаоног попречног пресека, пролазећи при томе једним делом кроз правоугаони попречни пресек, па затим кроз правоугаони попречни пресек са опструјаваним разделним зидом, и на крају, пред сам улаз у спиралу, поново у јединствени део правоугаоног попречног пресека.

Струјање уз зид кућишта доводног цевовода одвија се на нивоу микровртлога одржавајући се у свим низструјним пресецима са развијеним профилем брзина.

Опструјавањем разделног зида вискозним флуидом настаје отпор који се састоји од отпора трења и отпора притиска, док се иза њега јавља вртложни траг који је одређен граничним слојем и његовим одвајањем. Оваква структура струјања, као и појава отпора струјању флуида, карактеристична је за сваку опструјавану површ унутар проточног домена, чија су физикалност, математички опис граничног слоја и његов утицај на губитак енергије у кратким цртама већ претходно објашњени.

На основу претходно реченог, релативни губитак енергије у овом делу може се представити као сума релативних губитака узрокованих трењем о унутрашњи зид кућишта δ_{L12Z} , постојањем опструјаваног разделног зида δ_{L12RZ} (отпор притиска, трења и турбулентног (вртложног) трага) и услед секундарних струјања δ_{L12SS} , што је математички формулисано изразом:

$$\delta_{L12} = \frac{E_1 - E_2}{E} = \frac{\Delta E_{12}}{E} = \zeta_{12} Q_{ED}^2 = \delta_{L12Z} + \delta_{L12RZ} + \delta_{L12SS} \quad (2.69)$$

2.8 Губитак у спирали

Улазни пресек у спиралу, у зависности од конструкције, представља многоугаони или кружни попречни пресек који се налази на обухватном углу спирале φ_0 , док је излаз из спирале улаз у прстен статорских лопатица. Уобичајено је, такође, у досадашњим разматрањима губитака и да се у овом делу струјног простора за излазни пресек усвоји излаз из прстена статорских лопатица, те да се губицима у спирали присаједине и губици у статорским лопатицама. Због детаљнијег и коректнијег описивања расподеле губитака у овом истраживању ће се раздвојити струјање кроз спиралу до улаза у прстен статорских лопатица и од улаза до излаза из статорских лопатица. Такође, за улаз у спирално кућиште приказано на слици 1.3 усваја се правоугаони попречни пресек **2**, одакле део протока директно кроз конфузор притиче статорским лопатицама, а други део протока се кроз криволинијску деоницу многоугаоног или кружног попречног пресека и, такође, конфузорског карактера, расподељује на остале лопатице по обухватном углу спирале.

Дакле, условно узевши, хидраулички посматрано, флуид се од улаза у спиралу рачва на два конфузора: прав са константним протоком Q'_{23} и криволинијски са равномерним одузимањем протока по излазном правоугаоном попречном пресеку спирале $Q''_{23}(\varphi) = Q_{23} \cdot \frac{\varphi}{2\pi}$. Иако је оваквим начином дефинисања деоница могуће, пре свега просторно распределити

губитке на $\Delta E'_{23}$ и $\Delta E''_{23}$ помоћу релације (2.70), веома је тешко утврдити и раздвојити појединачне утицаје на такву поделу:

$$\Delta E_{23} = \Delta E'_{23} + \Delta E''_{23} = k'_{23} Q'^2_{23} + k''_{23} Q''^2_{23}. \quad (2.70)$$

Коефицијенти појединих губитака k'_{23} и $k''_{23} = k''_{23}(\varphi, r_s(\varphi), D_h(\varphi))$ обједињују укупне ефекте дисипације у спирали и зависе од геометријских и струјних параметара.

При испитавању серије спирала различитих обухватних углова спирале φ_0 [71,75] расподела брзина дуж пресека спирале на обухватном углу са мањим φ_0 је униформнија него код оних са већим обухватним углом. Неопходно је истаћи и то да спирале трапезног попречног пресека не обезбеђују равномерну расподелу брзина по висини попречног пресека излаза из спирале. Највеће брзине су у зони доњег дела, док се брзине смањују како се иде ка врху излазног пресека. Однос максималних и минималних брзина може бити двострук, али детаљна истраживања [71] су показала да кинематска структура струјања кроз геометријски сличне спирале не зависи од низводних делова турбинског тракта и да се бездимензијско поље брзина на излазу из спирале одржава непромењеним без обзира на проток који протиче кроз турбину.

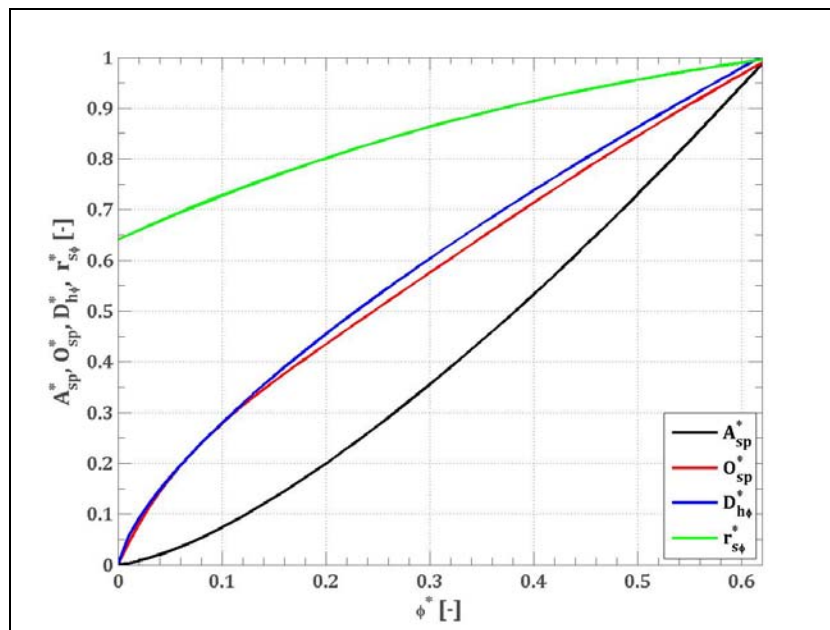
Приступи одређивању губитака су различити, али једна од теоријски утемељених могућности је поједностављивање, увођењем следећих претпоставки:

- да је у свим попречним пресецима многоугаоне форме, по обухватном углу спирале ($0 \leq \varphi \leq \varphi_0$), средња брзина константна $\bar{c}_{u\varphi} = \bar{c}_E = const$ (за обимско симетрично струјање ван утицаја статорских лопатица) и
- да се хидраулични губитак од улаза у спиралу до радијалног потега зуба спирале може одредити према Дарси-Вајбаховој формули у којој је усвојена средња репрезентативна константна вредност

коефицијента трења, па релативни хидраулични губици у том делу спирале износе

$$\delta_{L23}'' = \int_0^{\varphi_0} \frac{dE''_{23}}{E} = \lambda \frac{\bar{c}_E^{-2}}{2E} \int_0^{\varphi_0} \frac{r_{s\varphi} d\varphi}{D_{h\varphi}} = \lambda \frac{Q^2}{2EA_{\varphi_0}^2} \left(\frac{\varphi_0}{2\pi} \right)^2 \int_0^{\varphi_0} \frac{r_{s\varphi} d\varphi}{D_{h\varphi}} = \underbrace{\left(\lambda \frac{D_1^4}{2A_{\varphi_0}^2} \left(\frac{\varphi_0}{2\pi} \right)^2 \frac{r_{s\varphi_0}}{D_{h\varphi_0}} \int_0^{\varphi_0} \frac{r_{s\varphi}^* d\varphi}{D_{h\varphi}^*} \right)}_{\zeta_{23}^*} Q_{ED}^2 \quad (2.71)$$

Сведени конструктивни параметри за, у овом раду истраживано спирално кућиште обухватног угла $\varphi_0 = 3,927 \text{ rad}$, дати су на слици 2.1. Тако су, на произвољном обухватном углу φ , растојање средње струјнице од осе обртања $r_{s\varphi}^* = r_{s\varphi} / r_{s\varphi_0}$, хидраулички пречник $D_{h\varphi}^* = D_{h\varphi} / D_{h\varphi_0}$, површина попречног пресека $A_{sp\varphi}^* = A_{sp\varphi} / A_{sp\varphi_0}$ и оквашени обим попречног пресека $O_{sp\varphi}^* = O_{sp\varphi} / O_{sp\varphi_0}$



Слика 2.1. Сведене геометријске карактеристике истраживане спирале дуж обухватног угла

Емпиријски обрасци на основу којих је, такође, могуће одредити губитке у спирали су [121,122]:

- образац Лашенка

$$\Delta E_{23} = \frac{\lambda K^2}{2} \cdot \frac{7 \left(\frac{\sqrt{\varphi_0}}{C} + \frac{\sqrt{4r_3}}{C} \right) + \frac{2r_3}{C} \left(7 \frac{r_3}{C} + 12 \frac{\varphi_0}{C} + 16 \frac{\sqrt{\varphi_0}}{C} \cdot \frac{\sqrt{2r_3}}{C} \right)}{12 \frac{2r_3}{C} \left(\frac{\sqrt{\varphi_0}}{C} + \frac{\sqrt{4r_3}}{C} \right)}, \quad (2.72)$$

$$+ \zeta'_c \frac{Q^2}{8\pi^2 r_3^2 b_0'^2}$$

где су $K = \frac{Q}{\int_R^{r_{sl}} \frac{b}{r} dr}$, $C = \frac{720 \cdot K \cdot \pi}{Q}$, $\lambda = 0,01 \div 0,02$, $\zeta'_c = 0,1 \div 0,25$ и $\varphi_0 [^\circ]$

- образац Фитера

$$\Delta E_{23} = \zeta_{23F} \cdot \frac{\bar{c}_2^2}{2} = \left(\zeta_{23Fgs} + \zeta_{23Fss} \right) \cdot \frac{\bar{c}_2^2}{2}, \quad (2.73)$$

где се коефицијенти односе на ζ_{23Fgs} губитке у граничном слоју и ζ_{23Fss} секундарна струјања, док је \bar{c}_2 средња брзина у улазном пресеку **2** спирале. За геометријски простор спиралног кућишта који је саставни део истраживане турбине у овом раду постоје детаљна теоријска и експериментална истраживања [120], чији ће крајњи коефицијенти бити приказани у поглављу анализе резултата,

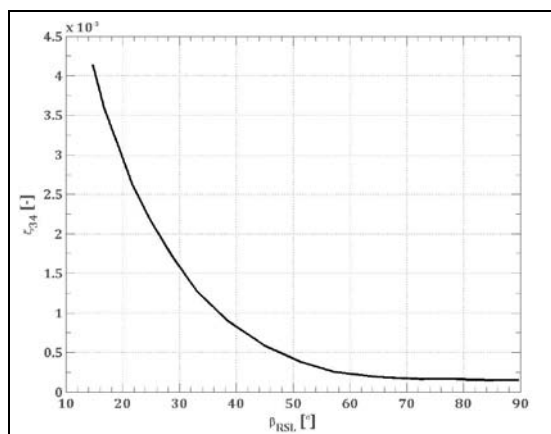
- образац Баје

$$\Delta e_{23} = \zeta_{23B} \cdot \frac{Q^2}{2\pi^2 D_3^2 b_0'^2 \rho_{3f}}, \quad (2.74)$$

где су ζ_{23B} коефицијент губитка и ρ_{3f} фактор ометања (опструкциони фактор) статорских лопатица у пресеку **3**.

2.9 Губици у статорским лопатицама

По изласку из спирале флуид пролази кроз статорске лопатице, које обликују струјни ток испред спроводног апарата, стварајући услове односиметричног униформног струјања жељене циркулације. Ова област је са стране енергетских ефеката занемарљива, па се, најчешће, њен губитак присаједињује укупном губитку спирале. Разлози за то су већ наведени у претходном поглављу, међутим, потребно је напоменути да за радијалне турбине или аксијалне турбине у којима је број статорских лопатица већи губитак се са посебном пажњом мора анализирати. За проучавани случај у овом истраживању усвојиће се осредњени коефицијент губитка, јер не постоји довољно велики број довољно поузданих резултата енергетских губитака за кружну решетку на излазу из спирале која се, при томе, састоји од различитих облика лопатица. Лопатице су релативно довољно удаљене једна од друге (слика 2.3) да би се морале посматрати појединачно за различите услове наструјавања на њих, а укупни ефекат је мали. И најдоминантнији разлог је изузетна нестационарност на излазној ивици лопатице, која је праћена великим пулзацијама притиска и флукуацијама брзине услед одвајања Карманових вртлога [124,125]. Последица овога су велике вибрације статорских лопатица, али и ефекат који вртлози имају на лопатице спроводног апарата које се налазе низструјно. Мерењем пулзације притиска за различите n_{ED} у зони само једне лопатице довољно говори о карактеру струјања, па и о евентуалној поузданости добијених експерименталних података за губитак енергије [126]. У литератури је могуће пронаћи поједине експерименталне податке, као што је зависност дата на слици 2.2, али је она применљива само за решетку састављену од истих статорских лопатица. Истовремено, приближно одређивање коефицијента губитка статорских лопатица за инжењерску употребу могуће је одредити и на основу препоруке [67] по формули $\zeta_{34} = \zeta_{45} \frac{(l/t)_{34}}{(l/t)_{45}}$.



Слика 2.2. Осредњени коефицијент губитка у функцији угла постављања статорских лопатица [127]



Слика 2.3. Изглед статорских лопатица физичког модела

2.10 Губици у спроводном апарату

Лопатични систем спроводног апарата има значајан утицај на енергетске карактеристике целокупне турбине. Његова улога је да врши регулацију протока и да ствара потребну циркулацију за остваривање радног процеса у обртном колу [2]. Истовремено врши и побољшање осне симетричности струјања у зони обртног кола. Главни разлог неравномерности струјања у зони испред обртног кола потиче од, пре свега, скретања из радијалног у аксијални правац струјања у међулопатичном простору, али и од неспособности спроводног апарата да при одређеним радним условима струјања у спирали и статорским лопатицама прилагоди струјање обртном колу. То се првенствено односи на услове при мањим отворима спроводног апарата, па је од нарочитог интереса познавање осредњених вредности параметара струјања по висини радијалног спроводног апарата у широкој области рада турбине. И поред веома важних улога, лопатице овог система чине и отпор струјању, те се не може занемарити њихов хидраулички губитак у укупном енергетском билансу турбине. Сваку лопатицу можемо посматрати појединачно и истраживати њихов утицај на узводну и низводну расподелу брзина и притисака. Међутим, иако у литератури постоје и теоријски и експериментални

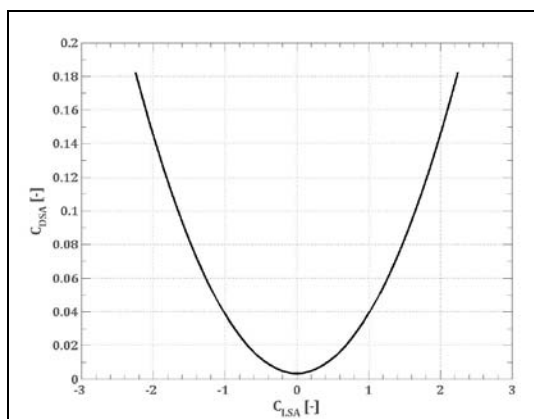
результати карактеристика ових лопатица, оне се у укупној расподели губитака енергије једне турбине морају посматрати као решетка [25,70,74,75,128-133]. Разлог томе лежи у чињеници да, пре свега, постоји њихов међусобни утицај, да постоји неравномерна расподела енергије по површини улазног пресека у спроводни апарат – и по обиму и по висини, и да губици зависе од услова наструјавања при различитим положајима лопатица.

Релативни губитак спроводног апарата могуће је приказати на два позната начина – или поступком одређивања дебљине граничног слоја и површинским интеграљењем производа карактеристичне брзине граничног слоја и тангенцијаног напона на зидовима свих z_{SA} броја лопатица

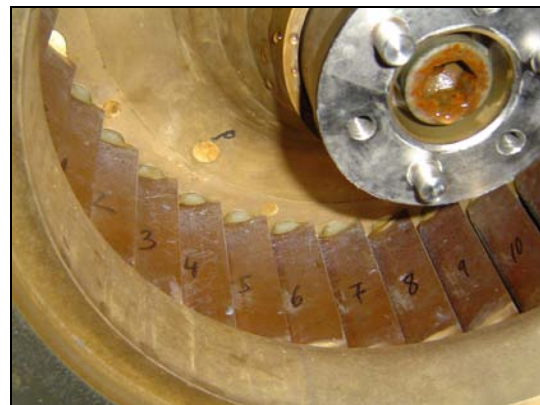
$$\delta_{L45} = \frac{z_{SA}}{\rho Q E} \left(\int_{A_{45L}} \tau_w \bar{c}_{\delta i} dA_{45L} + \int_{A_{45D}} \tau_w \bar{c}_{\delta i} dA_{45D} \right), \quad (2.75)$$

или знајући коефицијент отпора профила лопатице (слика 2.4) и улазне и излазне брзине и углове струје помоћу

$$\delta_{L45} = \frac{1}{QE} \int_0^1 c_{DSA} \frac{l}{t} \frac{c_m^2}{2 \sin^3 \beta_\infty} db^*. \quad (2.76)$$



Слика 2.4. Полара симетричног профила лопатице спроводног апарата [74]



Слика 2.5. Изглед спроводног апарата физичког модела

Релација (2.77) омогућава једноставно, али приближно одређивање релативних губитака у спроводном апарату [75]

$$\delta_{L45} = \frac{1}{2\pi^2} C_{DSA} \frac{l/t}{\left(\frac{D_{SA}}{D_1} \frac{b_{SA}}{D_1}\right)^2 \sin^3 \beta_{RSA}} Q_{ED}^2 = \zeta_{45} Q_{ED}^2. \quad (2.77)$$

Увођењем коефицијента губитка ζ_{45} на основу формуле (2.68) врши се обједињавање свих дисипативних процеса између улаза и излаза спроводног апарата, узимајући у обзир и сву неравномерност расподеле енергије у овој области. У циљу одређивања струјних губитака у спроводном апарату при различитим условима, искоришћена је компаративна анализа нумеричких резултата и постојећих експерименталних испитивања кружних решетке профила лопатица спроводног апарата (поглавље 6).

Могуће је, затим, анализирати, па и условно поделити губитке у спроводном апарату на суму губитака услед трења, улазних, ударних и излазних губитака, те би се у том случају аналитичко представљање глобалног коефицијента губитка у спроводном апарату свело на следећи израз, на основу [33]:

$$\zeta_{45} = \zeta_{45u} \left(\frac{\sin \beta_5}{\sin \beta_4}\right)^2 + \zeta_{45t} \left(\frac{\bar{c}_{45}}{\bar{c}_5}\right)^2 + \zeta_{45i} + \zeta_{45ud} \left(\frac{\sin \beta'_4 - \sin \beta_4}{\sin \beta_5}\right)^2, \quad (2.78)$$

где су редом ζ_{45u} - коефицијент локалног губитка услед конфузорског сужавања улазног струјног простора, ζ_{45t} - коефицијент губитка на трење у међулопатичном простору, ζ_{45i} - коефицијент излазног губитка и ударни коефицијент губитка ζ_{45ud} услед различитих нападних углова на профил лопатице, β_4 и β_5 - улазни и излазни углови струје, β'_4 - улазни угао при коме су „ударни“ губици минимални. Увођењем одређених претпоставки о константности односа међулопатичне брзине \bar{c}_{45} и излазне брзине \bar{c}_5 по висини лопатице, израз би постао:

$$\zeta_{45} = a + b \left(\frac{\sin \beta_5}{\sin \beta_4} \right)^2 + c \left(\frac{\sin(\beta_4' - \beta_4) \sin \beta_5}{\sin \beta_4' \sin \beta_4} \right)^2. \quad (2.79)$$

Могуће је и на другачији начин третирати ове губитке, узимајући, на пример, одвајање Карманових вртлога од статорске лопатице и њихов утицај на нестационарност губитака у области спроводног апарата, чиме би се у многоне усложнило ово истраживање.

2.11 Губици између спроводног апарата и обртног кола

Одређивању губитака енергије у области између лопатица спроводног апарата и обртног кола није се у истраживањима посвећивала велика пажња, те су и резултати оваквих истраживања веома ретки. Разлог томе стоји у чињеници да је овај безлопатични простор релативно веома кратак и у њему се одвија веома комплексно вихорно струјање, те је значајније превођење флуидне струје из радијалног у аксијални правац струјања и стварање најповољнијег облика струјања, него одређивање ионако неминовног губитка енергије. Уобичајено је да се ови губици или занемарују или сврставају у губитке спроводног апарата хидрауличне аксијалне турбине. С друге стране, многи аутори су у својим истраживањима проучавали облик струјања који настаје иза лопатица спроводног апарата [60, 62, 63, 31, 69, 70, 104, 123, 132, 134, 135]

Геометрија и основне димензије проучаваног струјног простора дати су на слици 1.5. Оно што је карактеристично је да је овај простор криволинијског конфузорског облика. Флуидна струја изразито вихорног карактера по изласку из спроводног апарата мења правац, под углом од 90°, и притиче обртном колу неравномерном расподелом брзина дуж радијуса.

У зависности од режима рада турбине, геометрије, положаја и отвора спроводног апарата, као и од облика безлопатичног простора до обртног кола, формирају се различите расподеле поља брзина вихорног струјања.

Изразито вихорно струјање настаје при мањим отворима спроводног апарата. На излазној ивици лопатице спроводног апарата неуниформна расподела брзине дуж висине лопатице настаје као резултат конструкције спирале која је уграђена у проточни тракт хидрауличне турбине.

Средњу специфичну енергију вихорног струјања у било ком оносиметричном попречном пресеку безлопатичног простора, сведену на проточну компоненту брзине за тај пресек, могуће је представити следећим изразом:

$$E_i = \frac{1}{\rho Q} \int_{A_i} \Delta p_t c_i dA_i. \quad (2.80)$$

Тада је губитак специфичне енергије између излаза из лопатица спроводног апарата и улаза у обртно коло

$$\Delta E_{56} = E_5 - E_6 = \frac{1}{\rho Q} \left(\int_{A_5} \Delta p_t c_r dA - \int_{A_6} \Delta p_t c_z dA \right). \quad (2.81)$$

Ако се у разматрање губитака уведу сви чиниоци од којих ти губици зависе, добија се следећи израз

$$f_1(\Delta E_{56}, c_{5r}, R, r, n, \nu, \Delta, \Gamma) = 0, \quad (2.82)$$

где је $n = A_5/A_6$ однос површина улазног и излазног конфузорског пресека. Након димензијске анализе губитак специфичне енергије вихорног струјања је

$$\Delta E_{56} = f_2(\text{Re}_5, \delta, \Omega_5, R, r, n) \cdot \frac{\bar{c}_{5r}^2}{2} = \zeta'_{56} \cdot \frac{\bar{c}_{5r}^2}{2}, \quad (2.83)$$

односно на основу релације (2.68) релативни губитак се може приказати као

$$\delta_{L56} = \frac{\Delta E_{56}}{E} = \zeta_{56} Q_{ED}^2, \quad (2.84)$$

где су: ζ_{56} - коефицијент губитка вихорног струјања у безлопатичном простору између спроводног апарата и обртног кола и Ω_5 - параметар вихорног струјања на улазу у посматрани простор, који је одређен релацијом:

$$\Omega_5 = \frac{Q}{R_5 \bar{\Gamma}_5} = \frac{\left(2\pi R_5 \int_0^{b_{SA}} c_r db \right)^2}{4\pi^2 R_5^3 \int_0^{b_{SA}} c_u c_r db} = \frac{\left(\int_0^{b_{SA}} c_r db \right)^2}{R_5 \int_0^{b_{SA}} c_u c_r db}. \quad (2.85)$$

Вихорно струјање у међулопатичном простору квантитативно описују следеће релације, реферисане за улазни пресек овог дела, тј. излаз из спроводног апарата:

- средња радијална брзина $\bar{c}_{5r} = \frac{Q}{2\pi R_5 b_{SA}} = \frac{1}{b_{SA}} \int_0^{b_{SA}} c_r db,$ (2.86)

- Рејнолдсов број $Re_5 = \frac{\bar{c}_{5r} \cdot D_{5h}}{\mu} = \frac{\bar{c}_{5r} \cdot 4\pi R_5 b_{SA}}{(2\pi R_5 + b_{SA})\mu},$ (2.87)

- момент струјања у обимском правцу $M_{c_{5u}} = 2\pi \rho R_5^2 \int_0^{b_{SA}} c_u c_r db,$ (2.88)

- момент аксијалног струјања $K_{c_{5r}} = 2\pi \rho R_5 \int_0^{b_{SA}} c_r^2 db,$ (2.89)

- момент средње радијалне брзине струјања $K_{\bar{c}_{5r}} = 2\pi \rho R_5 b_{SA} \bar{c}_{5r}^2,$ (2.90)

- вихорни број $S_5 = \frac{M_{c_{5u}}}{R_5 K_{c_{5r}}} = \frac{\int_0^{b_{SA}} c_u c_r db}{\int_0^{b_{SA}} c_r^2 db},$ (2.91)

- Бусинесков коефицијент $C_{\beta_5} = \frac{K_{c_{5r}}}{K_{\bar{c}_{5r}}},$ (2.92)

- специфична енергија струјања у обимском правцу

$$\bar{E}_{c_{5u}} = \frac{1}{2} \frac{\int_0^{b_{SA}} c_u^2 c_r db}{\int_0^{b_{SA}} c_r db}, \quad (2.93)$$

- специфична енергија струјања у радијалном правцу

$$\bar{E}_{c_{5r}} = \frac{1}{2} \frac{\int_0^{b_{SA}} c_r^3 db}{\int_0^{b_{SA}} c_r db}, \quad (2.94)$$

- интензитет вихорног струјања $\theta_5 = \frac{\bar{e}_{c_{5u}}}{\bar{e}_{c_{5r}}} = \frac{\int_0^{b_{SA}} c_u^2 c_r db}{\int_0^{b_{SA}} c_r^3 db}, \quad (2.95)$

- вихорни интензитет $I_5 = \frac{M_{c_{5u}}}{D_5 K_{\bar{c}_{5r}}} = \frac{\int_0^{b_{SA}} c_u c_r db}{2b_{SA} \bar{c}_{5r}^2}. \quad (2.96)$

Расподелу губитака у овој безлопатичној области могуће је дати у функцији промене свих горе поменутих параметара, поготову ако се има у виду да ови параметри могу бити генерисани за различите конструкције узводних делова турбине.

2.12 Губици у обртном колу

Структура струјања у претходно описаном безлопатичном делу је кључна за пројектовање геометрије обртног кола. Добро профилисане лопатице омогућују висок степен искоришћења обртног кола, међутим, његовим опструјавањем реалним вискозним флуидом долази до умањења хидрауличне енергије. Да би се такво умањење могло квантификовати, потребно је познавати геометријске карактеристике профила од којих је обртно коло састављено и услове струјања, јер оно директно доводи до

расподеле губитака енергије по профилу у решетки на било ком пречнику обртног кола. Међутим, тешкоћу у таквој расподели представљају мерења брзина и притисака по контури профила на читавом обртном колу. Бројна истраживања [33, 139], како теоријска тако и експериментална, покушала су да дају опште закључке, међутим ни до данас универзално решење није пронађено.

Губитак енергије у обртном колу у општем случају могуће је представити разликом енергија на улазу и излазу покретне профилне решетки, односно у ротирајућем координатном систему, те је на основу израза (2.68) релативни губитак у обртном колу

$$\delta_{L67} = \frac{\Delta E_{67r}}{E} = \zeta_{67} Q_{ED}^2. \quad (2.97)$$

У зависности од нивоа жељене тачности, постоје различити приступи одређивању губитака у обртном колу. Општи је закључак да се укупни губитак у обртном колу може поделити на губитке дефинисане за

- оптимум и
- ван оптимума,

а да се ови условно могу поделити на:

- профилне губитке,
- секундарне губитке,
- ударне губитке,
- губитке на излазној ивици лопатице,
- губитке у зазору између лопатица и кућишта и лопатица и главчине,
- остале губитке.

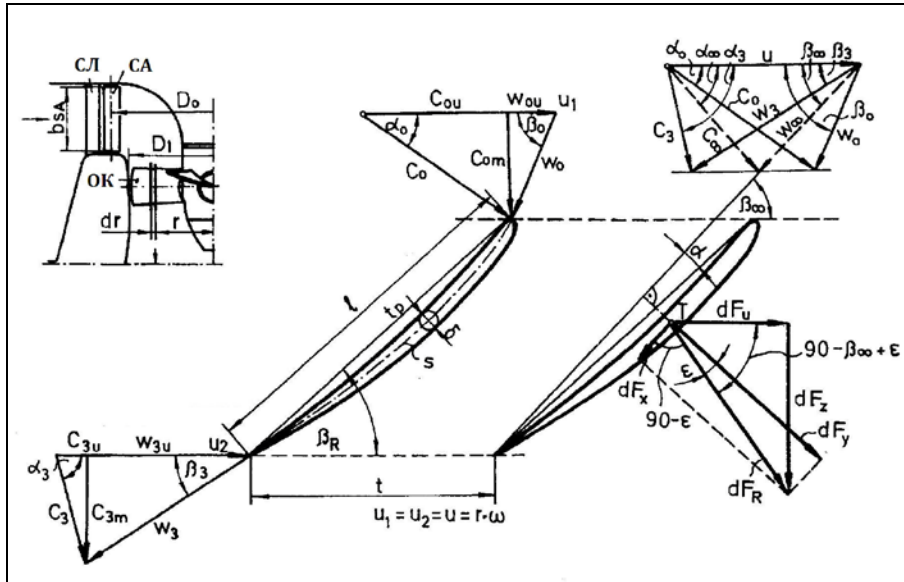
Овде се намеће питање зашто говорити о условној подељености? Један од одговора би био – зато што сви ови губици настају истовремено и у међусобној су интеракцији, па строга подела не постоји.

Постоји мање груба подела на профилне губитке у које су сврстани ударни, излазни и губици на трење и на секундарне губитке. Мада су неки од истраживача сврставали ударне и губитке на излазној ивици лопатице у профилне, а губитке услед постојања зазора у секундарне губитке, циљ овог рада је да што је могуће прецизније препозна, квалификује и квантификује појединачне (профилне и секундарне) губитке енергије у обртном колу и нађе њихову прераспodelу унутар губитка у самом колу, као и у укупном енергетском губитку хидрауличне аксијалне турбине.

Губици у обртном колу, уопштено говорећи, зависе од геометрије струјног простора и услова струјања, односно, следећи карактеристични параметри (слика 2.6) од којих зависе појединачни губици су:

1. геометрија струјног простора

- улазни угао профила лопатице β_1 ,
- излазни угао профила лопатице β_2 ,
- корак решетке t ,
- дужина тетиве профила лопатице l ,
- висина лопатице (растојање од корена до врха лопатице у радијалном правцу),
- расподела дебљина профила лопатице δ ,
- дужина и облик скелетнице s ,
- финеса профила f_p ,
- ширина проточног пресека обртног кола,
- облик улазне ивице лопатице,
- заобљеност врха лопатице (уз кућиште),
- заобљеност корена лопатице (уз главчину),
- горњака и доњака профила лопатице,
- дебљина и облик излазне ивице лопатице,
- величина зазора \bar{s} ,
- хрпаваост површине лопатице Δ ,



Слика 2.6 Права профилна решетка

2. услови струјања

- Рејнолдсов број Re ,
- апсолутни α_0 и релативни β_0 угао брзине струјања на улазу у обртно коло,
- апсолутни α_3 и релативни β_3 угао брзине струјања на излазном пресеку лопатице,
- расподела вектора брзина на улазу и излазу из лопатице,
- гранични слој,
- расподела притиска на улазу и излазу из лопатице, као и по самој лопатици и у међулопатичном простору,
- угловно струјно скретање флуида на улазу у обртно коло,
- угловно струјно скретање флуида на излазу из обртног кола,
- нападни угао .

2.12.1 Анализа струјања испред и иза обртних кола аксијалних хидрауличних турбина у циљу аналитичког представљања меридијанске и обимске компоненте апсолутне брзине

Стварну расподелу енергетских величина (брзина и притиска) по радијусу једино је могуће одређивати прецизним мерењима поштујући при томе њихову мерну несигурност. Други, савремени приступ је нумеричким решавањима општих једначина механике флуида, што ће се у каснијем делу рада показати. Усавршавањима мерних техника и уређаја, поготову за брзинска поља у води, брзине и притисци у било којој тачки струјног простора постају тачнија, али је цена таквих испитивања скупља, а и могућност њихове примене нерентабилна. Аутор овог истраживања је, на основу доступних података из радова других истраживача, упознат са најсавременијим методама мерења главних „носилаца“ енергије и са чињеницом да се одређивање енергетских губитака у турбинама обавља на скупоценим инсталацијама са водом као радним флуидом. Међутим, аутор напомиње да се мора имати у виду да су моделска испитивања изузетно скупа и да су својом ценом многоструко превазишла буџет овог истраживања. Стога је приоритет овог истраживања био на страни анализе глобалних енергетских параметара, добијених експерименталним путем, и многобројних теоријских и нумеричких разматрања.

Уопштено говорећи, изразито вихорно струјање на улазу у обртно коло узрокује слабо до изразито вихорно струјање иза обртних кола реакцијских аксијалних хидрауличних турбина. При пројектовању обртних кола за оптималне режиме усваја се да су апсолутне брзине по радијусу излаза из обртног кола саосне оси обртања кола, односно струјање је безвихорно. Међутим, у ванпрорачунским, ваноптималним режимима, поготову при пропелерном раду турбине, струјање је вихорно и као такво улази у низводни струјни простор (сифон). На основу аналогије и описане методологије у поглављу 2.11, могуће је различитим параметрима

окарактерисати вихорно струјање на улазу и излазу из обртног кола. Аутор овог рада се определио за параметар вихорног струјања Ω_i за сваки од изабраних i -тих пресека као релевантну интегралну величину која ваљано квантификује и квалификује струјне услове, и да је помоћу њега могуће одредити и момент обртног кола следећим изразом:

$$M = \frac{\rho Q^2}{D_1 \pi} \left(\frac{1}{\Omega_6} - \frac{1}{\Omega_7} \right). \quad (2.98)$$

Довољно далеко од излазне ивице обртног кола, а опет близу да се може сматрати да је утицај обртног кола најдоминантнији сматра се да је апсолутна брзина c_7 непрекидна функција по радијусу $c_7 = f(r)$. Истовремено, брзина \underline{c}_7 у цилиндричним координатама се састоји од $\underline{c}_7 = \underline{c}_{7z} + \underline{c}_{7r} + \underline{c}_{7u}$. Меридијанска брзина \underline{c}_{7m} представља векторски збир аксијалне \underline{c}_{7z} и радијалне \underline{c}_{7r} компоненте апсолутне брзине и обично се радијална компонента као мала занемарује, међутим у овом истраживању иста ће бити разматрана. Овде је реч, наравно, о временски осредњеним величинама при једном режиму рада.

Реалност поља стварних величина брзина и притисака испред и иза обртног кола је таква да је оно изразито нестационарно [134-142]. Разлог нестационарности, нерегуларности и турбуленције лежи у чињеници да се струјање обавља у ротирајућем простору са коначним бројем лопатица, а то условљава веома велике варијације у расподели брзина и притисака у зони између лопатица по сваком обртају у јединици времена. Одређивање губитака при нестационарном турбулентном режиму струјања представља веома комплексан задатак, па се утицај нестационарности на проучавање глобалних енергетских губитака у даљем истраживању занемарује.

Теоријски конципирано и практично применљиво у прелиминарним прорачунима обртних кола турбина могуће је усвојити да је меридијанска брзина константна по попречном пресеку улаза и излаза из обртног кола и да се обимска компонента апсолутне брзине расподељује по закону

константног вихора. Међутим, у литератури [31, 143-149] постоји неколико модела вихорног струјања којима се расподељују карактеристичне брзине и притисци, које је могуће користити при анализи струјања хидрауличних турбина у оптималним и ваноптималним режимима струјања, те се у наставку даје њихов кратак преглед.

Ранкин:

$$c_u(r) = \frac{\Gamma}{2\pi r}, \quad c_m(r) = \bar{c}_m, \quad p(r) = \frac{\rho\Gamma}{8\pi^2 r_h^2} \left(2 - \frac{r_h^2}{r^2} \right), \quad (2.99)$$

Нат-тип:

$$c_u(r) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{r}{r_h^2 + r^2}, \quad c_m(r) = c_{ma} - \frac{(c_{ma} - \bar{c}_m)\Gamma}{\bar{\Gamma}} \cdot \frac{r^2}{r_h^2 + r^2},$$

$$p(r) = \frac{\rho\Gamma}{8\pi^2 r_h^2} \cdot \frac{r^2}{r_h^2 + r^2}, \quad (2.100)$$

Бургер (Гаус):

$$c_u(r) = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left(1 - \exp\left(-\frac{r^2}{r_h^2}\right) \right),$$

$$c_m(r) = c_{ma} - \frac{(c_{ma} - \bar{c}_m)\Gamma}{\bar{\Gamma}} \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{r^2}{r_h^2}\right) \right), \quad (2.101)$$

$$p(r) = \frac{\rho\Gamma}{8\pi^2 r_h^2} \cdot \left[2\ln 2 - \frac{r_h^2}{r^2} \left(1 - \exp\left(-\frac{r^2}{r_h^2}\right) \right)^2 + 2 \left(Ei\left(-\frac{r^2}{r_h^2}\right) - Ei\left(-2\frac{r^2}{r_h^2}\right) \right) \right],$$

Фолер (Лајбович, Алексенко):

$$c_u(r) = \frac{K_{FL}}{r} \left(1 - \exp(-\alpha_{FL} r^2) \right), \quad c_m(r) = c'_m - c''_m \exp(-\alpha_{FL} r^2), \quad (2.102)$$

Сузан Ресига и др.:

$$c_u(r) = \Omega_{SR0} r + \Omega_{SR1} \frac{r_1^2}{r} \left(1 - \exp\left(-\frac{r^2}{r_1^2}\right) \right) + \Omega_{SR2} \frac{r_2^2}{r} \left(1 - \exp\left(-\frac{r^2}{r_2^2}\right) \right),$$

$$c_m(r) = c'_m + c''_m \exp\left(-\frac{r^2}{r_1^2}\right) + c'''_m \exp\left(-\frac{r^2}{r_2^2}\right), \quad (2.103)$$

Етинберг :

$$c_u(r) = \frac{1}{r} \left[(r^2 + A_E(r) r \operatorname{ctg} \beta_3) \omega - B_E(r) r \operatorname{ctg} \beta_7 Q \right]$$

$$c_m(r) = A_E(r) \omega - B_E(r) Q$$

$$A_E(r) = \left(\frac{R_1^2 - r_0^2}{\ln\left(\frac{R_1^2 + m^2}{r_0^2 + m^2}\right)} \frac{1}{r^2 + m^2} - 1 \right) m, \quad (2.104)$$

$$B_E(r) = \frac{1}{\pi (r^2 + m^2) \ln\left(\frac{R_1^2 + m^2}{r_0^2 + m^2}\right)}$$

$$m = r \cdot \operatorname{tg} \beta = \frac{Q_\wedge}{(R_1^2 - r_0^2) \pi \cdot \omega_\wedge}$$

Бенишек:

$$p(r) = p_w - \frac{1}{8\pi^2} \cdot a_B \cdot \left(\frac{Q}{R_1 \bar{\Gamma}} \right)^{b_B} \cdot \frac{\bar{\Gamma}^2}{r^2}. \quad (2.105)$$

На основу претходних зависности струјних параметара могуће је пре свега урадити прелиминарно профилисање лопатица у фази индиректног задатка прорачуна турбинских кола, а затим нумеричким симулацијама и испитивањима вршити оптимизацију геометрије обртног кола. Добро познавање његових улазних струјних параметара уз познавање очекиваних, пројектованих излазних величина, задовољава се услов остваривања момента обртног кола турбине, али се и ствара предуслов за прорачун губитака у њему.

2.12.2 Методологија одређивања губитака енергије у обртном колу

Теоријски посматрано, струјање флуида кроз закривљени међулопатични простор обртног кола би требало да буде конгруентно, тј. струјање би требало да прати лопатичну површину. Оно би требало да је уравнотежено у правцу нормалном на површину лопатице између запреминске центрипеталне силе дуж струјнице и промене притиска нормално на струјницу од области вишег до области нижег притиска. Међутим, у међулопатичном простору се одвија струјање са неуниформисаним профилем брзина и притисака. Нерегуларности у струјању настају због:

- постојања зазора између кућишта и лопатица обртног кола, као и између главчине и лопатице кроз које флуид са притисне стране укосо струји ка процепу; овакво струјање ремети струјање по цилиндричним струјним површинама,
- појаве секундарних струјања у струјном простору између лопатица обртног кола аксијалне турбине,
- сложених струјања која настају у угловима између лопатица и зидова кућишта или главчине стварајући суперпозицију два гранична слоја – тзв. угаона струјања.

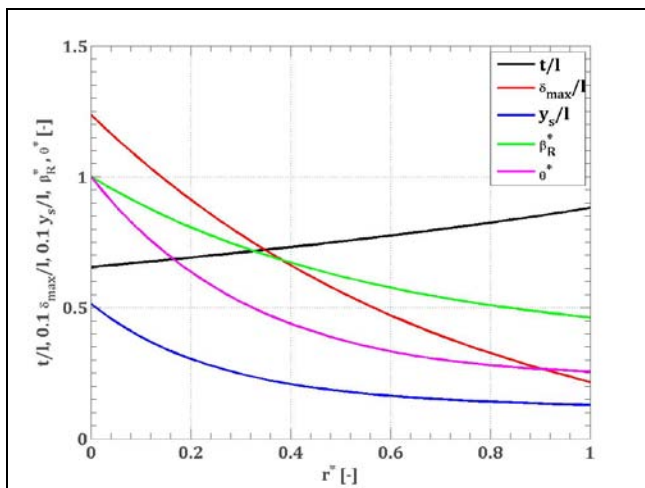
Све описане нерегуларности у струјању стварају услове да се укупни хидраулични губитак струјне енергије на произвољном радијусу обртног кола представи као сума тзв. **профилног и секундарног (допунског) губитка**, те је укупни релативни губитак у области обртног кола

$$\delta_{L67} = \frac{\pi}{QE} \int_{r_h}^{R_1} (\zeta_{67p} + \zeta_{67s}) w_m^3 r dr = \zeta_{67} Q_{ED}^2. \quad (2.106)$$

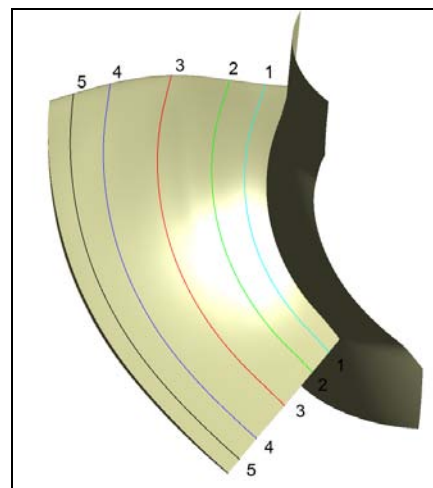
Коефицијент губитка профила у решетки могуће је на основу силе отпора у правцу бескрајносне брзине изразити следећом релацијом

$$\zeta_{67p} = C_D \frac{l}{t} \frac{1}{\sin \beta_{67\infty}} \left(\frac{w_{67\infty}}{w_{6m}} \right)^2 = C_D \frac{l}{t} \frac{1}{\sin^3 \beta_{67\infty}}. \quad (2.107)$$

Стварне вредности коефицијената губитака енергије ζ_{67p} или коефицијената профилних отпора C_D у решетки обртног кола аксијалне хидрауличне турбине одређују се експерименталним путем [105, 150-152], при чему се решетка састоји из изабраних геометријских облика профила, а при испитивању се мењају следећи услови: нагиб β_R и релативни корак t/l решетки и нападни угао α . Међутим, претходно наведене коефицијенте могуће је одредити и рачунским путем на основу бројних метода познатих у литератури [28, 31, 65, 66, 68, 72, 73] за прорачун турбулентног граничног слоја правих профилних решетки, заснованих на релацији (2.66).



Слика 2.7 Расподела појединих релативних геометријских параметара профила дуж радијуса лопатице обртног кола



Слика 2.8 Изглед лопатице обртног кола

Проблему одређивања секундарних губитака у турбомашинама посвећена су бројна истраживања [153-160], међутим рад који даје аналитичко решење секундарних губитака у обртном колу аксијалних хидрауличних турбина у зависности од параметара кола и од режима рада турбине је рад Војташевског [64].

Укупни секундарни губитак обртног кола E_{LSR} одређује се на основу параметара средњег цилиндричног пресека на радијусу $r_{sr} = 0,25(D_1 + d_h)$, помоћу израза

$$E_{LSR} = C_{DsR} \left(\frac{l}{t} \frac{w_\infty^2}{2 \sin \beta_\infty} \right)_{sr} = \frac{\pi}{Q} \int_{R_h}^{R_1} \zeta_{67s} w_m^3 r dr . \quad (2.108)$$

Студије урађене на тему расподеле секундарних губитака дуж радијуса, а чији се закључци налазе у [2], показују да је коефицијент локалног секундарног отпора променљива величина дуж радијуса обртног кола и да се њене максималне вредности налазе управо на профилима уз главчину и кућиште. Експериментална истраживања показују да удаљавајући се од области доминантних секундарних губитака, коефицијенти локалног секундарног губитка постају све мањи, тако да су у зони $r_h + 0,2l_h < r < R_1 - 0,2l_s$ занемарљиво мали. Узимајући у обзир ту чињеницу могуће је поставити овакву аналитичку зависност:

$$\frac{\zeta_{67s}}{\zeta_{smax}} = a \exp\left(-b \frac{r}{R_1}\right) + c \exp\left(d \frac{r}{R_1}\right), \quad (2.109)$$

где се коефицијенти a, b, c и d одређују на основу геометрије обртног кола, а из услова зоне нултих вредности секундарних губитака и претпоставке да су максимални секундарни губици једнаки уз главчину и кућиште, и да зависе од режима рада. Тако је и на основу (2.108) и (2.109)

$$\zeta_{smax} = \frac{QC_{DsR} \left(\frac{l}{t} \frac{w_\infty^2}{2 \sin \beta_\infty} \right)_{sr}}{\pi \int_{R_h}^{R_1} \left(a \exp\left(-b \frac{r}{R_1}\right) + c \exp\left(d \frac{r}{R_1}\right) \right) w_m^3 r dr}, \quad (2.110)$$

где су: C_{DsR} - коефицијент секундарног отпора обртног кола, индекс sr означава величине које се односе на средњу цилиндричну струјну површ обртног кола, индекс s - означава секундарни губитак.

Војташевски је извео израз за одређивање коефицијента секундарних губитака обртног кола у облику [31]:

$$C_{DsR} = \frac{B}{\lambda_m} \left(1 + \frac{250(\bar{s} / D_1)}{1 - d_h^*} \right) \left(1 + \frac{1}{4} \frac{l}{t} C_L \cos \beta_\infty \right) C_{Lsr}^2, \quad (2.111)$$

где су: $B = 0,005$ - осредњени коефицијент добијен испитивањем турбина различитих брзоходости, λ_{sr} - релативна дужина лопатица обртног кола $\lambda_{sr} = (D_1 - d_h) / 2l_{sr}$, l_{sr} - дужина профила на радијусу r_{sr} , \bar{s} - зазор између кућишта и лопатице и $d_h^* = d_h / D_1$ - бездимензијски пречник главчине.

Величина зазора \bar{s} између лопатица обртног кола и оклопа обртног кола има изузетно важан утицај на хидраулички степен корисности. Због тога је изузетно важно одредити праву вредност зазора како код модела тако и код прототипа. Мерење зазора на једном месту профила лопатице уз кућиште обртног кола не може се прихватити као права меродавна величина. Такође, мерења минималног зазора не могу се прихватити за меродавне због чињенице да величине максималних зазора, који имају већи утицај на смањење хидрауличног степена корисности, нису узети у обзир. Зато се средњи зазор између лопатица обртног кола и оклопа обртног кола турбине одређује мерењем зазора између периферне ивице лопатица обртног кола и сферног дела оклопа обртног кола у више мерних тачака на свим лопатицама, за већи број положаја обртног кола и већи број закретања лопатица кола. Средњи зазор између лопатица и оклопа обртног кола $\bar{s}_{\beta_{OK}}$, при једном углу радног кола $\beta_{OK} = const$, одређује се по формули:

$$\bar{s}_{\beta_{OK}} = \frac{1}{z_R \cdot m \cdot n} \sum_{k=1}^n \left[\sum_{i=1}^z \left(\sum_{j=1}^m s_j \right)_i \right]_k = \frac{1}{36m} \sum_{k=1}^6 \left[\sum_{i=1}^6 \left(\sum_{j=1}^m s_j \right)_i \right]_k \quad (2.112)$$

где су: s_j - измерени зазор између периферне ивице лопатице и сферног дела оклопа обртног кола, m - број мерних тачака у зони сферног дела

оклопа кола, који зависи од угла β_{OK} , n - број положаја кола, z_R - број лопатица обртног кола.

Средњи зазор радног кола \bar{s} , за p угловних положаја закретања лопатица, одређује се према формули:

$$\bar{s} = \frac{1}{p} \sum_{e=1}^p (\bar{s}_{\beta_{OK}})_e, \quad (2.113)$$

На основу претходно изнесеног, могуће је израз (2.106) приказати као

$$\delta_{L67} = \frac{\pi}{QE} \int_{r_h}^{R_1} (C_D + C_{Ds}) \frac{l}{t} \frac{w_m^3}{\sin^3 \beta_{67\infty}} r dr, \quad (2.114)$$

где су:

$$C_{Ds} = \zeta_{s\max} \left(a \exp\left(-b \frac{r}{R_1}\right) + c \exp\left(d \frac{r}{R_1}\right) \right) \frac{t}{l} \frac{2 \sin^3 \beta_{\infty}}{w_m^2} \quad (2.115)$$

и

$$\zeta_{s\max} = \frac{Q \frac{B}{\lambda_{sr}} \left(1 + \frac{250(\bar{s}/D_1)}{1-d_h^*} \right) \left(1 + \frac{1}{4} \frac{l}{t} C_L \cos \beta_{\infty} \right) C_{Lsr}^2 \left(\frac{l}{t} \frac{w_{\infty}^2}{2 \sin \beta_{\infty}} \right)_{sr}}{\pi \int_{R_h}^{R_1} \left(a \exp\left(-b \frac{r}{R_1}\right) + c \exp\left(d \frac{r}{R_1}\right) \right) w_m^3 r dr}. \quad (2.116)$$

2.12.3 Одређивање коефицијента B у изразу за коефицијент секундарних губитака C_{DsR} обртног кола

Иако је за коефицијент B у изразу (2.111) предложена константна осредњена вредност, због различитих услова струјања при различитим положајима лопатица обртног кола, условљена је и промена узгонског коефицијента, те се логично поставило питање променљивости коефицијента B . Њега је могуће одредити на основу моделских испитивања

турбине (високе тачности) и анализе струјања кроз обртно коло модела турбине.

За различите радне режиме, одузимањем профилних губитака од укупних губитака у обртном колу конкретне геометрије, добијају се укупни секундарни губици E_{LSR} . Анализом струјања кроз обртно коло модела турбине у циљу одређивања бескрајносне брзине $w_{\infty SR}$, угла бескрајносне брзине $\beta_{67\infty SR}$ за средњи профил обртног кола могуће је одредити коефицијент B , познајући при томе карактеристике профила дуж радијуса од којих је састављена лопатица.

Бескрајносна брзина за средњи профил $\beta_{67\infty SR}$ је:

$$ctg\beta_{67\infty SR} = \left(\frac{u - 0,5(c_{6u} - c_{7u})}{0,5(c_{6m} + c_{7m})} \right)_{SR} = \left(\frac{c_{6m} ctg\beta_6 + c_{7m} ctg\beta_7}{c_{6m} + c_{7m}} \right)_{SR}. \quad (2.117)$$

Расподеле брзинских поља испред и иза обртних кола, уколико не постоје експериментална истраживања, могуће је одредити на основу израза (2.99 – 2.104), савременим нумеричким прорачунима применом појединих турбулентних модела, или, приближно, како је предложено у раду [91], на основу израза:

$$c_{6msr} = \frac{4Q_{ED}\sqrt{E}}{\pi(1-d_{gl}^{*2})} \text{ и } c_{7usr} = \left(c_{6u} - \frac{\sqrt{E}\eta_h}{n_{ED}r^*} \right)_{SR}. \quad (2.118)$$

Коефицијент узгона за средњи профил лопатице обртног кола C_{LSR} добија се или на основу експерименталних испитивања решетке конкретних профила, или, приближно, на основу Бауерсфелдове једначине која након увођења фактора n_{ED} и Q_{ED} постаје:

$$C_{LSR} = 30 \left(\frac{t}{l} \right)_m \frac{\eta_h(1-d_h^{*2})}{r_m^* n_{ED} Q_{ED}} \left[\frac{\sin\beta_{67\infty}}{1 - ctg\beta_{67\infty} tg\varepsilon} \right]_{SR} \quad (2.119)$$

Из теорије правих профилних решетки познато је да је ε угао између узгонске компоненте и укупне резултанте силе која делује на профил опструјавањем радног флуида (слика 2.4), али и да је

$$\operatorname{tg}\varepsilon(r) = \frac{C_D(r)}{C_L(r)} = \frac{1}{f_p(r)} = f(r, l, \delta_{\max}, y_{s\max}) , \quad (2.120)$$

где су: f_p финеса профила, δ_{\max} максимална дебљина профила и $y_{s\max}$ максимална стрела скелетнице.

Најмање познато у светској литератури, у радовима других истраживача и конструктора обртних кола, је расподела финеса профила f_p и узгонског коефицијента C_L по радијусу обртног кола. Разлог томе лежи у чињеници да финеса профила у већини случајева представља умешност пројектанта и пословну тајну фирми које се баве производњом хидрауличних турбина с једне стране, и веома комплексном проблему одређивања узгонског коефицијента с друге стране.

У случају непознавања експерименталних резултата профила, вредност $\operatorname{tg}\varepsilon_{sr} = \left(\frac{C_D}{C_L}\right)_{sr}$ могуће је одредити узимањем статистичких вредности за C_{Dsr} [2] према изразу:

$$10^2 C_{Dsr} = \left[1,86 - 1,510 \frac{l}{t} - 0,789 C_L + 0,765 \frac{l}{t} C_L + 0,462 \left(\frac{l}{t}\right)^2 + 0,320 C_L^2 \right]_{sr} . \quad (2.121)$$

За профиле од којих је састављено обртно коло аксијалних турбина могуће је, по аналогији коју је Флајдерер [161] дао за пумпна аксијална кола, поставити зависност

$$\operatorname{tg}\varepsilon(r) = a_r + b_r \left(\frac{\delta_{\max}}{l}\right)_r + c_r \left(\frac{y_{s\max}}{l}\right)_r . \quad (2.122)$$

У оквиру овог истраживања, а на основу анализе експерименталних података за карактеристике решетки профила од којих је састављена лопатица обртног кола једне турбине, резултата добијених нумеричким симулацијама, као и решавањем претходних једначина, одређене су вредности коефицијента B за широку област радних режима и приказане у поглављу 6.

2.13 Губици у сифону

Струјни услови на излазу из обртног кола дефинишу почетне услове за струјање и прорачун губитака у сифону. Сифон је по својој конструкцији веома комплексан, а степен неравномерности струјног поља у његовим и подужним и попречним пресецима веома висок. Конструктивни и струјни услови узрокују веома сложене механизме настајања губитака у њему, па је, за широку област пропелерних и комбинаторских режима рада турбине њихово дефинисање, лоцирање и класификовање веома тешко. У ранијим истраживањима укупни губици сифона су подељени на тзв. *унутрашње и излазне губитке*. Излазни губици су интересантни са становишта укупних губитака постројења у коме је турбина уграђена, међутим у овом истраживању разматрају се само укупни унутрашњи губици. Немогућност потпуне хомоложности модела и главног извођења, као и значајна неуниформност брзинског поља на излазу из сифона, представљају потешкоћу примене резултата излазних (Борда-Карно) губитака добијених моделским испитивањима, при прерачунавању резултата на прототип, поштујући теорију сличности. Условно је, у зависности од брзинског и поља притиска на улазу у сифон (пресек 7 слика 1.7), могуће поделити унутрашње губитке на: губитке услед аксијалног струјања и вихорне губитке. Теоријски посматрано, а у складу са циљем пројектовања турбина, брзинско поље на излазу из обртног кола требало би да буде хомогено, без обимских компонената и са униформним (константним по пресеку) пољем

меридијанских компонената апсолутне брзине. Реална струјна поља су ипак нехомогена, па и осно несиметрична. На основу тога и са теоријског и са експерименталног становишта, постоје покушаји да се и овакви губици што више рашчлане. Један од приступа раздвајања појединачних узрочника губитака у сифону и њихово рачунање потиче од руских истраживача [18,31,62,63,73,75], где је укупни релативни сифонски губитак дат сумом појединачних, и то следећом релацијом:

$$\delta_{L78} = (1 - \eta_{SIF}) \alpha_7 \frac{c_m^2}{2} + \delta_{L78cir} + \delta_{L78m} + \delta_{L78av} + \delta_{L78a}. \quad (2.123)$$

У релацији (2.123) сви дати појединачни релативни губици реферишу се за улазни пресек сифона, те су:

- степен корисности сифона $\eta_{SIF} = \frac{2 \cdot \Delta p_d}{\rho \alpha_7 c_{7m}^2} \quad (2.124)$

- циркулациони губици $\delta_{L78cir} = \frac{1}{2} \int_0^1 (\omega r - c_m \operatorname{ctg} \beta)_7^2 dr^* \quad (2.125)$

- услед неравномерности меридијанске брзине

$$\delta_{L78m} = \frac{1}{2} \int_0^1 (c_m - c_{sr})^2 dr^* \quad (2.126)$$

- аксијални вихорни губици $\delta_{L78av} = K_{av} \frac{(\omega r^2 - r c_m \operatorname{ctg} \beta)_7^2}{2} \quad (2.127)$

- губици услед занешења струје на излазној ивици лопатице

$$\delta_{L78a} = \frac{1}{24Q} \int_0^1 \frac{(\Delta c_7')^2 + (2\Delta e_7 \Delta c_{ma})}{c_m} dr^* \quad (2.128)$$

Губитке у криволинијском сифону могуће је разматрати и као зависности појединих, по месту настанка, губитака у односу на услове струјања на његовом улазу. Међутим, основни разлог сложености при одређивању расподеле губитака, као и у настављању поремећаја улазног профила брзина, управо је геометрија сифонског струјног простора. Праволинијски дифузор на његовом улазу, затим дифузорски облик кривине, прелаз из кружног у правоугаони попречни пресек, постојање разделног зида

узрокују веома сложену структуру струјања. Могућност појаве инерцијског одлепљивања струје, стварање здраве и вртложне области струјања и присуство секундарних струјања услед инерцијских сила у попречном пресеку су разлози за немогућност уопштавања свих губитака у свим радним режимима турбине. Стога, по аналогији са деловима турбине приказаним у претходним поглављима, најпоузданије одређивање укупних сифонских губитака могуће је одређивањем његових интегралних параметара у функцији неког од параметара вихорног струјања на његовом улазу, што је за инжењерску праксу најсврсисходније, па је

$$\delta_{L78} = \zeta_{78} Q_{ED}^2. \quad (2.129)$$

За интегрални параметар струјања на улазу у сифон најповољније је изабрати параметар вихорног струјања Ω_7 , а затим у односу на њега дати и функционалну зависност коефицијента губитка ζ_{78} . Параметар вихорног струјања на улазу у сифон дефинише се помоћу релације (2.130), где су R_7 полупречник улазног пресека у сифон, $\bar{\Gamma}_7$ осредњена циркулација и Q проток кроз турбину:

$$\Omega_7 = \frac{Q}{R_7 \bar{\Gamma}_7}. \quad (2.130)$$

Оптимизационе могућности у циљу смањења губитака у сифону постоје. Међутим, конфигурација терена и конструктивна решења постројења, а понајвише узводна струјања настала од улаза у турбину до излаза из обртног кола диктирају геометрију сифона. Бројна истраживања у криволинијским сифонима [56,162-189] упућују на значај овог дела проточног простора разних врста хидрауличних турбина.

У овом истраживању акценат је стављен на одређивање утицаја глобалних интегралних параметара на расподелу губитака у сифону за различите режиме рада, мада је могуће, на основу датих анализа и детаљних експерименталних одређивања струјних поља, извршити и поступак раздвајања на поједине губитке.

3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА ИСТРАЖИВАЊА

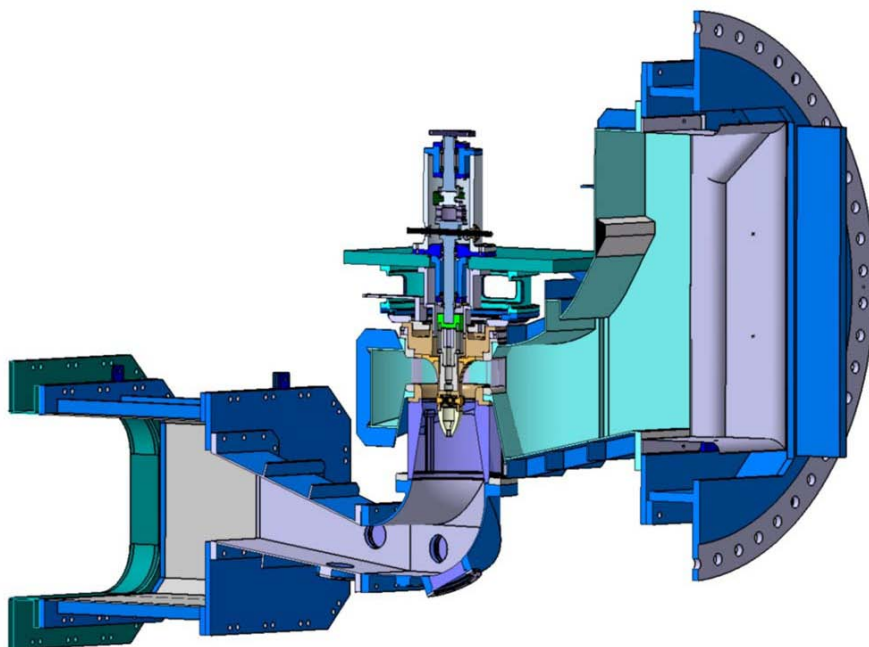
Разоткривање и разјашњење феномена енергетских губитака у аксијалним хидрауличним турбинама у широкој области пропелерних и комбинаторских радних режима, провера теоријских поставки и њихових математичких формулација, као и добијање одређених емпиријских зависности, захтева опсежна експериментална испитивања. Резултати експерименталних истраживања су драгоцени онолико колико су детаљни и свеобухватни. Аутор овог рада је у циљу долажења до резултата што општије расподеле енергетских губитака имао два приступа. Први, одређивање укупних губитака детаљним моделским испитивањима и, други, коришћење репрезентативних објављених резултата других аутора за појединачне геометријски сличне делове испитиваних турбина. Релевантни резултати експерименталних истраживања сличних делова аксијалне турбине других аутора биће наведени у поглављу упоредних анализа нумеричких и експерименталних резултата.

Да би се одредили укупни хидраулички губици за различите режиме струјања, коришћени су резултати опсежних експерименталних испитивања два модела геометријски сличних Капланових турбина [190,191], а затим су у исте непокретне делове проточних трактова замењени покретни делови, односно стављена су обртна кола истих димензија, различитог облика.

Потребно је истаћи да су модели турбина различитих димензија испитивани у две различите лабораторије врхунског светског квалитета под истим захтеваним условима. Суштински гледано, лабораторије су конструисане и испитивања у њима се обављају по стандардом утврђеним процедурама, па је било могуће упоређивати резултате добијене из мерења хомологних модела. Стога, ће се детаљнији опис инсталације и мерних уређаја, као и процедуре баждарења и мерења, дати за лабораторију у којој је аутор вршио истраживања.

3.1 Геометрија испитиване аксијалне турбине

Истраживања су обављена на умањеним моделима вертикалне Капланове турбине која је уграђена у ХЕ Ђердап 1, чији је пресек дат на слици 3.1. Пречници модела су $D_M = 308 \text{ mm}$ и $D_M = 350 \text{ mm}$.



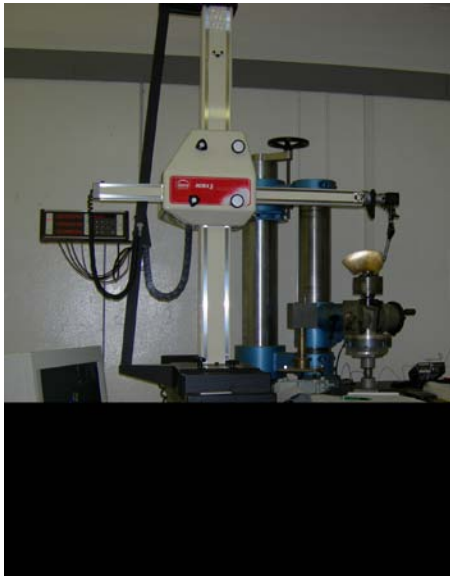
Слика 3.1 Подужни пресек истраживане вертикалне аксијалне турбине [190]

Пре почетка енергетских испитивања на свим моделима је извршена детаљна геометријска контрола делова проточног тракта, што је подразумевало проверу:

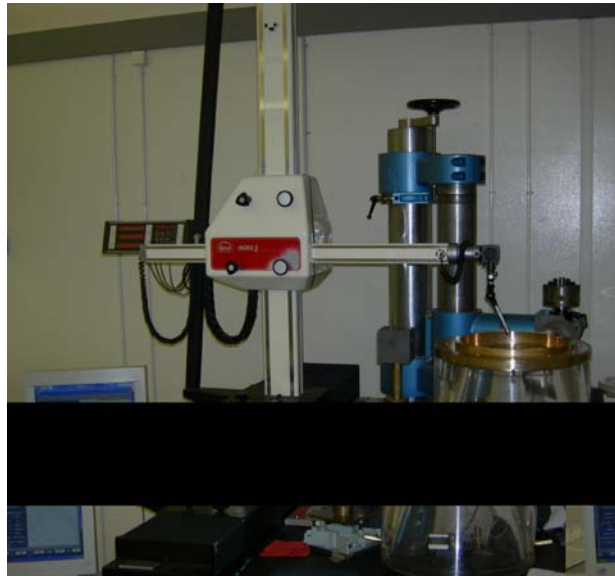
- димензија главних пресека модела и главчине,
- димензије оклопа обртног кола,
- димензије спроводног апарата, укључујући отворе a_0 ,
- профила лопатица спроводног апарата,
- идентичности постављања лопатица спроводног апарата за изабрани отвор,
- димензије статорског прстена,
- профила лопатица статора,

- димензије спирале, укључујући мерни пресек A_1 ,
- димензије сифона, укључујући мерни пресек A_8 ,
- геометрије лопатице обртног кола,
- постављања лопатица обртног кола на максимални угао при испитивању,
- угла лопатица обртног кола сваког лопатичног система,
- пречника обртног кола,
- минималног зазора између периферне ивице лопатица и оклопа обртног кола.

Контрола геометрије лопатица обртног кола модела вршена је на координатној машини MORA 3 на основу теоријских профила (слика 3.2), али је извршена и провера геометријске сличности лопатица модела са лопатицама прототипа. Упоређујући средње вредности контролисаних мера на моделу са средњим вредностима контролисаних мера на прототипу, за исте тачке мерења узимајући, при томе, у обзир коефицијент геометријске сличности прототипа и модела λ_L , утврђено је да су сва одступања у границама које допушта IEC 60193 [192].



Слика 3.2 Контрола геометрије лопатице обртног кола

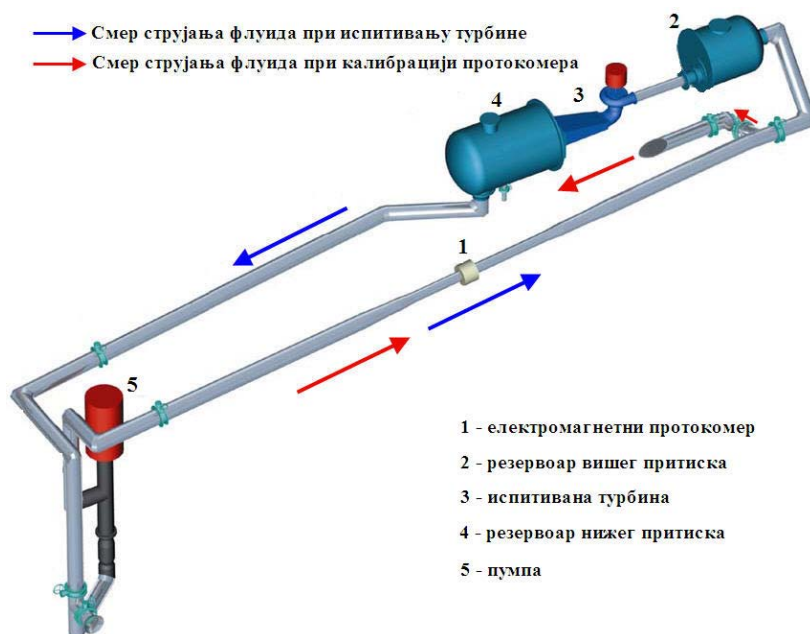


Слика 3.3 Контрола геометрије улаза у сифон

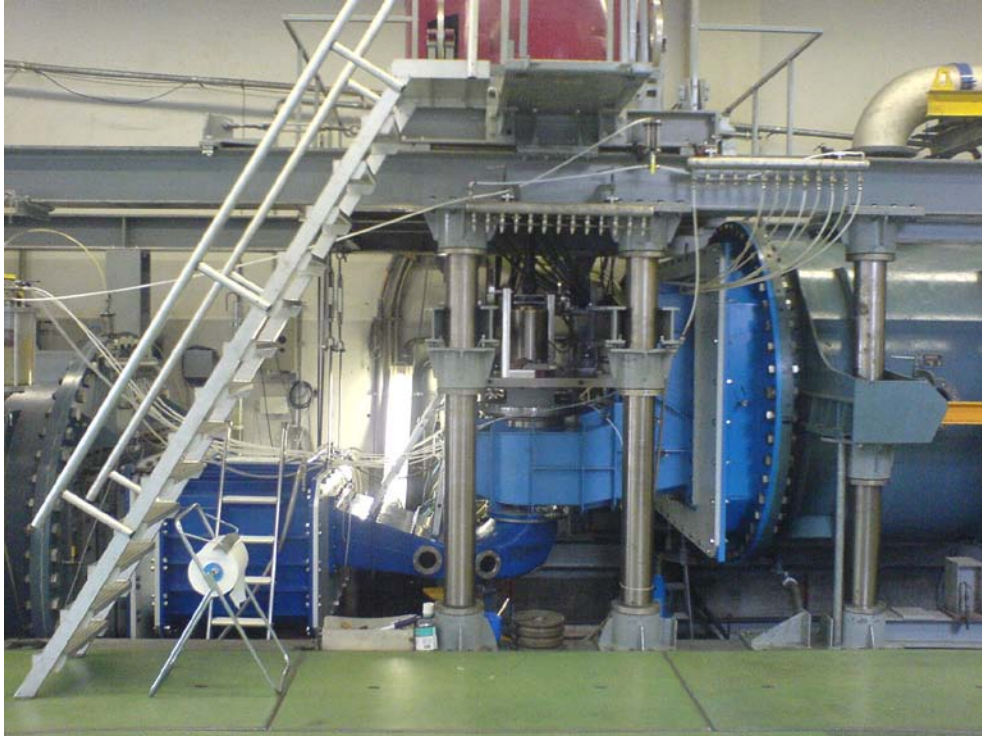
Све ове геометријске контроле урађене су пре свега да би се утврдила геометријска сличност модела различитих димензија, а резултати су преточени у ваљан CAD модел који је искоришћен за CFD анализу струјања.

3.2 Експериментална инсталација

Експериментална испитивања вршена су у Лабораторији за хидрауличне машине (ЛМХ) у Лозани у Швајцарској. Инсталација приказана на слици 3.4 је затвореног (кружног) типа; она омогућује енергетска и кавитациона моделска испитивања аксијалних турбина и направљена је у складу са IEC стандардом. Опремљена је мерним уређајима веома високе тачности. Модел испитиване турбине (3) је постављен између горњег резервоара у коме је виши притисак (2) и доњег резервоара (4) са нижим притиском у коме је било могуће подешавати притисак тако да турбина ради са великим вредностима кавитационог коефицијента, односно у бескавитационим условима.



Слика 3.4. Скица инсталације за испитивање турбина у ЛМХ [190]



Слика 3.5 Опитно постројење

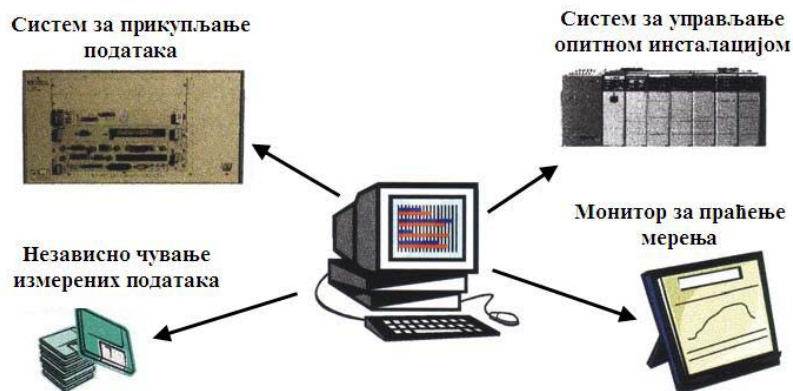
Мерења енергетских параметара за сваку турбину извршена су при 9 пропелерних режима (константни углови лопатица обртног кола $\beta_{OK} = const$). При сваком отвору обртног кола мерења су вршена за око 15 отвора спроводног апарата, а при томе су услови испитивања одржавани на осам $n_{ED} = const$, и то све у бескавитационим режимима рада. Одржавање константности услова рада при мерењу у једном режиму вршено је сталним балансирањем целокупне инсталације помоћу система за управљање. Константна вредност n_{ED} се постизала контролом брзине пумпе (5), притисака у резервоарима (2 и 4), протока (1) и брзине обртања турбине (3).

Следећа таблица показује режиме испитивања и мерне тачке.

Таблица Т.3.1 Преглед услова под којима је испитивана турбина

$n_{ED}^* \Rightarrow$	0,944	0,966	0,983	1,0	1,01	1,058	1,155	1,3484
$\Downarrow \beta_{OK}$	$\Downarrow \alpha_{SA}$							
-10°	11÷22	11÷20	11÷20	10÷24	11÷24	10÷28	10÷28	12÷30
$-7,5^\circ$	10÷28	10÷34	10÷34	11÷28	11÷28	11÷28	13÷36	16÷36
-5°	12÷28	12÷28	12÷28	14÷28	14÷28	14÷34	16÷32	20÷46
0°	18÷32	18÷32	18÷34	18÷36	18÷36	18÷36	22÷28	26÷48
$+5^\circ$	20÷35	22÷36	22÷36	22÷36	22÷37	24÷36	26÷35	32÷46
$+10^\circ$	28÷31	29÷36	26÷40	28÷38	28÷40	30÷46	32÷47	40÷56
$+12,5^\circ$	27÷50	28÷45	28÷44	30÷46	30÷46	33÷46	35÷53	44÷56
$+15^\circ$	30÷48	30÷47	31÷48	32÷48	32÷53	35÷53	38÷56	48÷56
$+17,5^\circ$	32÷51	32÷52	32÷56	36÷56	38÷56	40÷56	42÷57	50÷57

Аквизициони систем, тј. систем за прикупљање података је VXI од HP 16 канала, са 4 *sample and hold* канала. Потребни временски период до успостављања стабилног режима у просеку је трајао до 5 минута. Време прикупљања података при једном мерном режиму било је увек 30 секунди. Обрада података је вршена у LabView софтверу.



Слика 3.6. Шема система за управљање експериментом, прикупљање и обраду података [190]



Слика 3.7. Место директног управљања експериментом

Пошто је у реалним лабораторијским условима могуће одржавати само приближну вредност n_{ED} жељеној константној вредности, то су пре испитивања прописани критеријуми за стабилност и поновљивост мерене тачке.

Критеријум за стабилност сводио се на то да вредности n_{ED} , Q_{ED} и η пет пута поновљеног мерења исте тачке при жељеним условима морају бити у границама $\pm 0,1\%$ своје осредњене вредности, док је критеријум за поновљивост подразумевао да након завршетка мерења на једном отвору лопатица обртног кола при једном n_{ED} , три различите мерене тачке пет пута поновљене морају бити у границама $\pm 0,1\%$ своје осредњене вредности.

3.3 Опис мерних уређаја

Мерење протока је обављано помоћу калибрисаног електромагнетног протокомера, који се може користити за протоке између $0,05$ до $1,35 \text{ m}^3/\text{s}$. Протокомер је смештен у део цеви дужине 1 m са унутрашњим пречником $0,4 \text{ m}$. Пречник је одабран да обезбеди прецизна мерења у области малих протока, онемогућавајући раст ниског притиска у мерном делу. Протокомер је добро позициониран у цеви, постављањем у средину дуге праве цеви дужине 20 m , са $8,4\%$ нагибом, унутрашњим пречником $0,6 \text{ m}$, односно једног дела од 9 m са унутрашњим пречником од $0,4 \text{ m}$.



Слика 3.8. Електромагнетни протокомер

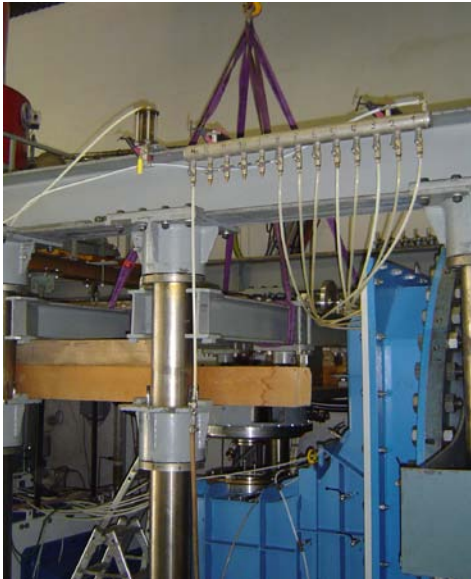
Принцип рада електромагнетног протокомера је заснован на законима индукције, по којима флуид крећући се у магнетном пољу производи електрично поље које је пропорционално средњој брзини флуида и интензитету магнетног поља. Део цеви у коме је електромагнетни протокомер изолован је положеном специјалном гумом; споља, околу налазе се два калема која формирају хомогено магнетно поље преко клизача. Електроде су поређане у вертикалној равни према магнетном пољу. Лоциране су у зиду цеви испуњавајући унутрашњу површину. Максимална вредност излазне јачине струје је 10mA . Конвертер тада претвара струјни излаз у напонски који се преноси до аквизицијског система.

Предност овог протокомера је та што нема губитка на трење узрокованог инструментом и не тражи сужавање или нарушавање геометрије. Проток Q се добија следећом релацијом: $Q = A_{0Q} + A_{1Q}U_Q$, где су A_{0Q} и A_{1Q} - калибрационе константе и U_Q - сигнал инструмента.

Специфична хидраулична енергија E турбине добија се као разлика енергија на улазу и излазу из турбине:

$$E = \underbrace{g(z_1 - z_8) + \frac{(\bar{p}_1 - \bar{p}_8)}{\rho}}_{E_p} + \underbrace{\frac{Q^2}{2A_1^2} \left(1 - \left(\frac{A_1}{A_8} \right)^2 \right)}_{E_k} \quad (3.1)$$

Специфична хидраулична енергија E_p је мерена веома прецизним диференцијалним давачем притиска за опсег од 0 до 1 bar .



Слика 3.9. Прикључци за мерење притисака



Слика 3.10. Инструменти за мерење притисака

Притисак се преноси са места мерења притиска у мерни инструмент кроз провидне цеви, којима је могуће утврдити неисправност мерења услед евентуалног постојања ваздушних мехурова у њима.

Израз помоћу кога је одређивано E_p је $E_p = (A_{0E} + A_{1E} U_E) \cdot 10^5 / \rho$, где су: ρ - густина воде при температури мерења, A_{0E} и A_{1E} - калибрационе константе и U_E – сигнал инструмента. Осим мерења разлике притисака за одређивање нето пада, током енергетских испитивања извршено је и мерење појединачних притисака на улазу и излазу из тубине, као и притисака у левом и десном делу доводног цевовода који је подељен разделним зидом. На оба пресека уграђена су по 4 прикључка за мерење притисака, сваки на средини страна пресека.

За одређивање густине воде при једном режиму рада коришћен је израз:

$$\rho = 1000,1800014 + 0,0084284 \cdot t_w - 0,0052857 \cdot t_w^2 \quad (3.2)$$

Температура воде t_w сваке мерне тачке је мерена помоћу давача уграђеног у зид проточног тракта.

Убрзање Земљине теже за лабораторију у којој су вршена испитивања је $g = 9,8063 \text{ m/s}^2$.

Момент на вратилу турбине мерен је помоћу мерила типа НВМ Т12 најновије генерације. Овај уређај је уграђен између два коаксијална вратила изнад специјално конструисаног турбинског лежаја. Вратило испод мерног уређаја лежи између два куглична лежаја који примају радијалну силу, и једног лежаја који прихвата аксијалну силу која је променљива за различите режиме рада. Променљивост потиче од хидрауличне аксијалне силе испитиваног обртног кола. Лабиринтским заптивачем извршено је заптивање турбинског вратила са средњим зазором не већим од $0,04 \text{ mm}$. Овим је постигнуто веома прецизно мерење момента испитиваног модела турбине, при том смањујући момент трења на најмању могућу меру.



Слика 3.11. Турбински лежај са уграђеним мерилом момента

Укупни момент који даје обртно коло једнак је суми момента на вратилу и момента трења, па је израз за његово одређивање:

$$M = \underbrace{gL(A_{0M} + A_{1M}U_M)}_{M_V} + \underbrace{A_{0M_{tr}} + A_{1M_{tr}}n}_{M_{tr}} \quad (3.3)$$

где су $A_{0M}, A_{1M}, A_{0M_{tr}}$ и $A_{1M_{tr}}$ коефицијенти добијени калибрацијом, L крак при моменту којим је калибрисан момент на вратилу и n брзина обртања вратила.

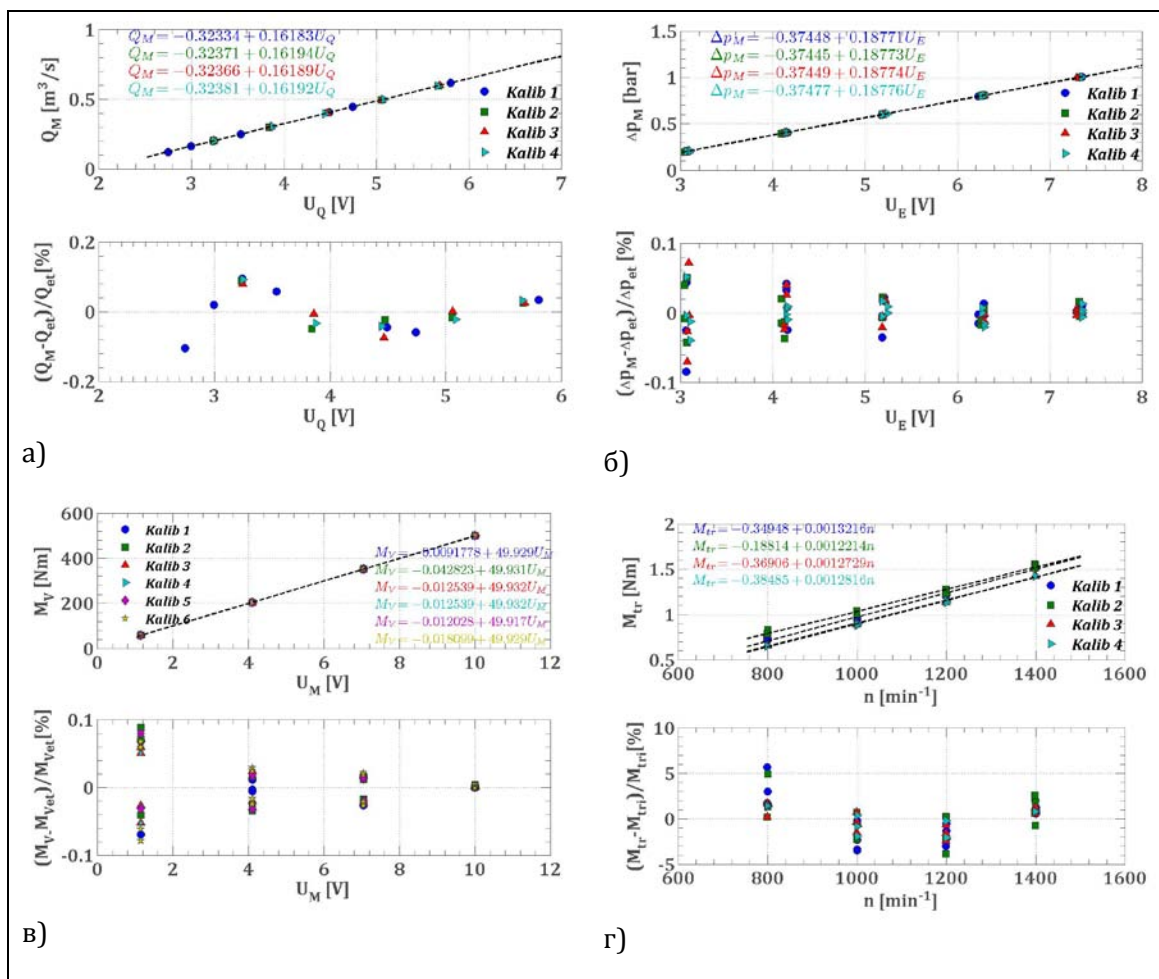
Инструмент типа IMRM 12N1501, Baumer Electric, коришћен је за мерење брзине обртаја. Састоји се од 60 магнетних ћелија које шаљу исто толико импулса по ротацији директно у систем за обраду података.

3.4 Калибрација мерних уређаја

У циљу сигурности у тачност мерења, као и смањења систематске грешке приликом одређивања степена корисности, односно релативног енергетског губитка аксијалне турбине, вршена је провера калибрационе карактеристике мерних уређаја, поготову оних код које је доминантна потреба за температурском компензацијом. Стога су сви мерни инструменти калибрисани и проверавани примарним методама, осим давача притиска, који су калибрисани помоћу сертифициваног уређаја за задавање притиска веће класе тачности. Калибрација мерних уређаја рађена је пре и после енергетских испитивања сваког лопатичног система.

Калибрационе криве су добијене методом најмањих квадрата, тако да су процентуална одступања калибрационих тачака од калибрационе криве у оквиру зоне грешке мерења уређаја, али су и равномерно распоређене тако да не показују карактер систематске грешке.

Калибрационе криве за проток, диференцијалне притиске и момент нису одступале од својих трендова током целокупних испитивања, док је момент трења имао незнатна одступања, што се може видети на дијаграмима а, б, в и г, на слици 3.12.



Слика 3.12 Калибрациона крива и релативно одступање од калибрационе криве за: а) електромагнетни протокомер, б) диференцијални давач притиска за мерење нето пада, в) мерило момента на вратилу турбине и г) момент трења

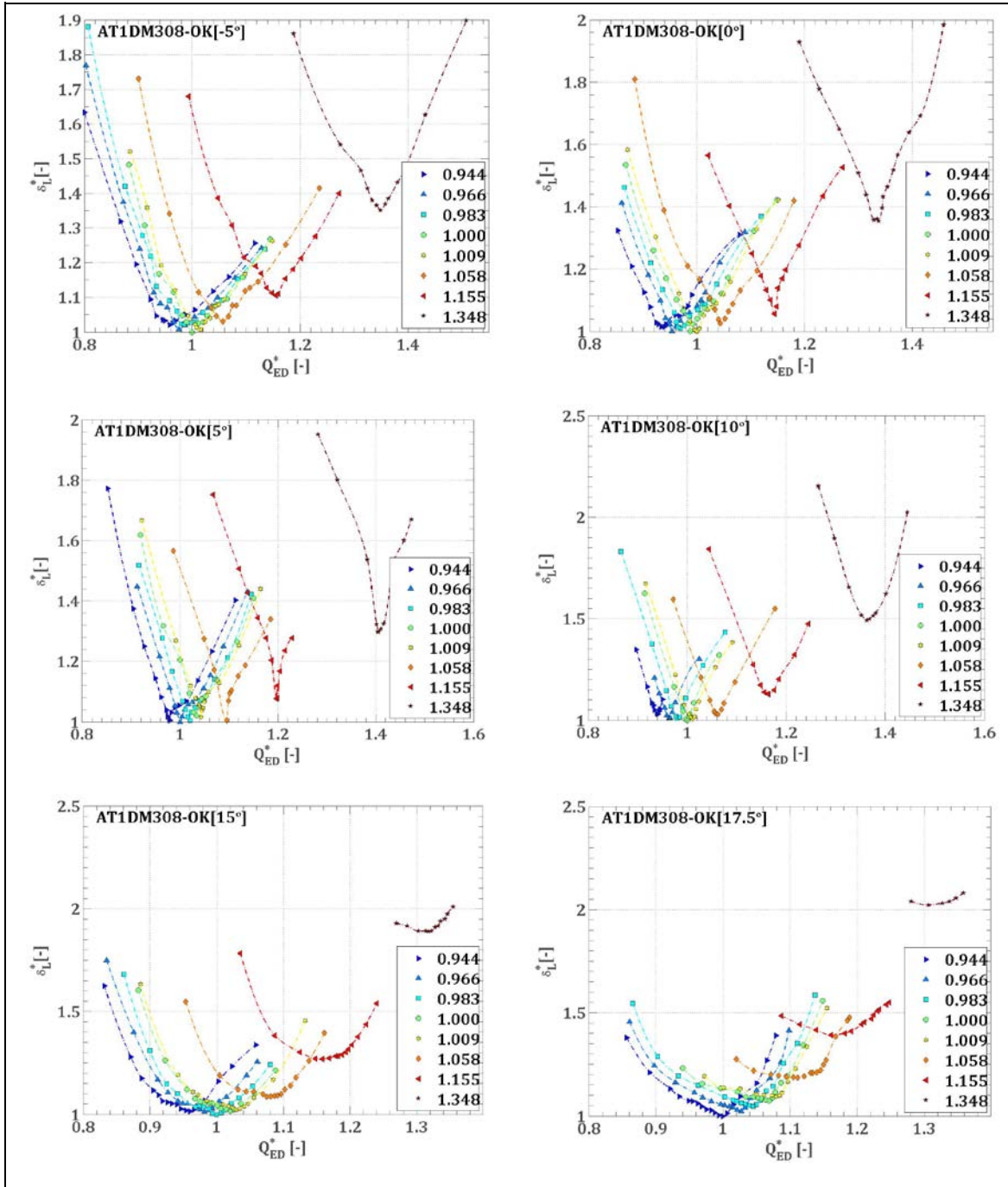
3.5 Резултати испитивања физичких модела и грешке одређивања појединих параметара

Како би се стекао бољи увид у расподелу укупних губитака при различитим условима рада, било је изузетно много мерних серија по једној испитиваној турбини. Жеља за варирањем што више улазних података довела је до великог броја резултата за све испитиване турбине, међутим у овом раду се неће дати сви резултати искључиво из разлога уштеде простора. Примера ради, у следећој табели се даје приказ измерених и израчунатих вредности релевантних параметара једног мереног режима једне турбине.

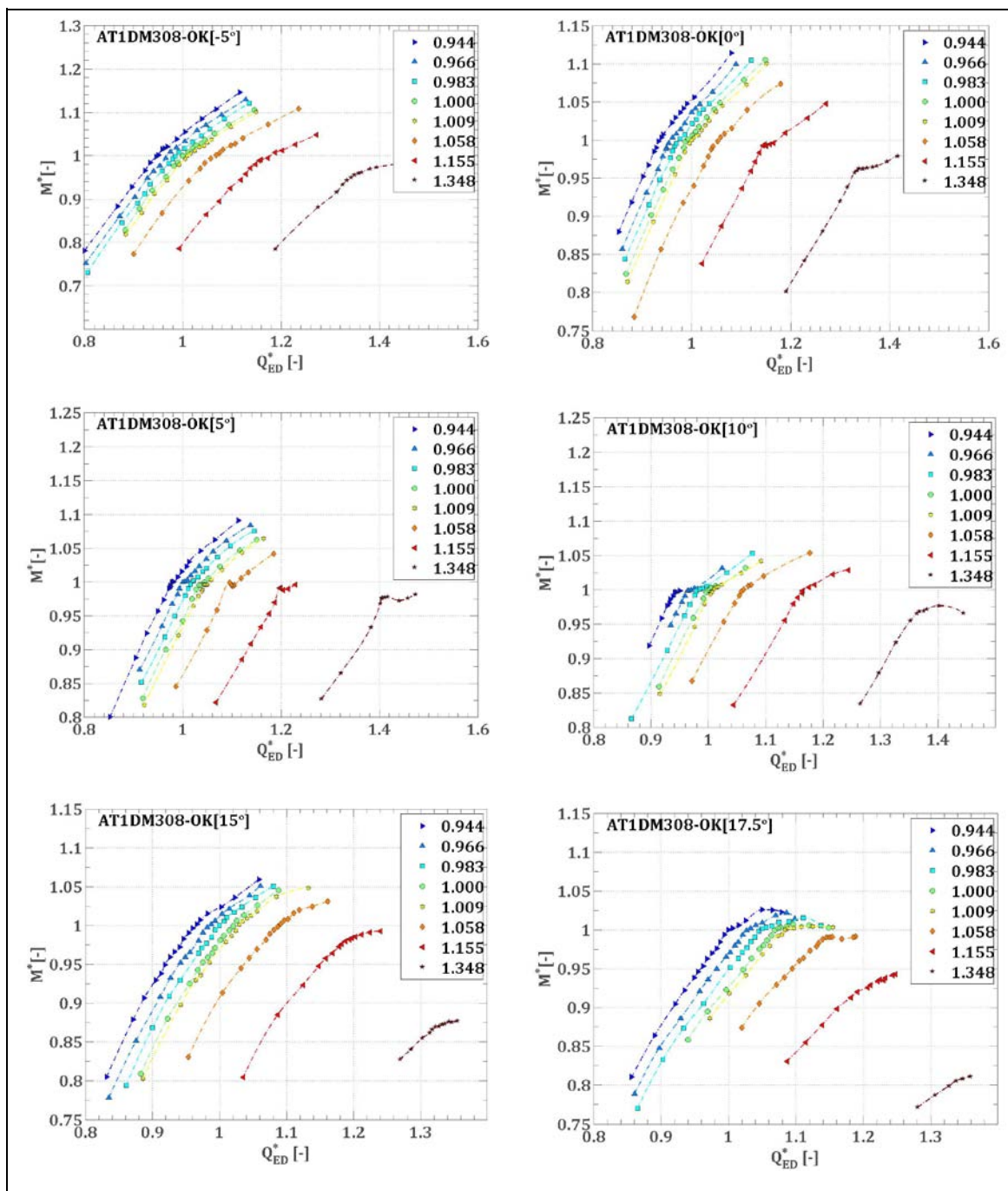
Таблица Т.3.3 Измерене и рачунате вредности појединих величина за
AT1DM308

Ред. Бр. [-]	U_T [V]	U_Tfrott [V]	U_Q [V]	U_dP [V]	U_baro [V]	U_Temp [V]	Re_M [-]	E_M [J/kg]
Beta [°]	A0_T [kg]	A0_Tfrot [kg]	A0_Q [m3/s]	A0_dP [bar]	A0_baro [hPa]	A0_Tc [°C]	Rho [kg/m3]	P_M [W]
Alpha [°]	A1_T [kg/V]	A1_Tfrot [kg/V]	A1_Q [m3/s/V]	A1_dP [bar/V]	A1_baro [hPa/V]	A1_Tc [°C/V]	v [m2/s]	
WGO [mm]	A2_T [kg/V2]	A2_Tfrot [kg/V2]	A2_Q [m3/s/V2]	A2_dP [bar/V2]	A2_baro [hPa/V2]	A2_Tc [°C/V2]	Hv [m]	
n [rpm]	M_M [Nm]	M_frott [Nm]	Q_M [m3/s]	H_M [m]	Pamb [Pa]	Teta_w [°C]	Sigma [-]	Eta_M [-]
245	3.083242	3.365943	4.539312	6.216167	7.261845	5.320901	6.811453	78.27372
10	-107.349	-1.56934	-0.32058	-0.37425	731	-5	997.9623	29437.13
39.5	43.95186	1.801139	0.160724	0.187762	32.5	4.942	9.73E-07	
19.48174	0.391198	0.01523	0.000145	0	0	0	0.258564	
1333.862	210.7443	10.61484	0.41198	7.981983	96701	21.29589	1.474446	0.914722

Ради уопштене представе о свим испитиваним режимима, а у тежњи да се рад не оптерети превеликим бројем добијених мерних података за све турбине, на следећим дијаграмима су одговарајућим испуњеним симболима приказани мерени режими, а испрекиданом линијом трендови расподеле укупних губитака једне турбине. Идентична методологија испитивања је урађена и за остале турбине. Изабрани резултати осталих турбина дати су у оквиру анализе експерименталних истраживања, где се показују одговарајуће међусобне зависности и законитости. На слици 3.13 представљени су релативни укупни губици δ_{Lu} , сведени на минимални релативни губитак $\delta_{Lu_{min}}$ при испитиваном бездимензијском фактору брзине $n_{ED}^* = 0,944; 0,966; 0,983; 1; 1,009; 1,058; 1,155$ и $n_{ED}^* = 1,348$ у функцији бездимензијског фактора протока Q_{ED}^* за различите отворе обртног кола β_{OK} . На слици 3.14 дати су дијаграми сведених момената на обртном колу за претходно наведене режиге. Свођење момената је извршено на измерен момент при минималном релативном губитку за константни бездимензијски фактор брзине.



Слика 3.13 Сведени релативни укупни губици при различитим отворима обртног кола β_{OK}



Слика 3.14 Сведени моменти обртног кола при различитим отворима обртног кола β_{OK}

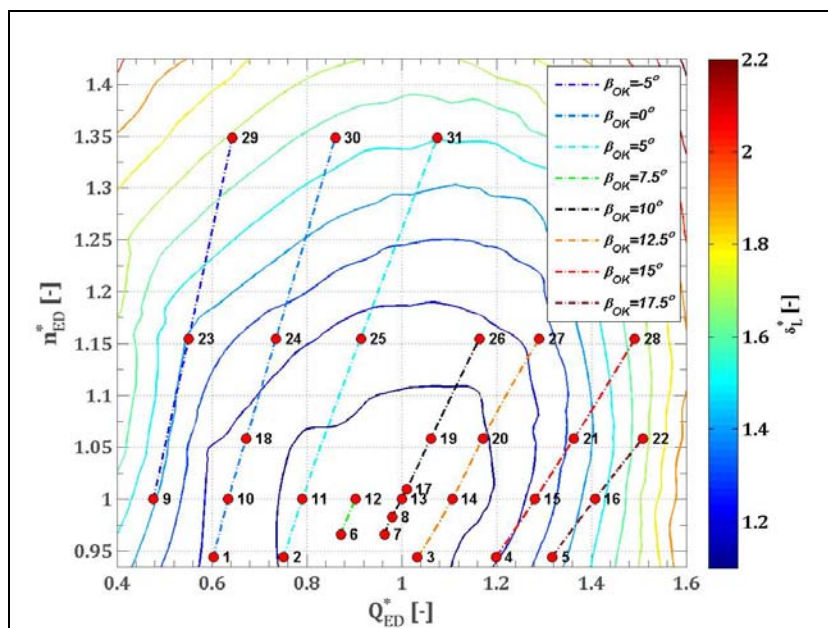
Веома мале вредности релативних губитака у турбини захтевају и анализу грешке мерења појединих глобалних величина, јер једино у граници грешке мерења могуће је са сигурношћу говорити о квантитативним показатељима укупних губитака у једном режиму рада. Стога је у табlici Т.3.2. дат приказ релативне грешке мерења за лабораторије ЛМХ и ТИ

(Турбоинститут), у којима су испитиване Капланове турбине сличних геометрија [190,61].

Таблица Т.3.2 Укупне релативне грешке одређивања појединих величина

	Q	Δp	M	η
ЛМХ	$\pm 0,13\%$	$\pm 0,06\%$	$\pm 0,13\%$	$\pm 0,218\%$
ТИ	$\pm 0,17\%$	$\pm 0,06\%$	$\pm 0,07\%$	$\pm 0,197\%$

На основу свих извршених мерења наведених турбина добијене су њихове обрнуте универзалне пропелерне и комбинаторске карактеристике. Употребна вредност оваквих дијаграма је велика, са аспекта анализе расподеле глобалних губитака турбине. На дијаграму 3.17 дате су само зависности једне турбине, са посебно означеним тачкама које ће бити анализирани у оквиру нумеричких експеримената. Одабиром тачака, пре свега за комбинаторски режим рада турбине, покривена је широка радна област за различите отворе обртног кола. Инверзне пропелерне карактеристике су интересантне са становишта анализе утицаја структуре струјања на губитке у обртном колу и сифону, али не и за стварне радне режиме турбина двојних регулација.



Слика 3.15. Универзална карактеристика сведених релативних губитака при комбинаторском режиму рада

4. НУМЕРИЧКА ИСТРАЖИВАЊА

Нумеричка истраживања у овом раду имају за циљ квалитативан и квантитативан опис и предикцију струјања у аксијалним хидрауличним турбинама, употпуњујући разјашњење расподеле енергетских губитака у њима. Истраживања обављена у ту сврху ослањала су се на закључке вишедеценијског искуства коришћења различитих модела турбуленције бројних аутора [164,193-199], имајући у виду тачност резултата добијених оваквим путем, као и ограничење хардверског капацитета и економичност прорачуна. Основни недостатак ових истраживања је непостојање детаљних испитивања сваког дела проточног простора турбине, па самим тим и валидација свих резултата добијених компјутерским техникама. Релевантна експериментална истраживања како глобалних тако и појединачних параметара струјања урађених за сличну геометрију искоришћена су за упоређење резултата добијених нумеричким путем.

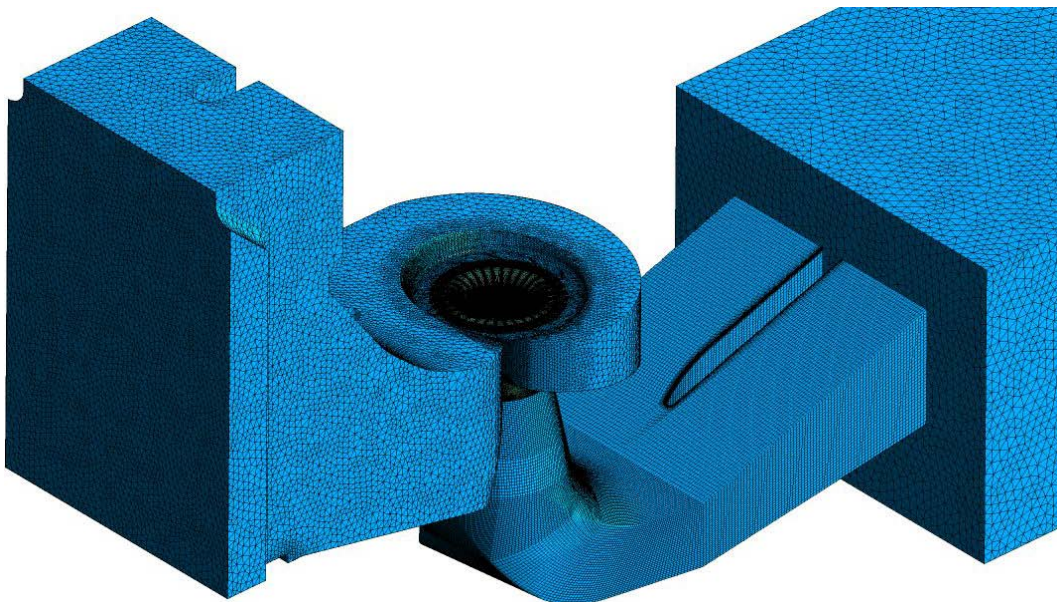
Као што је у претходном поглављу напоменуто, детаљне контроле испитиваних физичких модела турбина искоришћене су за прављење веома сложене геометрије CAD модела у софтверском пакету CATIA. Ови модели су затим послужили за дискретизацију простора, коришћењем софтверских алата ICEM CFD и TURBOGRID, док је решавање моделираних диференцијалних једначина турбулентних струјања рађено у програмском пакету ANSYS CFX.

4.1 Формирање прорачунске мреже и дискретизација једначина

За нумеричко решавање постављеног математичког модела користи се метода коначних запремина, којом се интеграљење свих диференцијалних једначина врши по једној произвољно изабраној контролној запремини. Тачност нумеричке апроксимације зависи од густине прорачунске мреже, али зависи и од начина стварања мреже и могућности да се сетом

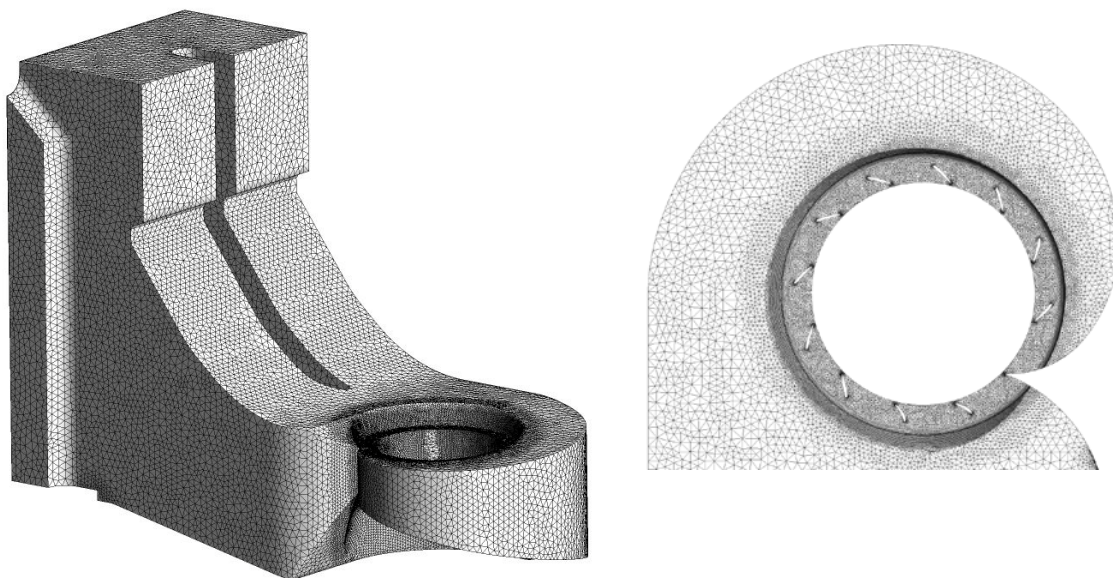
дискретних тачака верно опишу физичке границе разматраног домена. Квалитетније дискретизован простор води ка бољој нумеричкој апроксимацији, будући да грешка нумеричког решења тежи нули, када број дискретних тачака тежи бесконачности. Истовремено, лимитираност компјутерских капацитета, економичност прорачуна и ефекти који произилазе од формирања прорачунске мреже на предмет истраживања условили су одабир технике којом је непрекидан струјни простор (континуум) подељен на велики број контролних запремина. Струјни простор за дискретизацију је условно подељен на пет делова:

- уводна комора са спиралним кућиштем и статорским лопатицама,
- лопатице спроводног апарата са безлопатичним простором до обртног кола,
- обртно коло са делом главчине,
- сифон и остатак главчине
- излазни део из сифона.

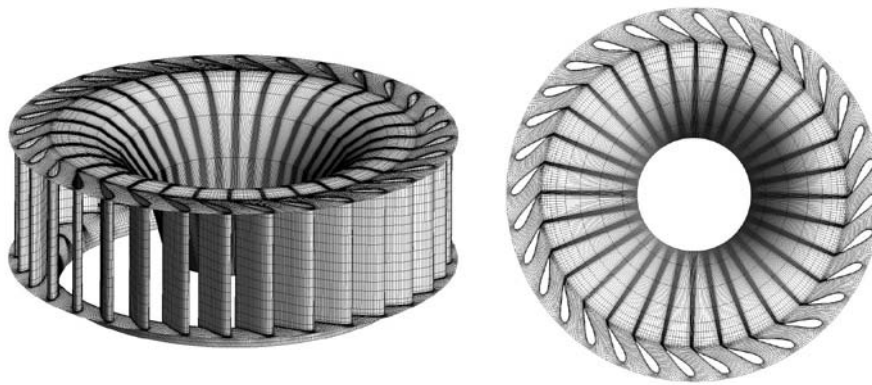


Слика 4.1 Прорачунска мрежа целокупног струјног простора модела аксијалне хидрауличне турбине

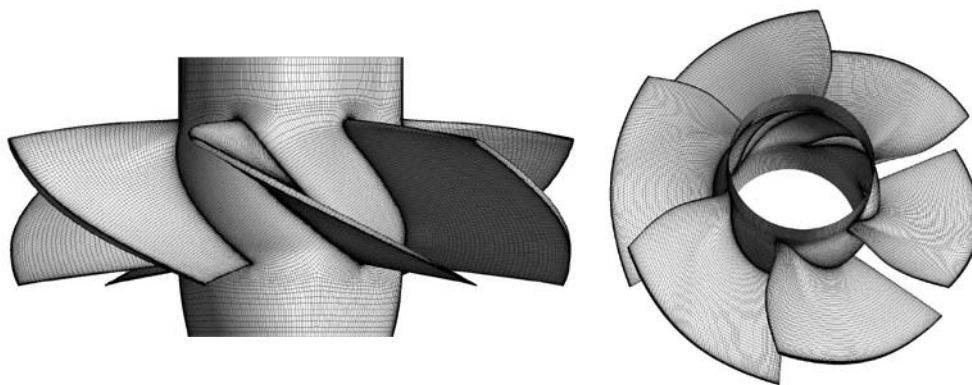
Оваква подељеност логично је произашла на основу нивоа губитка енергије који се расподељује у њима, док је последњи део (излаз из сифона), који није предмет проучавања, био саставни део прорачунске мреже само из разлога утицаја које има на струјање у сифону и што веродостојнијег приказа стварне геометрије испитиваних модела. Потенцијални утицај низводног флуидног простора на узводне параметре струјања при високим вредностима Рејнолдсових бројева, проистекао на основу закључака [164], огледао се у могућој појави повратних струјања у различитим режимима рада, као и због чињенице да су коришћени турбулентни модели, засновани на Рејнолдсовим једначинама, елиптичног карактера, што указује на могућност утицаја на обе стране излазног граничног услова.



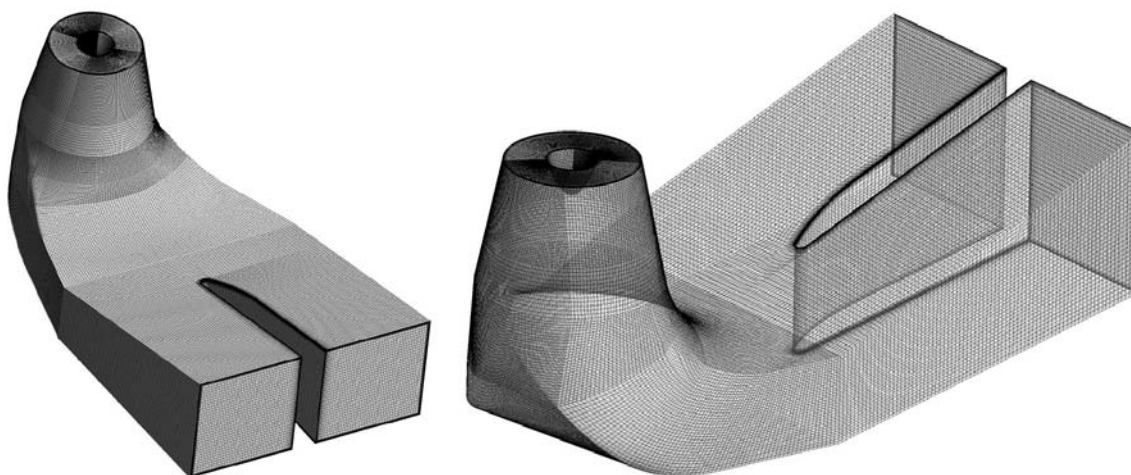
Слика 4.2 Мрежа у уводној комори, спиралном кућишту и области статорских лопатица



Слика 4.3 Мрежа у спроводном апарату и безлопатичном простору до обртног кола



Слика 4.4 Мрежа у области обртног кола



Слика 4.5 Мрежа у сифону

Уводна комора, спирално кућиште, област статорских лопатица и излазни део из сифона су дискретизовани неструктурираном мрежом, док је у осталим деловима структурирана мрежа. Број елемената (контролних запремина) који испуњавају неструктуриране мреже и структурирана мрежа сифона остајао је константан за примењени турбулентни модел, док се број и квалитет прорачунских елемената прилагођавао положају лопатица за области од улаза у спроводни апарат до излаза из обртног кола. Димензије контролних запремина су смањене у областима у којима су били очекивани највећи градијенти разматраних величина. На сликама 4.2 – 4.5 приказане су прорачунске мреже појединих делова модела.

Неопходно је напоменути да су нумерички експерименти у почетној фази истраживања рађени са два до три пута мањим бројем елемената, док су крајњи резултати приказани у овом раду и коришћени у анализи расподеле губитака добијени са редом величине броја елемената наведених у табелици 4.1. За сваку прорачунску мрежу постоји тачан број елемената, међутим, због прилагођавања промени геометрије лопатица спроводног апарата и обртних кола, тај број је мењан у веома уској области реда величине броја елемената датог у следећој табелици.

Таблица 4.1. Ред величине броја елемената и чворова појединих дискретизованих делова струјног простора

Област	Елементи	Чворови
UKSPIRSL	2.857.514	695.219
SAOK	око 800.000	око 870.000
OK	око 4.100.000	око 4.250.000
SIFON	2.184.160	2.236.713
IZSIF	499.062	211.372
Укупно	око 10.500.000	око 8.250.000

Веза између мрежа појединих домена остварена је помоћу тзв. GGI (*general grid interface*) алгоритма. Област обртног кола, ротирајући домен, спајан је, у току почетних анализа, са узводним и низводним непокретним областима помоћу метода *Frozen Rotor* и *Stage*. Применом методе *Stage*,

покушано је да се првенствено искористе њене могућности обимског осредњавања флуksа између спојених области, међутим пошто добијени резултати применом обе методе нису значајно одступали и при томе метода *Stage* захтева веће компјутерске капацитете, то је у наставку истраживања коришћен метод „замрзнутог ротора“.

Генерисањем мреже створени су предуслови да се на бази локалног баланса флуksева у свакој мрежној ћелији решавају дискретизоване основне билансне једначине механике флуида. Законитости, принципи и правила дискретизације могуће је наћи у општој литератури која се бави овом проблематиком и како акценат овог дела истраживања, није развој нових рачунарских програма, већ примена најсавременијих постојећих, аутор упућује на нпр. [116]. Међутим, због примене одговарајућих диферентних шема, неопходно је напоменути да се све вредности карактеристичних струјних параметара налазе у чворовима и да се функцијама облика N_i апроксимирају вредности променљивих φ у тзв. интеграционе тачке it , помоћу $\varphi = \sum_{i=1}^{N_{\text{чвор}}} N_i \varphi_i$. Градијенти контролне запремине су $\nabla \varphi = \frac{1}{V} \sum_{it} (\varphi \Delta \underline{n})_{it}$, где је $\Delta \underline{n}$ вектор спољашње површине у it , док је адвекциона шема дата на следећи начин $\varphi_{it} = \varphi_{ut} + \beta \nabla \varphi \cdot \Delta \underline{r}$. Одабиром β и $\nabla \varphi$ одређује се диферентна шема за прорачун система алгебарских једначина. У оквиру овог истраживања примењена је прво тзв. „узводна диферентна шема првог реда“ $\beta = 0$, за грубу апроксимацију, а затим шема „високе резолуције“ којом се користи специјално нелинеарно одређивање β у сваком чвору, тако да буде што је могуће ближе 1. Функције облика су коришћене за израчунавање просторних извода за све дифузионе чланове, али и за притисно градијентне чланове, па је за извод по x правцу у интеграционој тачки it :

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right|_{it} = \sum_n \left. \frac{\partial N_n}{\partial x} \right|_{it} \varphi_n \quad (4.1)$$

односно,

$$p_{it} = \sum_n N_n(s_{it}, t_{it}, u_{it}) p_n \quad (4.2)$$

Масени проток кроз површ контролне запремине, означен са \dot{m}_{it} , дат је са:

$$\dot{m}_{it} = (\rho \bar{c}_j \Delta n_j)_{it} \quad (4.3)$$

Коришћени софтвер уз прорачун одговарајућих транспортних једначина (2.41-2.44) итеративним путем рачуна векторе брзине заједно са притиском помоћу тзв. „спареног начина рачунања“ система једначина, датом у облику

$$\sum_{k_i} a_i^k \varphi_i^k = b_i, \quad (4.4)$$

где су

$$a_i^k = \begin{bmatrix} a_{uu} & a_{uv} & a_{uw} & a_{up} \\ a_{vu} & a_{vv} & a_{vw} & a_{vp} \\ a_{wu} & a_{wv} & a_{ww} & a_{wp} \\ a_{pu} & a_{pv} & a_{pw} & a_{pp} \end{bmatrix}_i^k, \quad \varphi_i^k = \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \\ p \end{bmatrix}_i^k, \quad b_i = \begin{bmatrix} b_u \\ b_v \\ b_w \\ b_p \end{bmatrix}_i.$$

Итеративни процес се сматра завршеним када је грешка мања од задате вредности. Достижање стационарних вредности врши се помоћу тзв. критеријума конвергенције. У овом истраживању је дефинисана тзв. rms – вредност остатка од 10^{-6} .

4.2 Гранични услови

Да би систем диференцијалних једначина уз одговарајуће турбулентне моделе имао једнозначно решење, потребно је дефинисати и граничне услове. За задату геометрију, улазни и излазни гранични услови се подудару са позицијама мерних пресека на физичком моделу за које се одређује укупни специфични струјни рад, док остали гранични делови домена представљају места контакта флуида са непокретним и покретним површима. За сваки истраживани радни режим гранични услови су задавани у виду конкретних измерених података добијених моделским испитивањима (поглавље 3). На улазу је задавана вредност измереног протока, излаз је дефинисан осредњеном измереном вредности статичког притиска, а домен обртног кола са главчином (и део главчине која улази у сифон) измереном

брзином обртања, док су непокретне површине, уз тзв. услов неклизања, дате као хидраулички глатке.

Гранични услови уз површи, засновани су на Прантловој теорији граничног слоја, односно на коришћењу „зидних“ функција. У унутрашњој зони развијеног турбулентног граничног слоја струјање је статистички одређено растојањем од зида x_j , напоном на зиду τ_w и карактеристикама флуида ρ и μ . Увођењем сведене (бездимензијске) брзине $\bar{c}_i^+ = \bar{c}_i / \bar{c}_i^*$ и бездимензијског растојања од чврсте површи (облик локалног Рејнолдсовог броја) $x_j^+ = \bar{c}_i^* x_j / \nu$ и великог броја практичних прорачуна дефинисани су алгебарски облици зидних функција:

- $\bar{c}_i^+ = x_j^+$ за вискозни подслој граничног слоја који заузима област $0 < x_j^+ < 5$,
- $\bar{c}_i^+ = \frac{1}{\kappa} \ln x_j^+ + B = \frac{1}{\kappa} \ln(E x_j^+)$ за зону зидне турбуленције са $30 < x_j^+ < 400$, па се због облика израза ова област назива и логаритамска област. Интеграциона константа E је функција хравости зида и одређена је на бази експеримената. За хидродинамички глатке зидове у затвореним токовима узима се да је $E = 9,743$, односно $B = 5,2$.

Због потешкоћа у дефинисању погодне зависности у прелазној области турбулентног граничног слоја ($5 < x_j^+ < 30$), ова област се у смислу задавања граничних услова избегава или како ће се у конкретној примени видети, обично апроксимира неком од веза вискозног подслоја и логаритамске области.

Задавање граничног услова уз површ зависило је од примењеног турбулентног модела, па је за SST модел коришћен тзв. поступак аутоматског прилагођавања струјања уз зид, док је SSG моделом употребљена тзв. скалабилна зидна функција [116]. Поступком аутоматског прилагођавања искоришћена је предност Вилкоковского модела којим се повезује развијено

турбулентно струјање у области високих Рејнолдсових бројева и блискозидно струјање. Наиме, познавањем аналитичког израза за турбулентну фреквенцију у вискозном подслоју ω_{vp} , спаја се њена вредност са вредношћу ω_{\log} у логаритамској области струјања, и тиме врши повезивање у прелазној области. Да би се постигло спајање уз избегавања цикличности конвергенције, спајање је постигнуто изразом $\omega_s = \sqrt{\omega_{vp}^2 + \omega_{\log}^2}$,

где су $\omega_{vp} = \frac{6\nu}{\beta_1(\Delta y)^2}$ (претпоставка важи за хидраулички глатку површ),

$\omega_{\log} = \frac{c_i^*}{\sqrt{\beta' k x_j}} = \frac{c_i^{*2}}{\sqrt{\beta' k \nu y^+}}$ и Δy - растојање између прве и друге мрежне тачке.

Пошто се сматра да нема „клизања“ по површи $\bar{c}_i = 0$, претпоставља се да је и турбулентна кинетичка енергија $k \approx 0$ за $x_j^+ = 0$.

Коришћењем скалабилне зидне функције у SSG моделу превазиђен је један од главних недостатака потребних услова за предвиђања универзалних алгебарских зидних функција, а то је осетљивост на величину контролних запремина у близини зида, са закључком Гротјанса и Ментера, да уситњавање мреже у намери повећања прецизности не даје нужно и боље решење.

Велики број практичних прорачуна је показао да је прихватљива подела на само вискозни подслој ($x_j^+ < 11,63$) и инерциону област ($x_j^+ > 11,63$). Вредност 11,63 представља пресек између логаритамске са линеарном области у околини зида. У логаритамској области, алтернативна брзинска размера, $\bar{c}_i^{**} = C_\mu^{1/4} k^{1/2}$ може бити коришћена уместо \bar{c}_i^* . Ова размера има корисно својство да не иде у нулу уколико \bar{c}_i иде у нулу, па је:

$$\bar{c}_i^* = \frac{\bar{c}_i}{\frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C}, \tau_w = \rho \bar{c}_i^{**} \bar{c}_i^* \text{ и } x_j^* = (\rho \bar{c}_i^{**} \Delta x_j) / \nu. \quad (4.5)$$

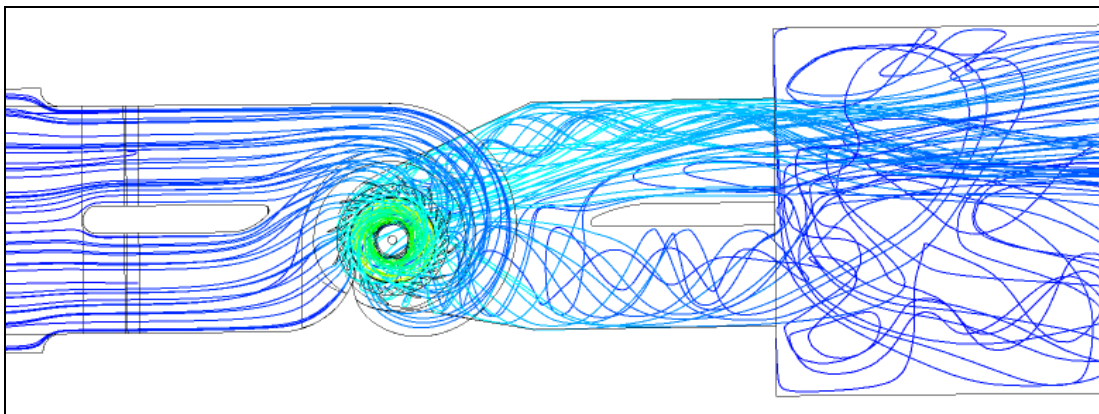
Стога, основна идеја која стоји иза приступа скалабилне зидне функције је да ограничи вредност x_j^* коришћену у логаритамским изразима на нижу вредност од 11,63.

Гранични услови за брзину дисипације, ε , су дати следећом релацијом која

$$\text{важи у логаритамској области: } \varepsilon = \frac{\rho \bar{c}_i^{**}}{\tilde{y}^* \nu} \frac{C_\mu^{3/4}}{\kappa} k^{3/2}$$

Параметри, као што су убрзање Земљине теже, атмосферски услови и температура воде, су такође узети у обзир за сваку радну тачку.

Примера ради, на слици 4.6 дате су струјнице кроз турбину, низводни наставак на сифон и део резервоара ниског притиска који одговара физичком моделу испитиваном у лабораторији.

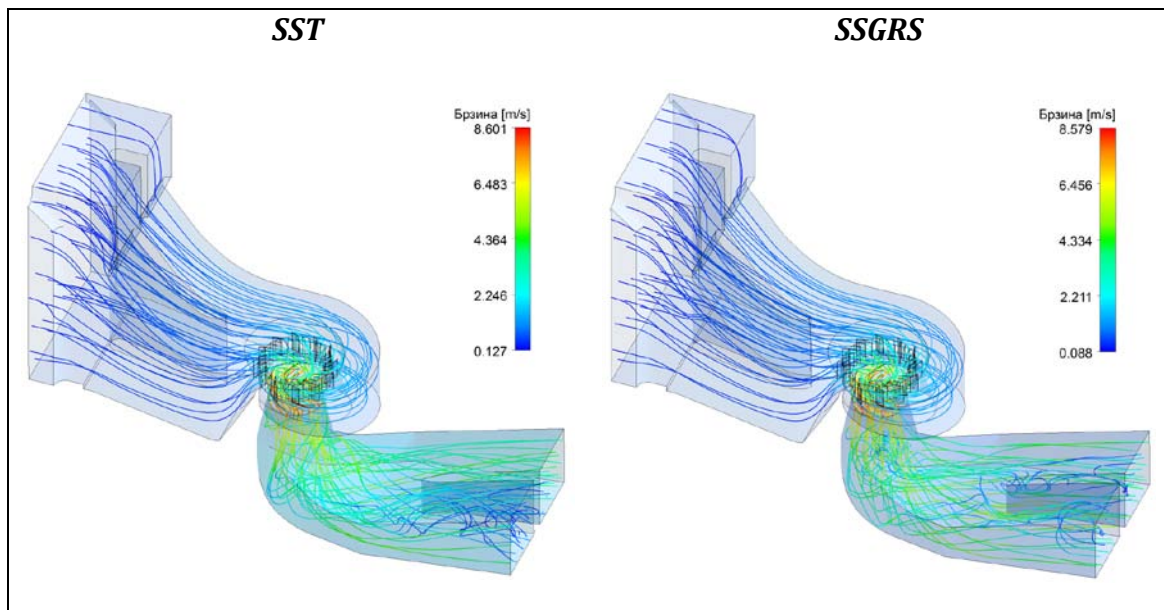


Слика 4.6 Визуализација струјања кроз читав струјни простор који одговара физичком моделу

У току опсежних моделских испитивања различитих модела, поред параметара који су искоришћени као улазни подаци за симулацију струјања мерени су и други који су послужили за контролисање, и на неки начин делимичну валидацију појединих нумеричких резултата. Параметри, као што су: притисци у левом и десном делу уводне коморе, диференцијални притисци на одређеним прикључцима у спирали и момент на вратилу турбине су сви они параметри који су послужили за контролу нумеричких резултата.

5. РЕЗУЛТАТИ НУМЕРИЧКИХ ЕКСПЕРИМЕНАТА

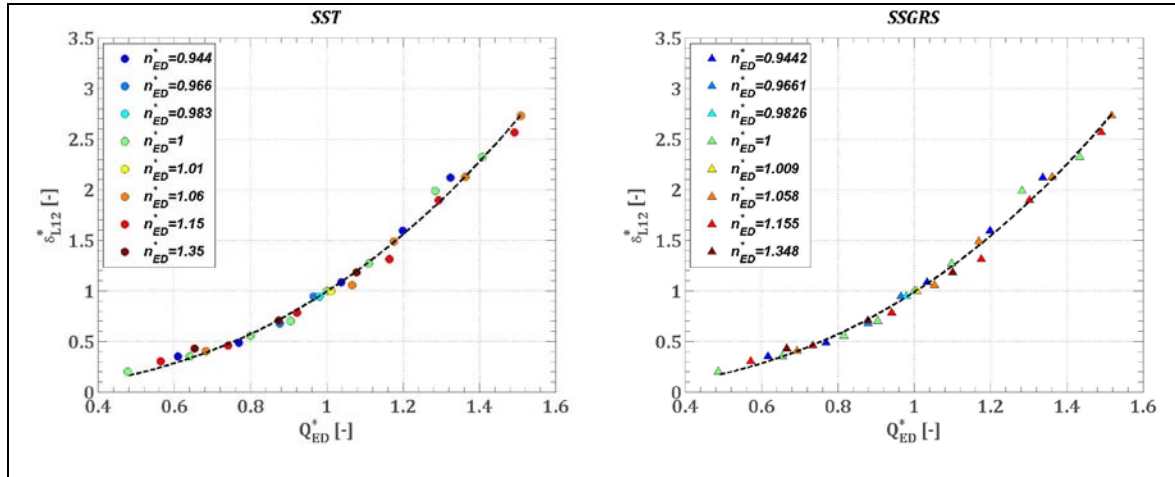
Дуготрајним нумеричким експериментима за изабране радне режиме добијено је веома много података за сваки струјни простор турбине. У овом поглављу, због уштеде простора, немогућности и несврсисходности представљања свих добијених података, изабрани су и приказани глобални и појединачни параметри релевантни за одређивање трендова расподеле губитака и њиховог учешћа у укупним струјним губицима. На слици 5.1, примера ради, дате су струјнице кроз цели струјни простор турбине.



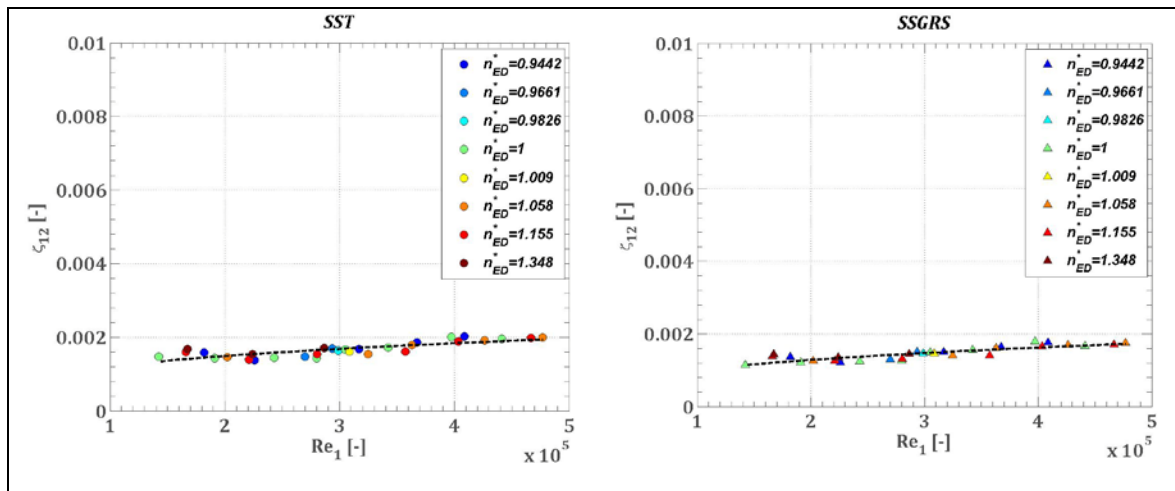
Слика 5.1 Нумеричка визуализација турбулентног струјања кроз турбину за $n_{ED}^* = 1$, $\beta_{OK} = 17,5^\circ$ и $\alpha_{SA} = 46^\circ$ за SST и SSGRS турбулентне моделе

На дијаграмима који следе покушано је да се обједине поједине зависности од различитих струјних и геометријских параметара, а свођење величина вршено је за оптималну радну тачку добијену мерењима. У наредном поглављу су поједини нумерички подаци упоређени са релевантним експерименталним подацима.

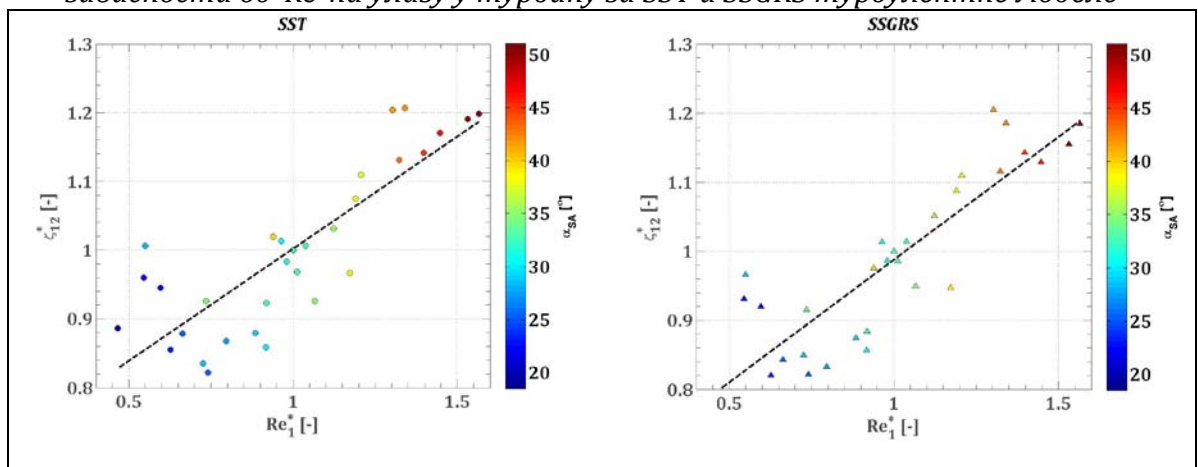
5.1 Уводна комора



Слика 5.2 Релативни губици у уводној комори за различито n_{ED}^* сведени на губитак у оптимуму у зависности од Q_{ED}^* за SST и SSGRS турбулентне моделе

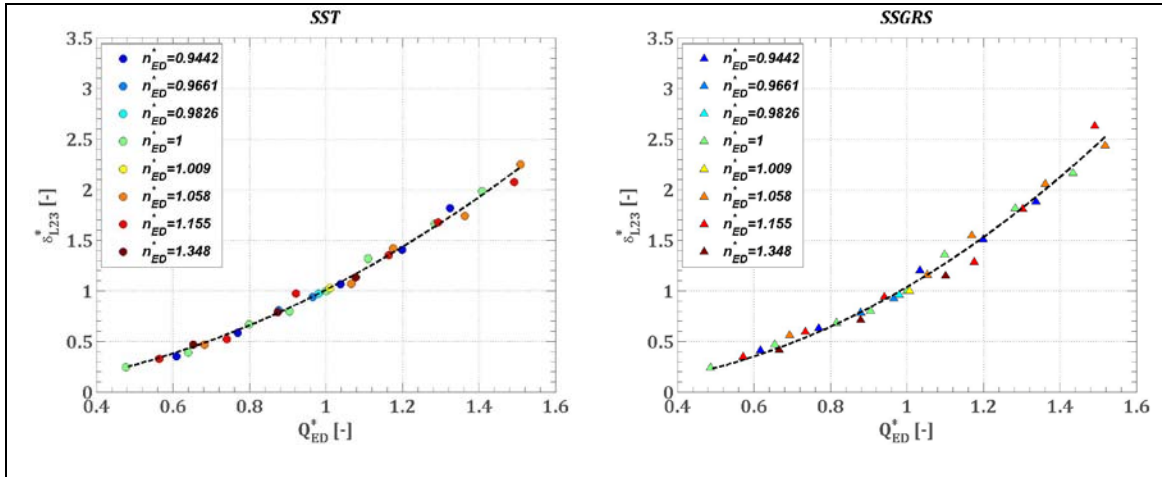


Слика 5.3 Коефицијенти губитка уводне коморе за различито n_{ED}^* у зависности од Re_1 на улазу у турбину за SST и SSGRS турбулентне моделе

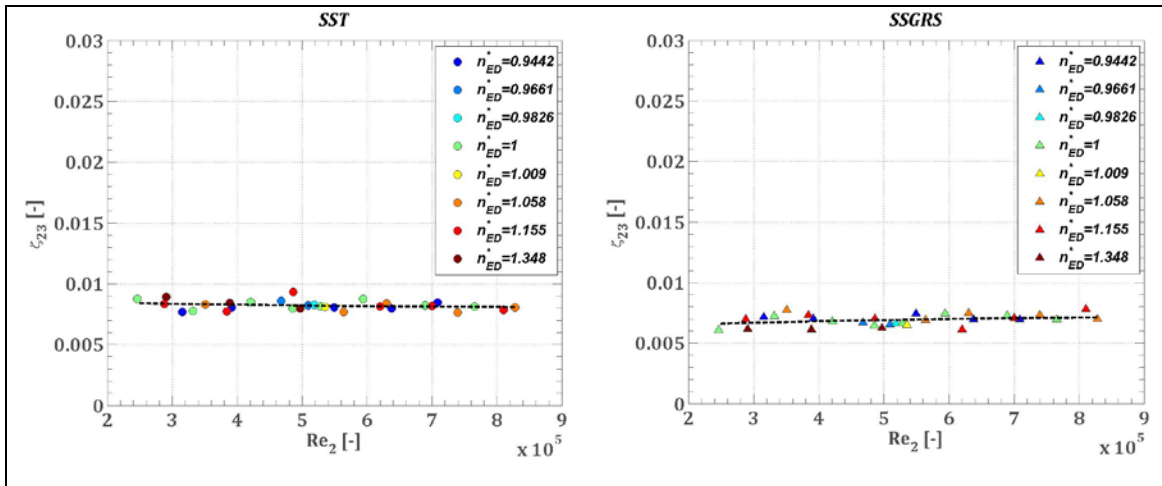


Слика 5.4 Сведени коефицијент губитка уводне коморе за различито α_{SA} у зависности од Re_1^* на улазу у турбину за SST и SSGRS турбулентне моделе

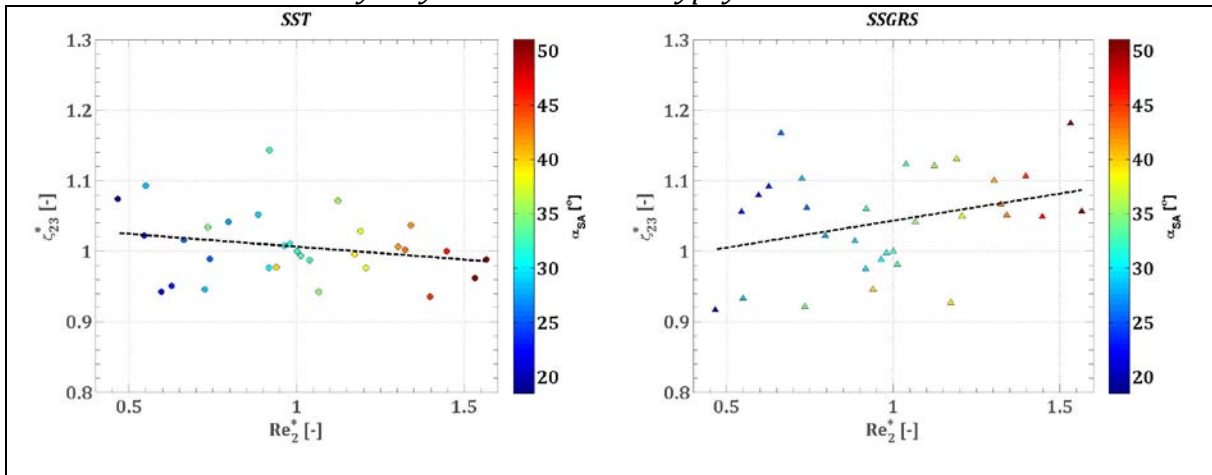
5.2 Спирално кућиште



Слика 5.5 Релативни губици у спирали за различито n_{ED}^* сведени на губитак у оптимуму у зависности од Q_{ED}^* за SST и SSGRS турбулентне моделе

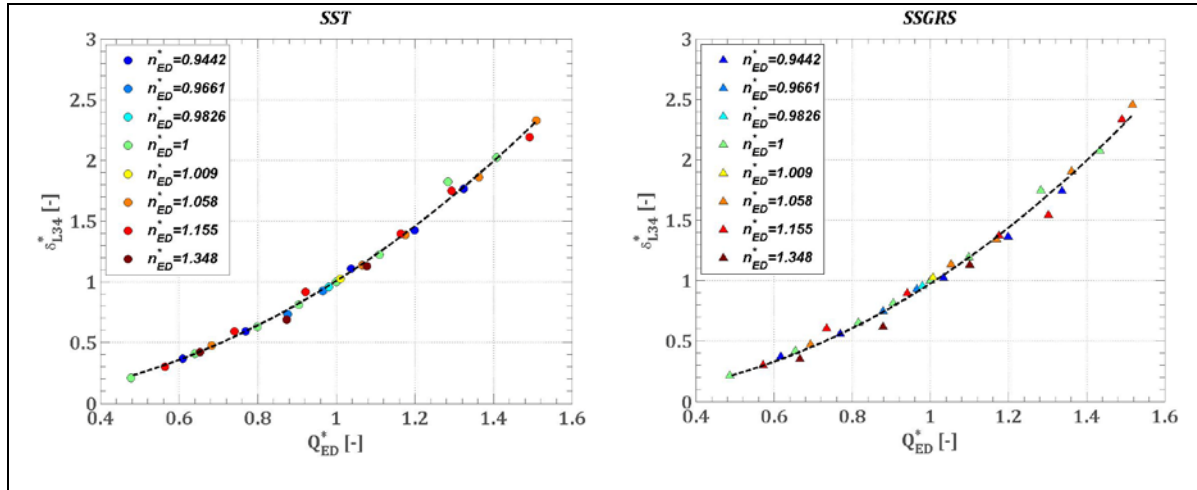


Слика 5.6 Коефицијент губитка спирале за различито n_{ED}^* у зависности од Re на њеном улазу за SST и SSGRS турбулентне моделе

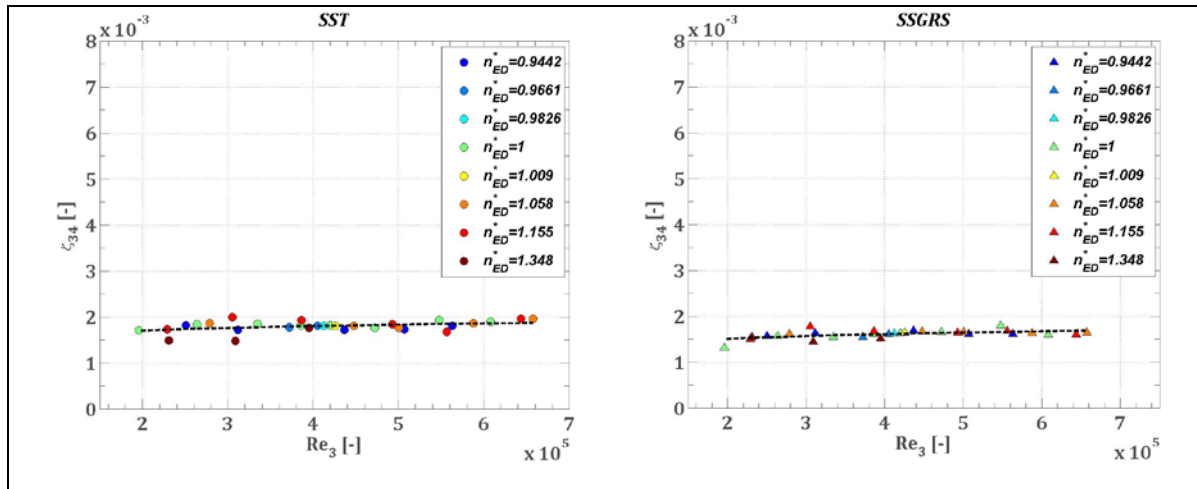


Слика 5.7 Сведени коефицијент губитка спирале за различито α_{SA} у зависности од Re^* на њеном улазу за SST и SSGRS турбулентне моделе

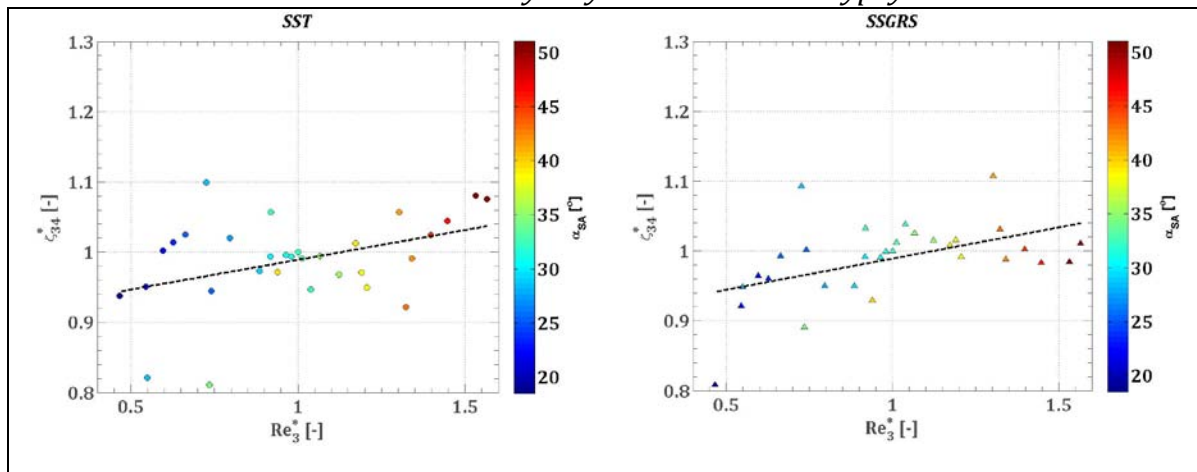
5.3 Статорске лопатице



Слика 5.8 Релативни губици у статорским лопатицама за различито n_{ED}^* сведени на губитак у оптимуму у зависности од Q_{ED}^* за SST и SSGRS моделе



Слика 5.9 Коефицијент губитка статорских лопатица за различито n_{ED}^* у зависности од Re_3 на њиховом улазу за SST и SSGRS турбулентне моделе

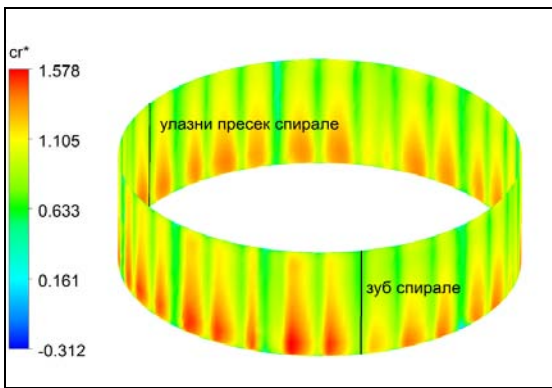


Слика 5.10 Сведени коефицијент губитка статорских лопатица за различито α_{SA} у зависности од Re_3^* на њиховом улазу за SST и SSGRS турбулентне моделе

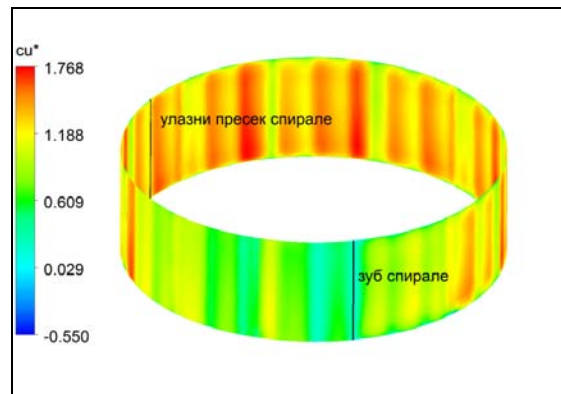
Поред промене почетних услова на улазном попречном пресеку **1**, утицај промене низводних струјних параметара је такође изражен у прорачуну губитака у узводном доводном цевоводу, спирали и статорским лопатицама. На сликама 5.4, 5.7 и 5.10 поред функционалне зависности сведених коефицијената губитка и сведеног Рејнолдсовог броја приказано је и расипање нумеричких резултата.

5.4 Спроводни апарат

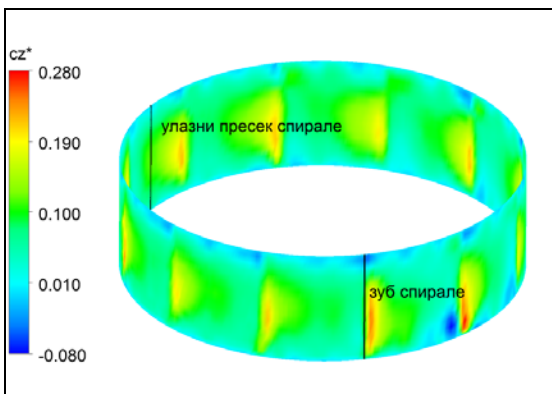
На сликама 5.11-5.16, примера ради, дате су за један радни режим расподеле појединих струјних параметара улазног пресека у лопатични систем спроводног апарата (пресек **4**). Како би се имао бољи увид у утицај статорских и лопатица спроводног апарата на неравномерност струјног поља и по обиму овог пресека, назначена су места улаза у спиралу и зуба спирале.



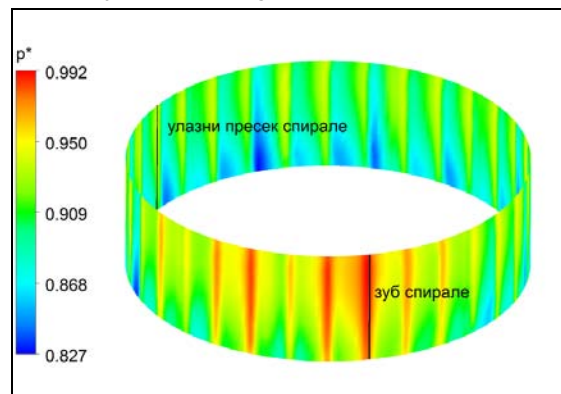
Слика 5.11 Сведена радијална брзина на улазу у спроводни апарат за $\beta_{OK} = 12,5^\circ$, $\alpha_{SA} = 35,5^\circ$ и $n_{ED}^* = 1$



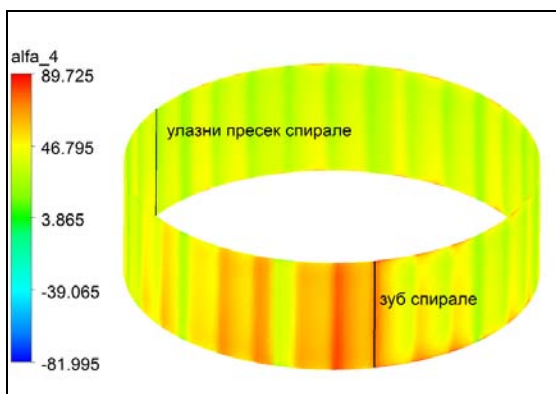
Слика 5.12 Сведена обимска брзина на улазу у спроводни апарат за $\beta_{OK} = 12,5^\circ$, $\alpha_{SA} = 35,5^\circ$ и $n_{ED}^* = 1$



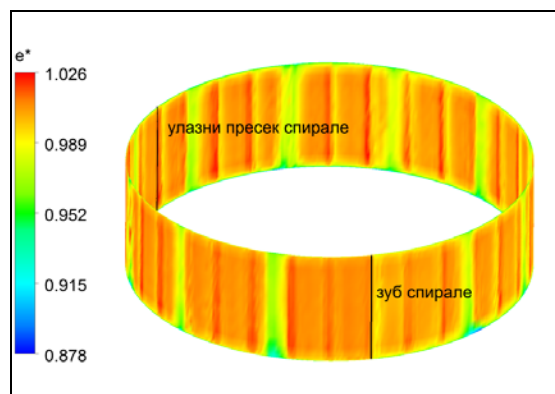
Слика 5.13 Сведена аксијална брзина на улазу у спроводни апарат за $\beta_{OK} = 12,5^\circ$, $\alpha_{SA} = 35,5^\circ$ и $n_{ED}^* = 1$



Слика 5.14 Сведени притисак на улазу у спроводни апарат за $\beta_{OK} = 12,5^\circ$, $\alpha_{SA} = 35,5^\circ$ и $n_{ED}^* = 1$

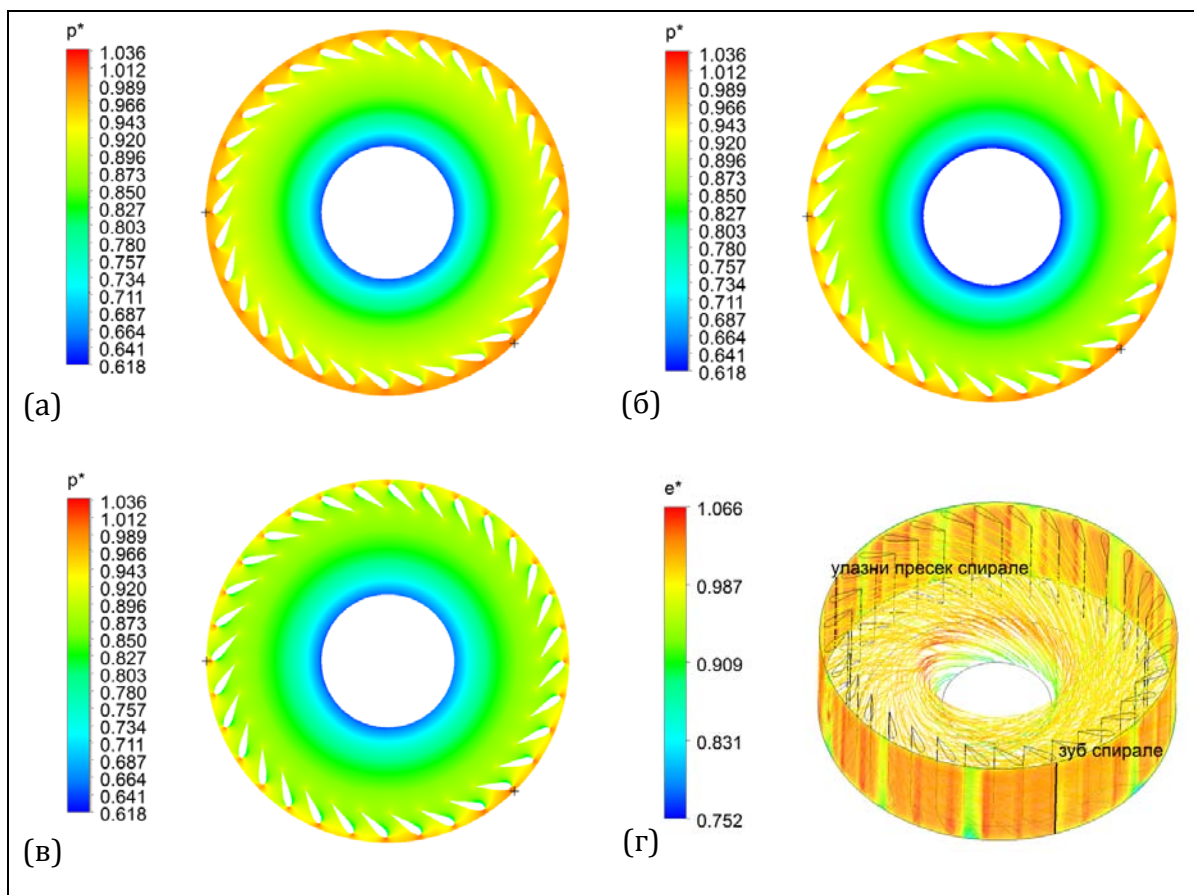


Слика 5.15 Угао струје на улазу у спроводни апарат за $\beta_{OK} = 12,5^\circ$, $\alpha_{SA} = 35,5^\circ$ и $n_{ED}^* = 1$

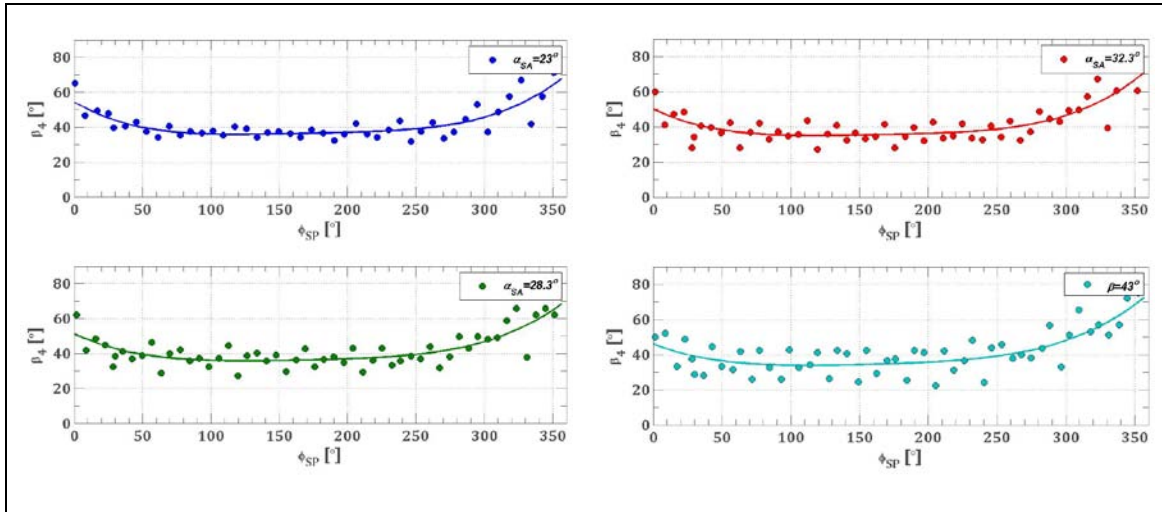


Слика 5.16 Расподела сведене специфичне енергије на улазу у спроводни апарат за $\beta_{OK} = 12,5^\circ$, $\alpha_{SA} = 35,5^\circ$ и $n_{ED}^* = 1$

Слике 5.17 (а, б и в) се односе на расподелу сведених притисака за пресек лоциран на месту половине висине спроводног апарата. Свођење притиска је урађено на осредњен притисак по пресеку 4.

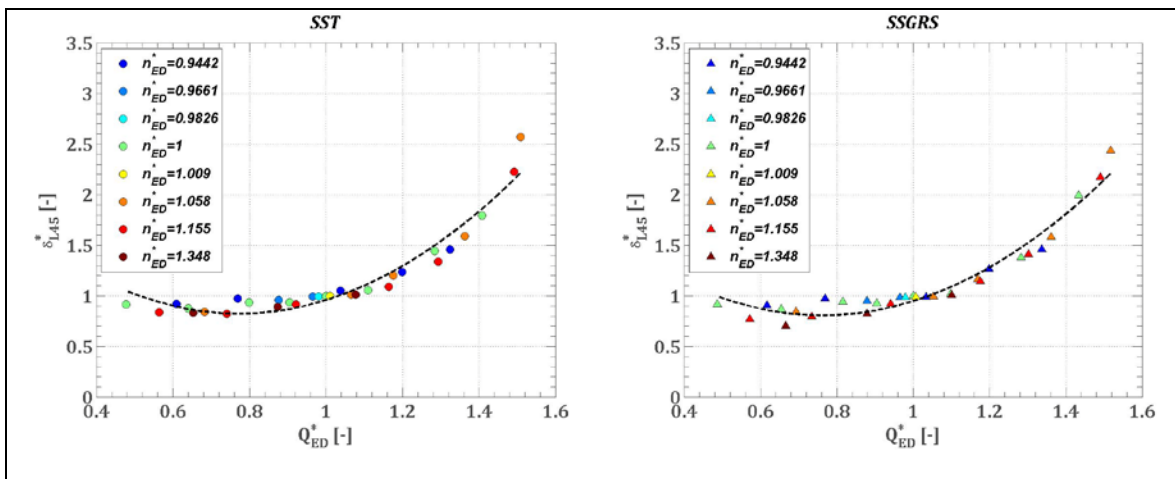


Слика 5.17 Сведени притисци при $n_{ED}^* = 1,15$ за: (а) $\beta_{OK} = -5^\circ$ и $\alpha_{SA} = 23^\circ$, (б) $\beta_{OK} = 0^\circ$ и $\alpha_{SA} = 28,3^\circ$ и (в) $\beta_{OK} = 5^\circ$ и $\alpha_{SA} = 32,3^\circ$ и (г) сведена специфична енергија дуж струјница од улаза у спроводни апарат до улаза у обртно коло

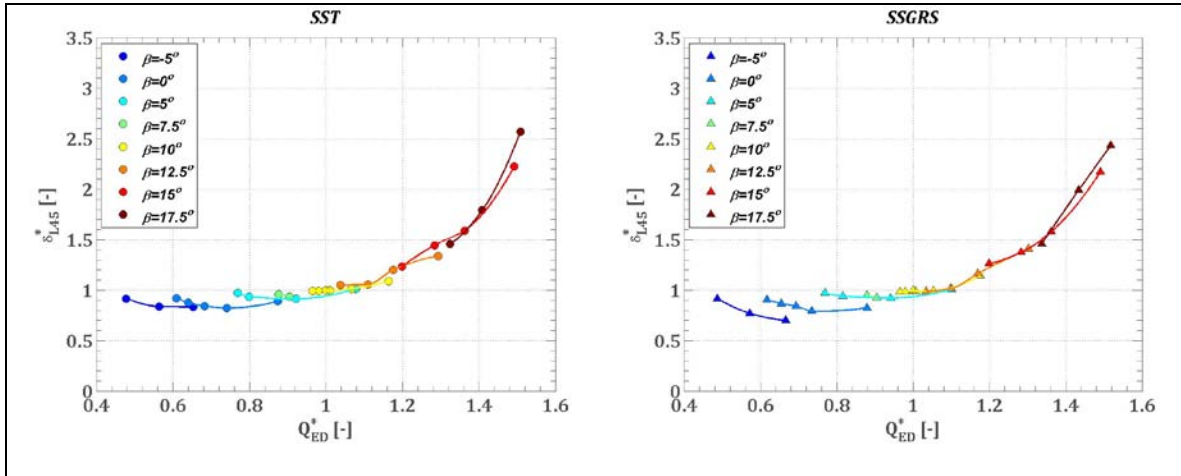


Слика 5.18 Расподела улазних угла струје на средњој висини лопатице спроводног апарата при $n_{ED}^* = 1,155$ за SSGRS турбулентни модел

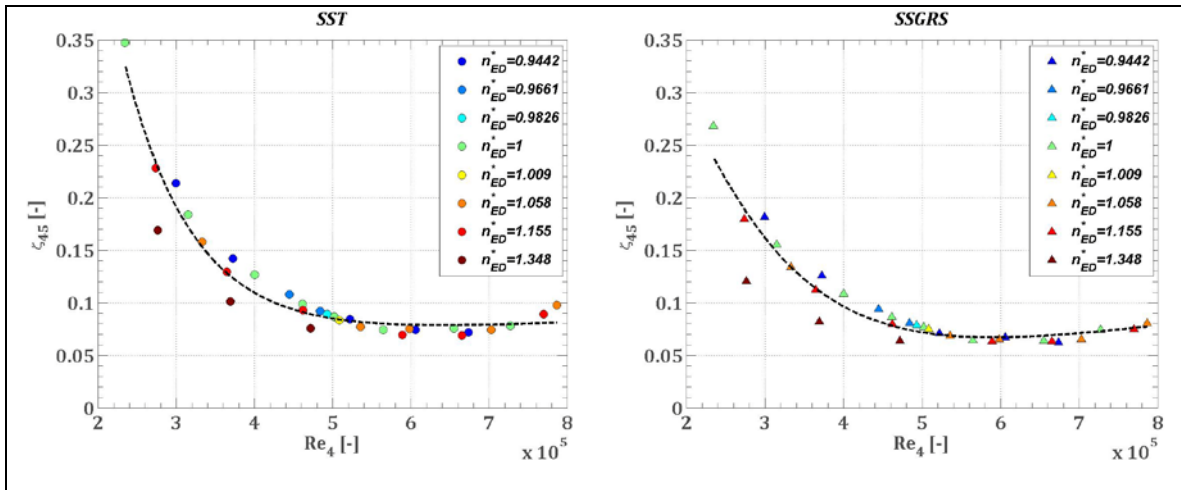
На слици 5.18 приказани су дијаграми расподеле улазних угла струје на средњој висини лопатице спроводног апарата. Исти имају за циљ да представе и промену угла струје по обиму улаза у спроводни апарат за његове различите отворе, што у крајњем случају, за лопатице састављене од симетричних профила, упућује на могућност примене њихових експерименталних карактеристика (наредно поглавље) у проучавању расподеле губитака. Обједињавањем резултата за све симулиране комбинаторске режиме струјања на следећим сликама приказане су расподеле губитака у спроводном апарату различитих функционалних зависности.



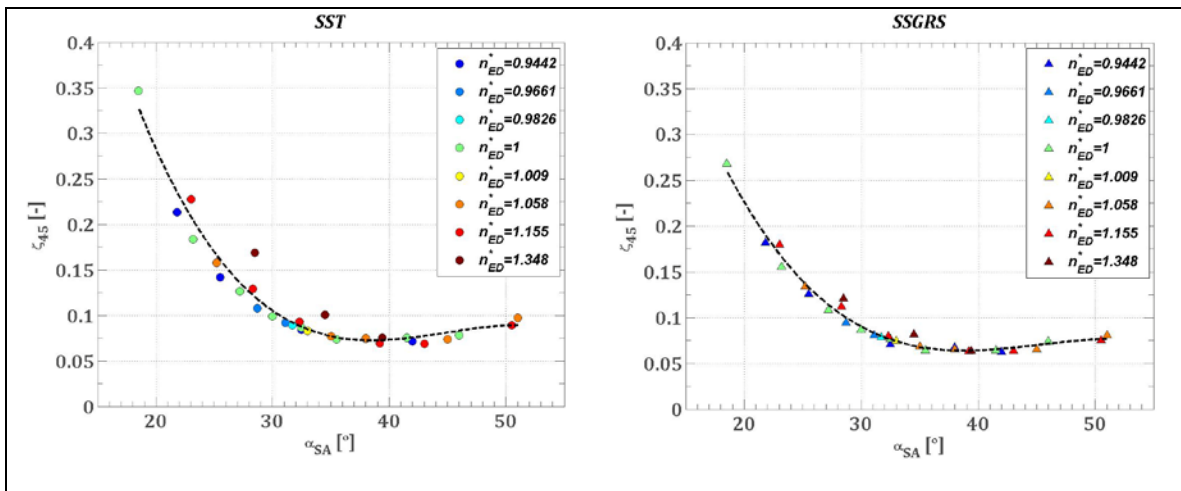
Слика 5.19 Релативни губици у спроводном апарату за различито n_{ED}^* сведени на губитак у оптимуму у зависности од Q_{ED}^* за SST и SSGRS моделе



Слика 5.20 Релативни губици у спроводном апарату за различито β_{OK} сведени на губитак у оптимуму у зависности од Q_{ED}^* за SST и SSGRS моделе



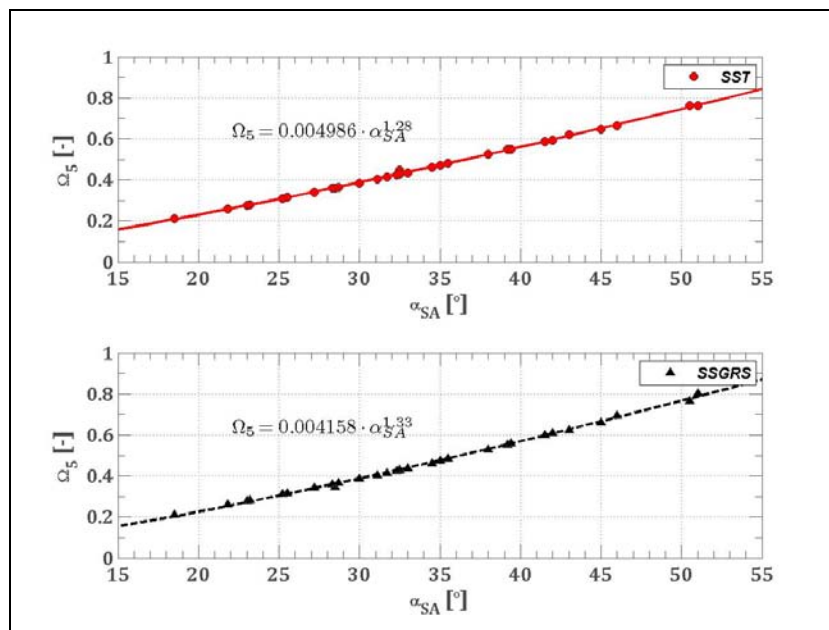
Слика 5.21 Коефицијент губитка спроводног апарата за различито n_{ED}^* у зависности од Re на његовом улазу за SST и SSGRS турбулентне моделе



Слика 5.22 Коефицијент губитка спроводног апарата за различито n_{ED}^* у зависности од α_{SA} за SST и SSGRS турбулентне моделе

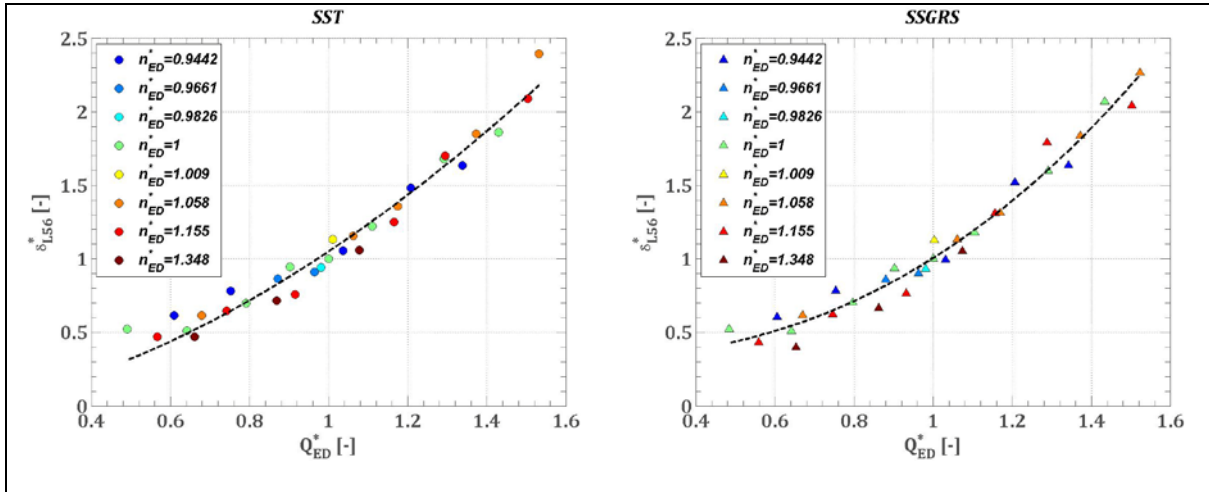
5.5 Област између спроводног апарата и обртног кола

Као што је у претходним поглављима напоменуто, улога целокупног струјног простора од улаза у турбину до обртног кола је формирање што униформнијег наструјавања флуидног тока на лопатице обртног кола. Ипак, због постојања неравномерности струјног поља на излазу из спроводног апарата, дефинишу се интегрални параметри (поглавље 2) којима се описује и у чијој се функцији одређује учешће губитака у области између спроводног апарата и обртног кола у укупном енергетском билансу турбине. Стога је, пре свега, на слици 5.23, дата функционална зависност параметра вихорног струјања у пресеку 5 од угла отвора спроводног апарата за целокупни комбинаторски режим рада за SST и SGRS турбулентне моделе.

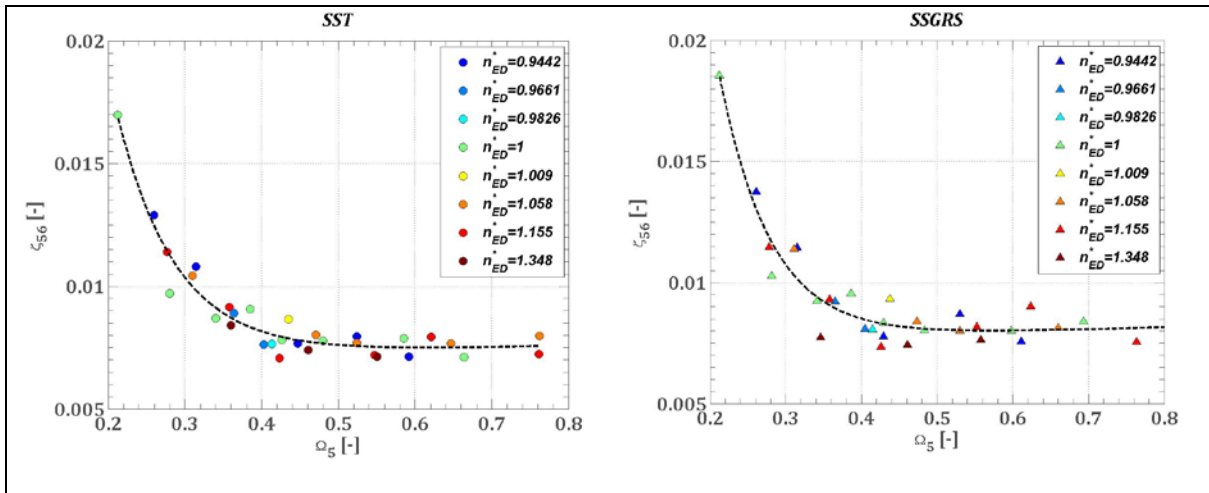


Слика 5.23 Параметар вихорног струјања у пресеку 5 у функцији отвора спроводног апарата за комбинаторски режим рада

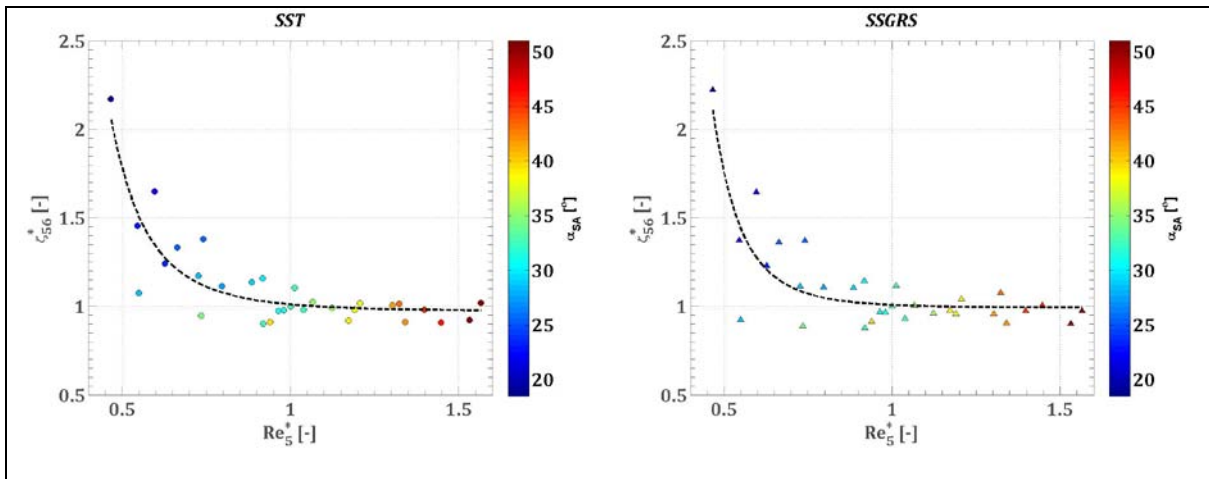
У наредном поглављу ће за одабране режиме струјања бити приказана верификација појединих струјних параметара у области сличној истраживаној области за које постоје експериментални резултати, док се на сликама 5.24-5.26 дају расподеле губитака ове области у функцији појединих интегралних параметара.



Слика 5.24 Релативни губици у безлопатичном делу од спроводног апарата до обртног кола за различито n_{ED}^* сведени на губитке у оптимуму у зависности од Q_{ED}^*



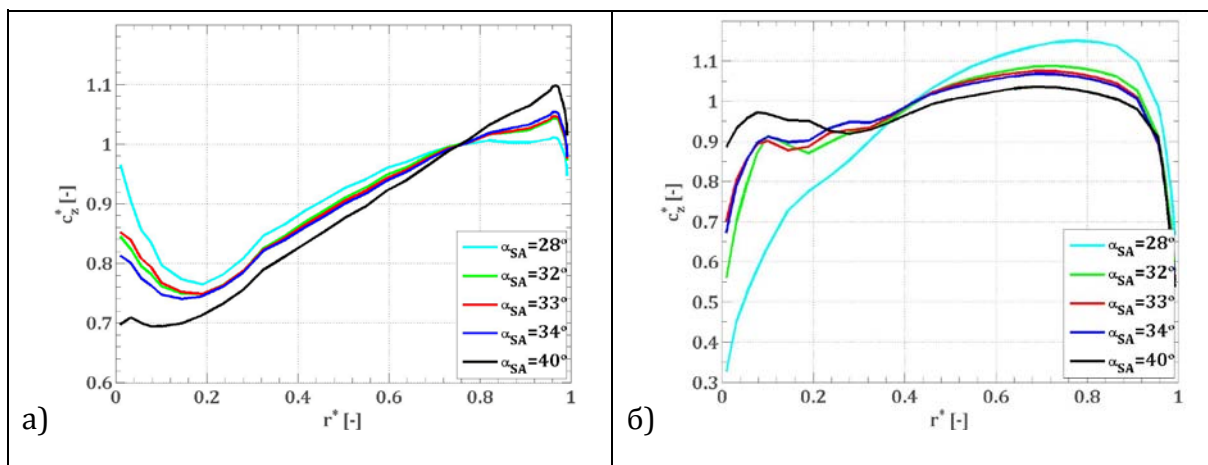
Слика 5.25 Коефицијент губитка дела од спроводног апарата до обртног кола за различито n_{ED}^* у зависности од параметра вихорног струјања на његовом улазу



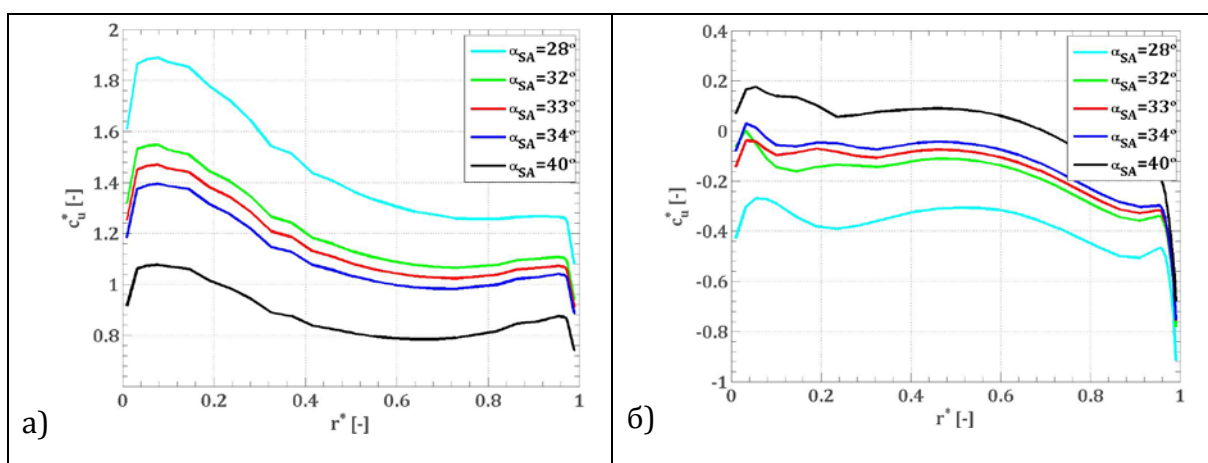
Слика 5.26 Сведени коефицијент губитка дела од спроводног апарата до обртног кола за различито α_{SA} у зависности од сведеног Рејнолдсовог броја

5.6 Обртно коло

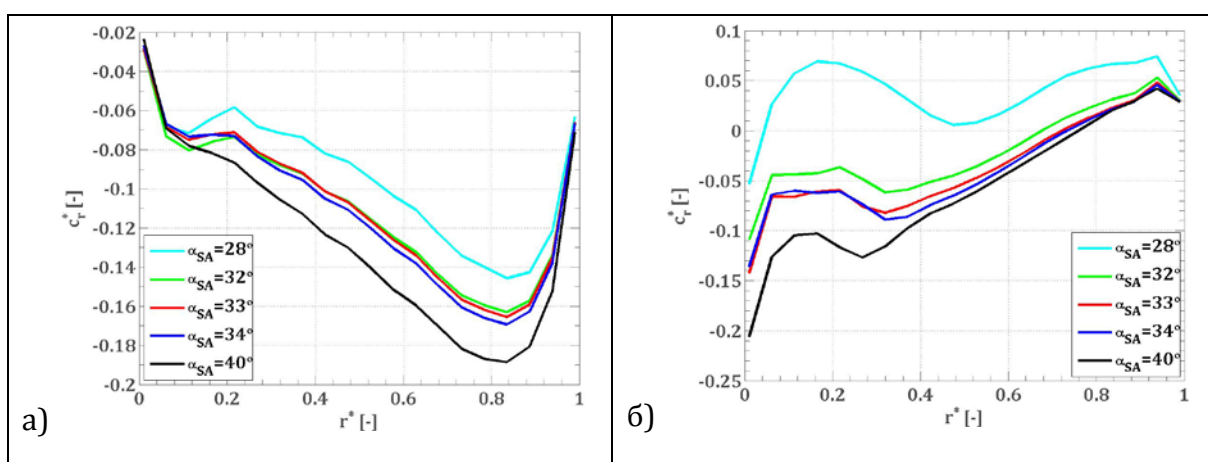
У поглављу теоријских разматрања представљени су приступи у одређивању губитака у обртном колу. Нумеричке симулације омогућују детаљнију квалитативну анализу ових губитака, водећи рачуна о томе да се због веома сложеног струјања у овој области квантитативни показатељи морају узети са резервом, поготову ако се има у виду да је поједине величине веома тешко верификовати мерењем. Разлика између стварних улазних и излазних пресека лопатица обртног кола постоји услед њиховог различитог положаја при отвору обртног кола β_{OK} . Како би се пренебрегла ова чињеница, усвојени су фиксни пресеци **6** и **7** (слика 1.6) који не бивају ремећени положајем лопатица, а чине логичну целину области која припада обртном колу. Овако усвојени пресеци омогућују анализу укупних губитака у овој области обједињујући губитке који припадају лопатицама обртног кола (профилни и секундарни), губитке услед трења о главчину и кућиште обртног кола, као и волуметријске губитке услед процуривања воде кроз зазоре између лопатица и кућишта и лопатица и главчине. Истовремено омогућавају и упоредну анализу губитака за различите отворе обртног кола различитих турбина. Анализом струјања у ротирајућем координатном систему омогућено је одређивање губитака у колу за сваки отвор обртног кола и различите режиме рада турбине. Пре него што се кренуло у анализу тежишта овог истраживања, расподеле губитака у комбинаторским (радним) режимима рада тубине, урађена је анализа за изабрани пропелерни режим рада турбине са циљем утврђивања да ли нумеричким путем добијена тачка минималних укупних губитака при пропелеру квалитативно одговара максималном степену корисности добијеном мерењем. Поља сведених брзина и притисака осредњених по одговарајућем пресеку су, примера ради, за AT1 отвор обртног кола $\beta_{OK} = 10^\circ$ и $n_{ED}^* = 1,01$, дата на следећим дијаграмима за SST турбулентни модел. Поједине компоненте апсолутних брзина сведене су на усвојену брзину $c_s = 4Q / (D_1^2 - d_{gl}^2) \pi$, док је притисак сведен на осредњени тотални притисак посматраног пресека.



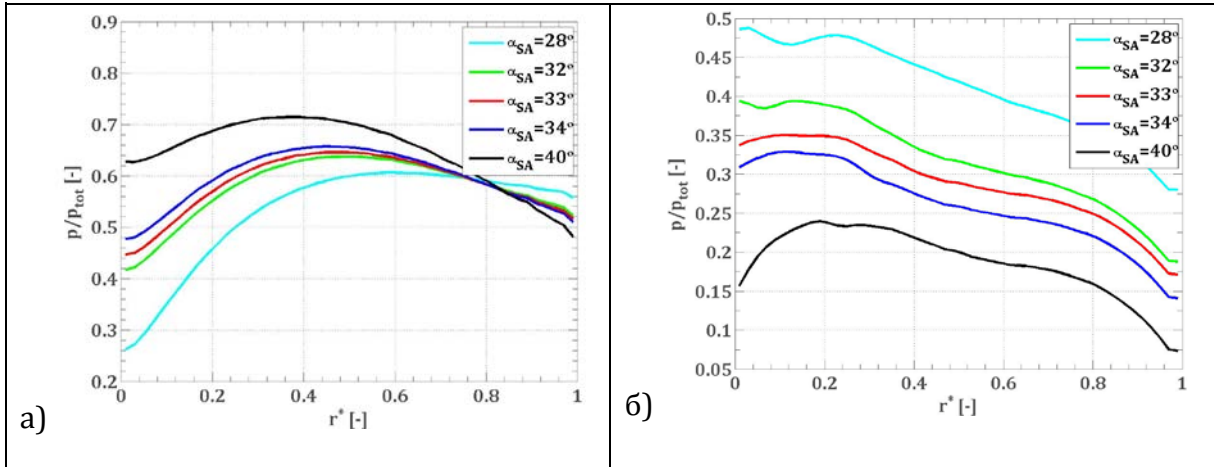
Слика 5.27 Сведене аксијалне компоненте апсолутних брзина у пропелерном режиму рада при $\beta_{OK} = 10^\circ$ и $n_{ED}^* = 1,01$ у а) пресеку 6 и б) пресеку 7



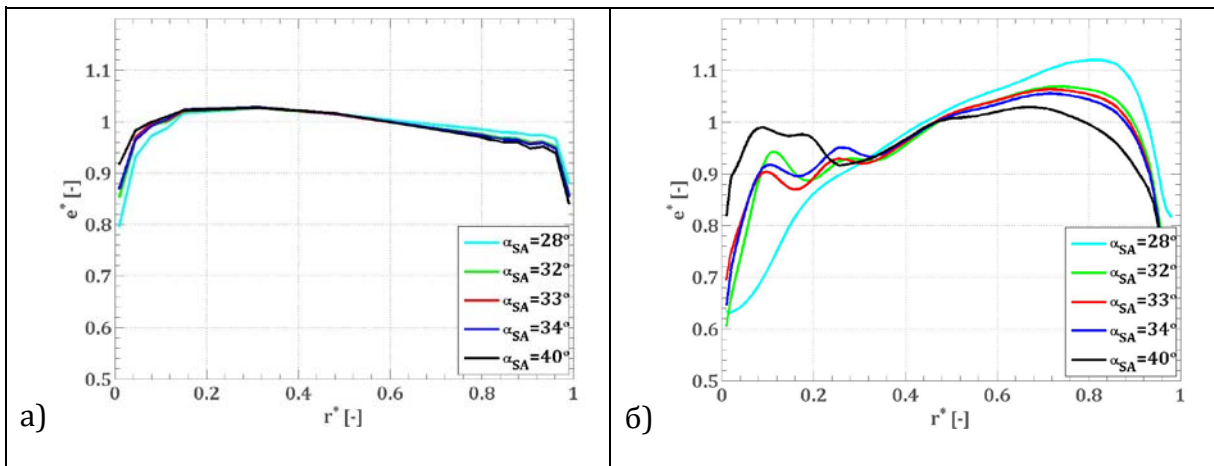
Слика 5.28 Сведене обимске компоненте апсолутних брзина у пропелерном режиму рада при $\beta_{OK} = 10^\circ$ и $n_{ED}^* = 1,01$ у а) пресеку 6 и б) пресеку 7



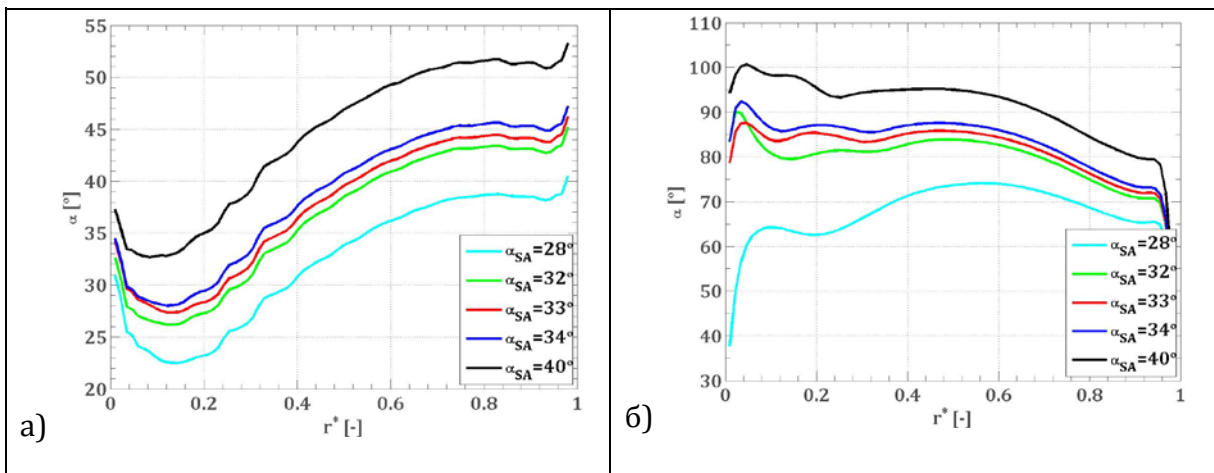
Слика 5.29 Сведене радијалне компоненте апсолутних брзина у пропелерном режиму рада при $\beta_{OK} = 10^\circ$ и $n_{ED}^* = 1,01$ у а) пресеку 6 и б) пресеку 7



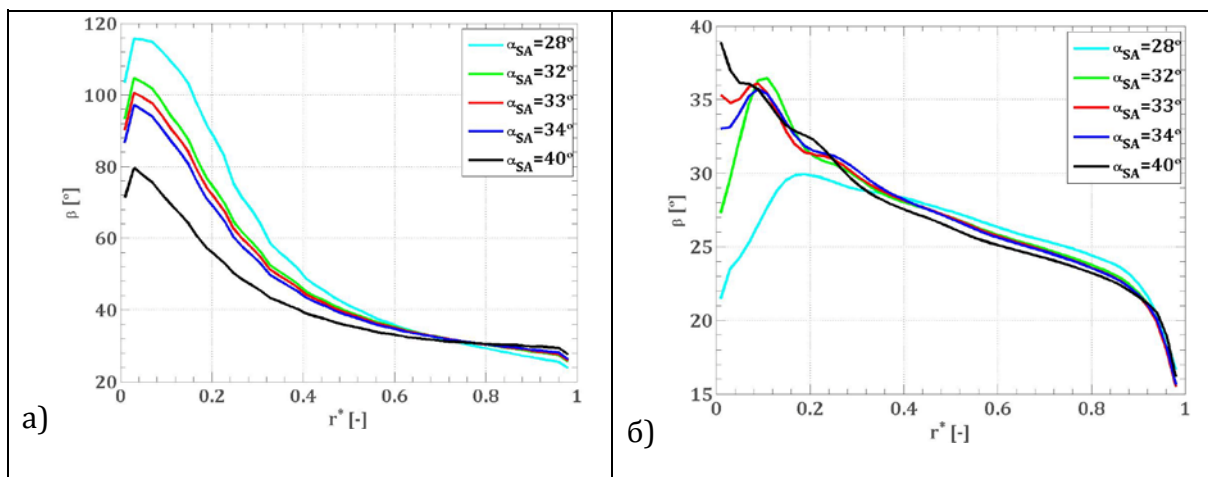
Слика 5.30 Сведени статички притисци у пропелерном режиму рада при $\beta_{OK} = 10^\circ$ и $n_{ED}^* = 1,01$ у а) пресеку 6 и б) пресеку 7



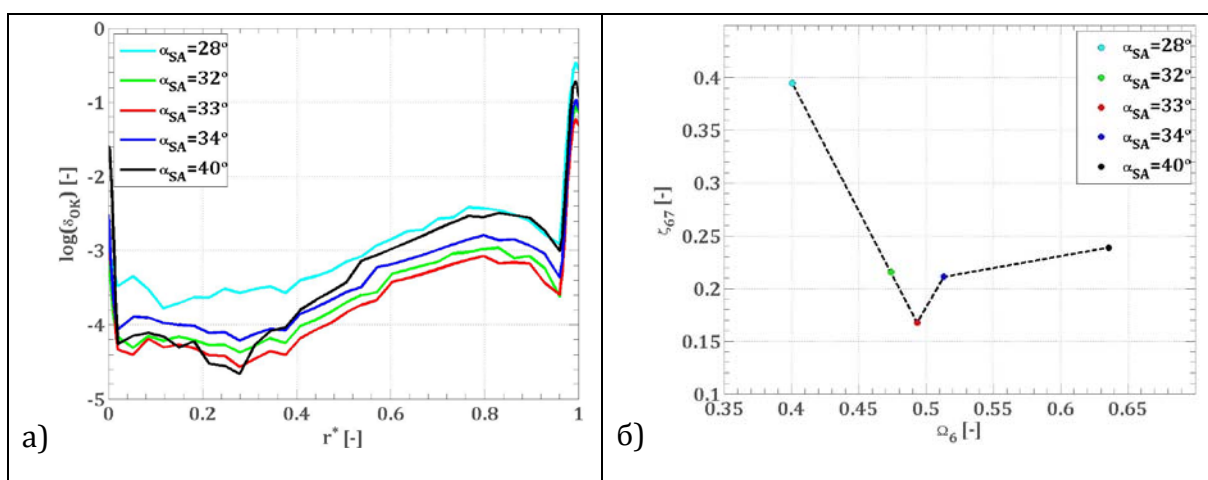
Слика 5.31 Сведене специфичне енергије у пропелерном режиму рада при $\beta_{OK} = 10^\circ$ и $n_{ED}^* = 1,01$ у а) пресеку 6 и б) пресеку 7



Слика 5.32 Апсолутни углови флуидне струје у пропелерном режиму рада при $\beta_{OK} = 10^\circ$ и $n_{ED}^* = 1,01$ у а) пресеку 6 и б) пресеку 7

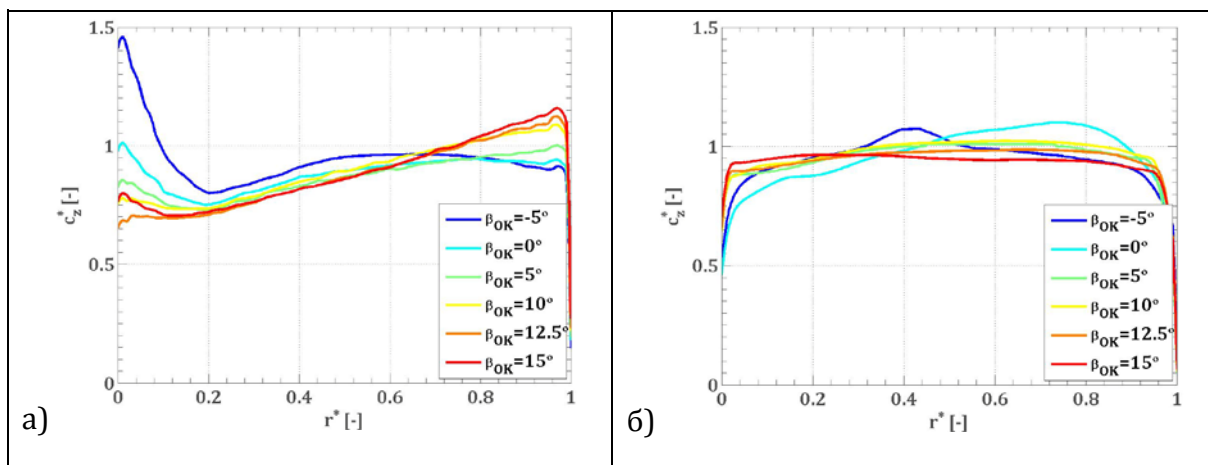


Слика 5.33 Релативни углови флуидне струје у пропелерном режиму рада при $\beta_{OK} = 10^\circ$ и $n_{ED}^* = 1,01$ у а) пресеку 6 и б) пресеку 7

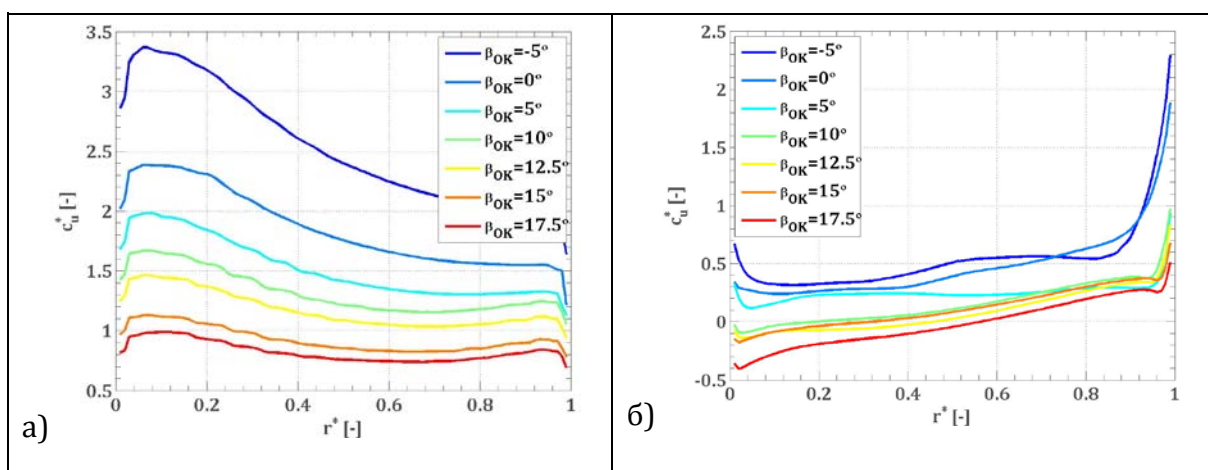


Слика 5.34 а) Расподеле релативних губитака у области обртног кола и б) коефицијент губитка између пресека 6 и 7 у функцији вихорног параметра Ω_6 при пропелерном режиму $\beta_{OK} = 10^\circ$ и $n_{ED}^* = 1,01$

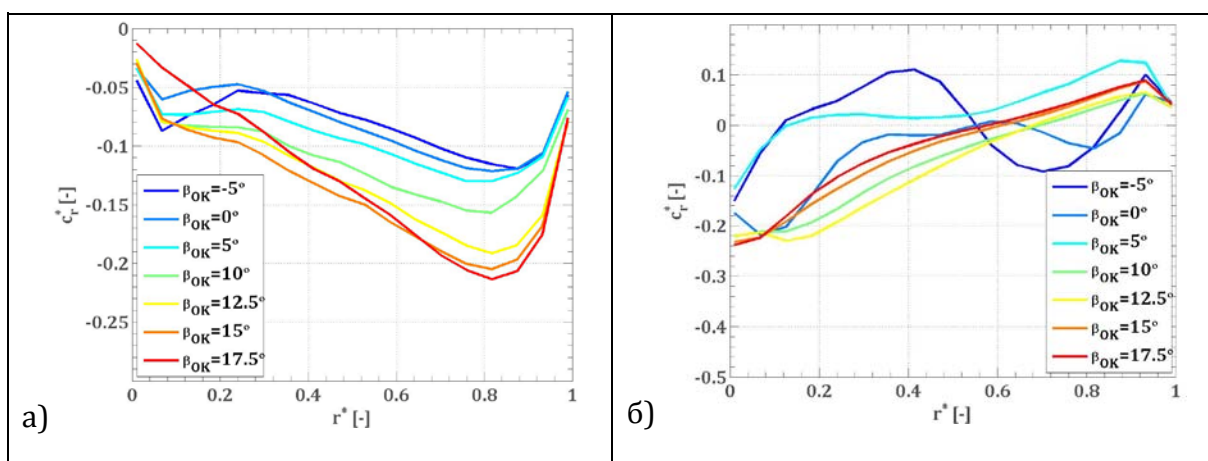
За турбину АТ1 анализа губитака је вршена за све изабране комбинаторске режиме дате на слици 3.15, док се у наставку, искључиво ради уштеде простора, дају резултати појединих тачака при $n_{ED}^* = 1$ за SST турбулентни модел.



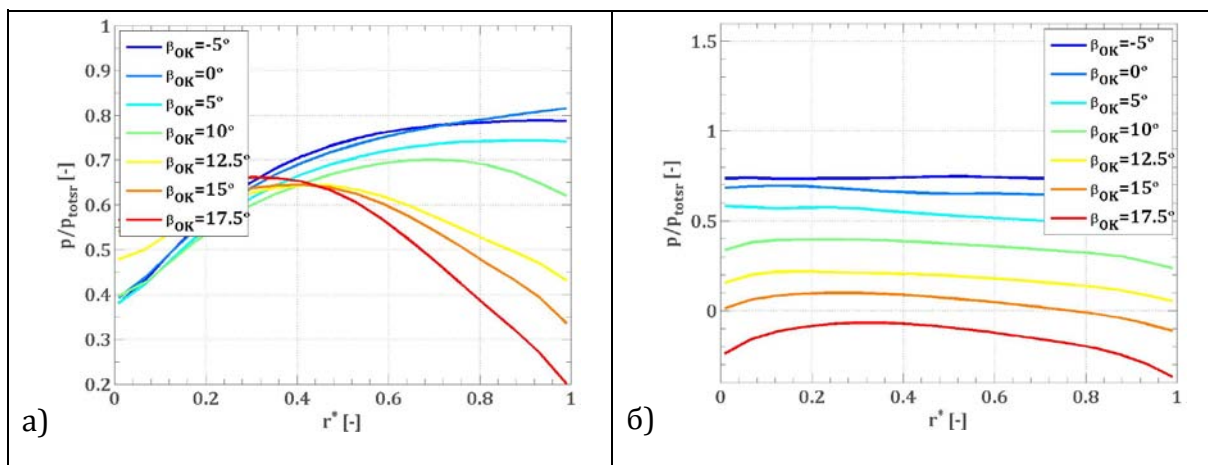
Слика 5.35 Сведене аксијалне компоненте апсолутних брзина у комбинаторском режиму рада при $n_{ED}^* = 1$ у а) пресеку 6 и б) пресеку 7



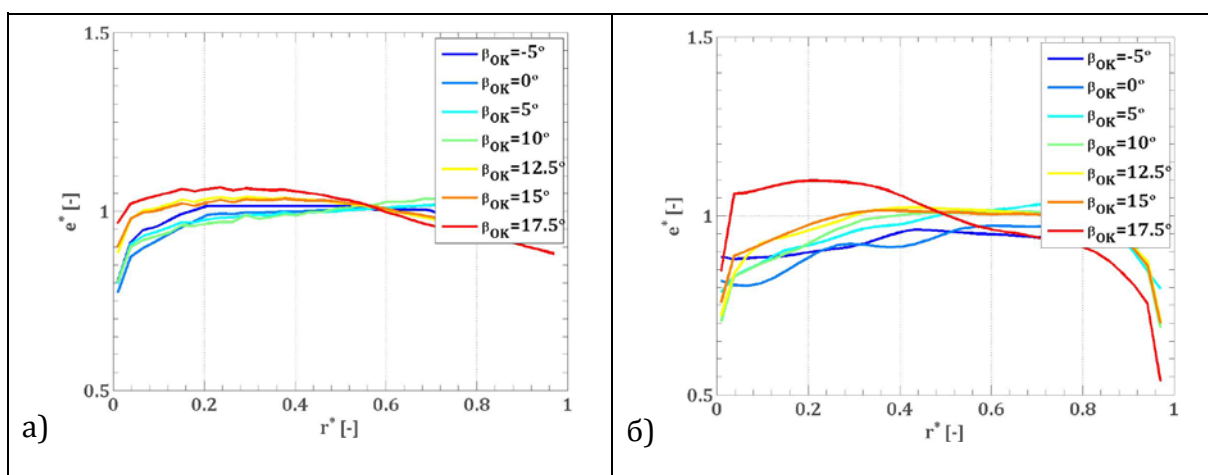
Слика 5.36 Сведене обимске компоненте апсолутних брзина у комбинаторском режиму рада при $n_{ED}^* = 1$ у а) пресеку 6 и б) пресеку 7



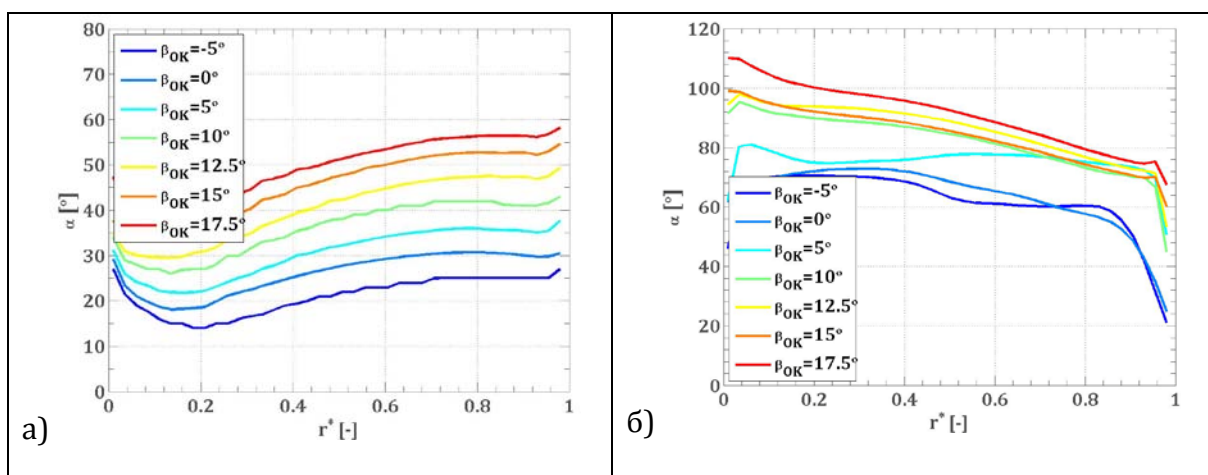
Слика 5.37 Сведене радијалне компоненте апсолутних брзина у комбинаторском режиму рада при $n_{ED}^* = 1$ у а) пресеку 6 и б) пресеку 7



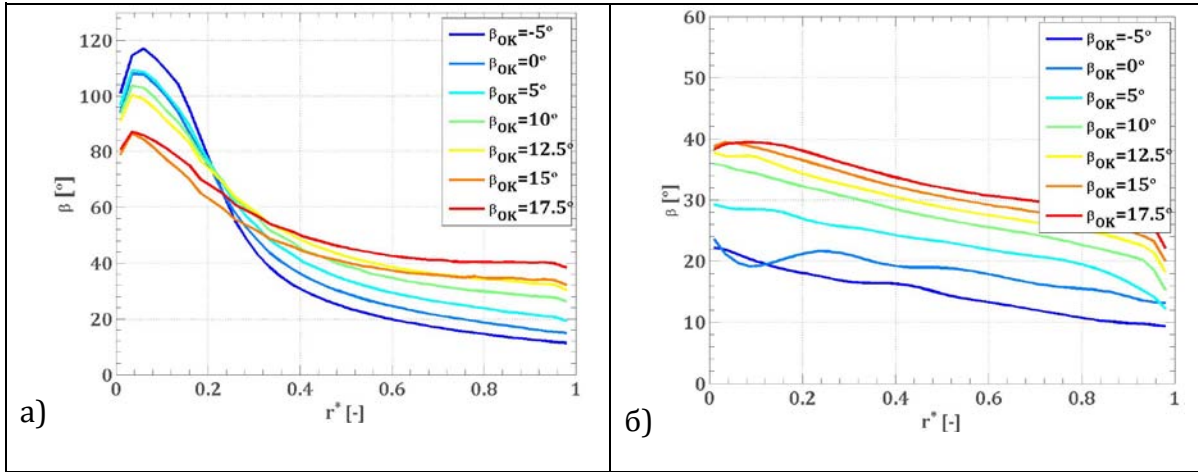
Слика 5.38 Сведени статички притисци у комбинаторском режиму рада при $n_{ED}^* = 1$ у а) пресеку 6 и б) пресеку 7



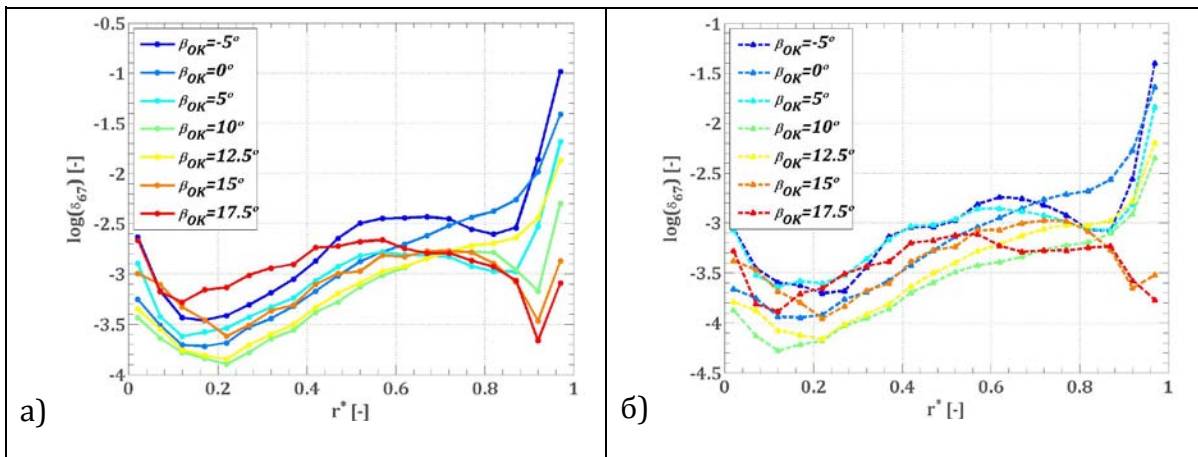
Слика 5.39 Сведена специфична енергија у комбинаторском режиму рада при $n_{ED}^* = 1$ у а) пресеку 6 и б) пресеку 7



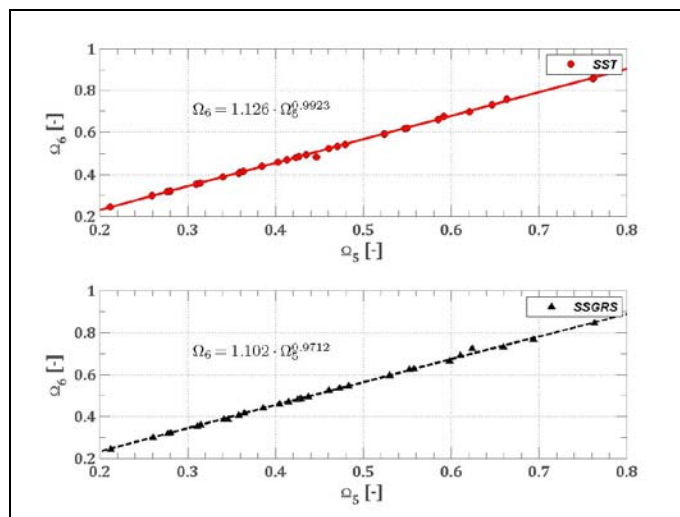
Слика 5.40 Апсолутни углови флуидне струје у комбинаторском режиму рада при $n_{ED}^* = 1$ у а) пресеку 6 и б) пресеку 7



Слика 5.41 Релативни углови флуидне струје у комбинаторском режиму рада при $n_{ED}^* = 1$ у а) пресеку 6 и б) пресеку 7

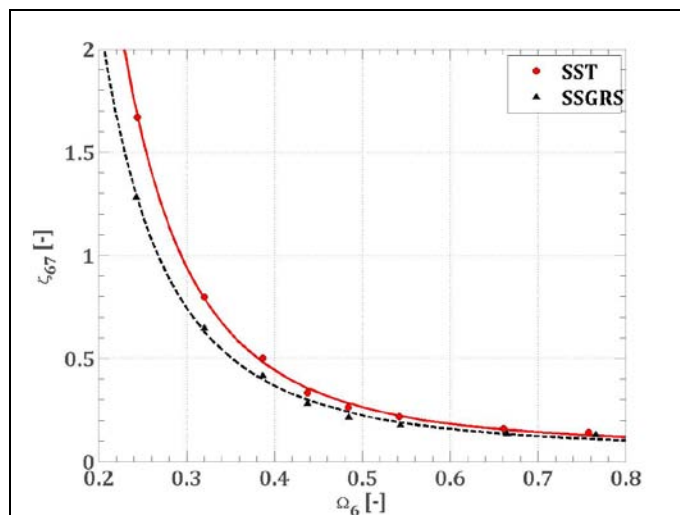


Слика 5.42 Релативни губици у области обртног кола у комбинаторском режиму за $n_{ED}^* = 1$ а) SST и б) SGRS турбулентни модел

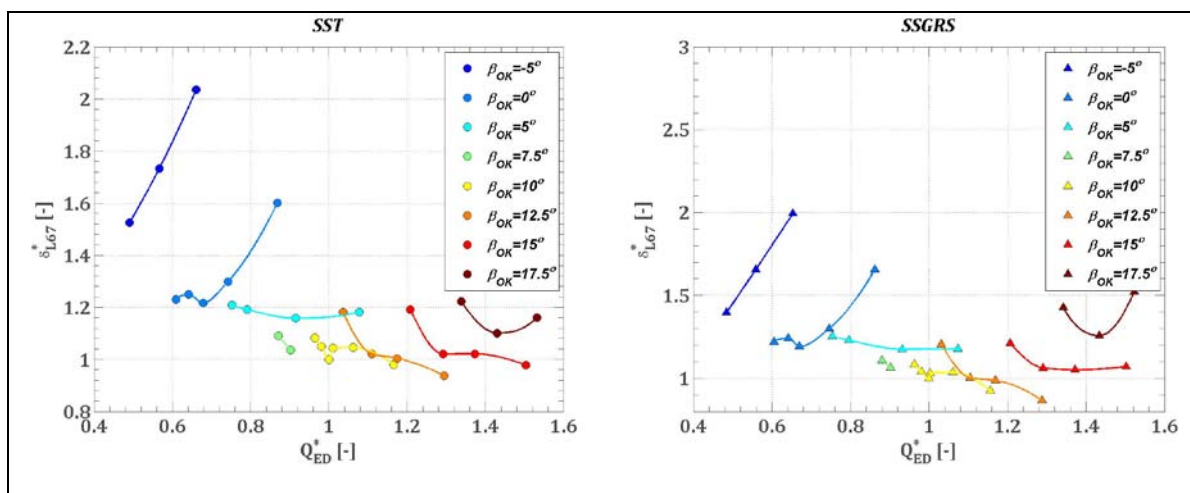


Слика 5.43 Параметар вихорног струјања у пресеку 6 у функцији параметра вихорног струјања у пресеку 5 за комбинаторски режим рада турбине

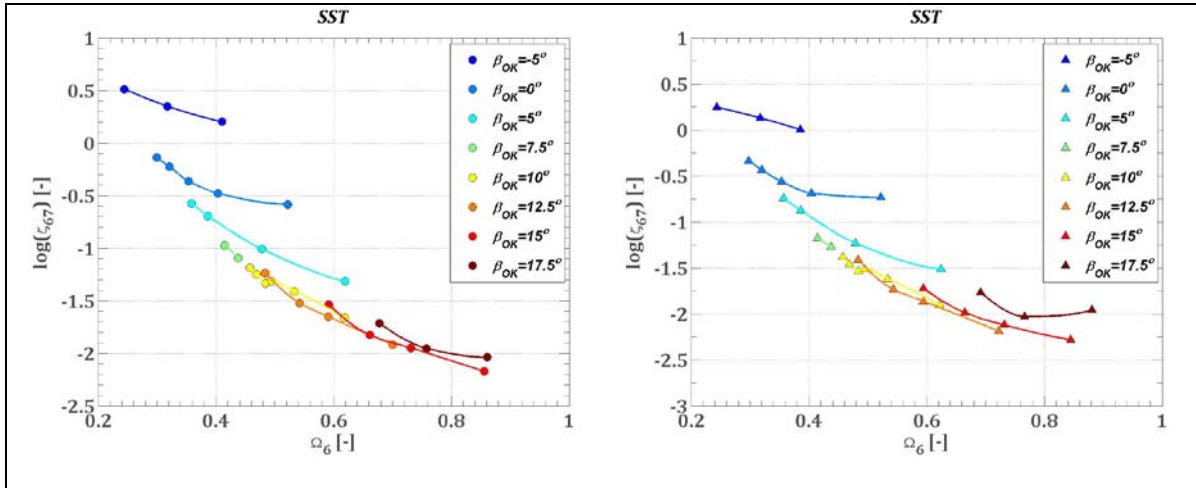
Интегралећи струјне параметре по улазном **6** и излазном **7** пресеку за све истраживане режиме и обједињавајући их у циљу одређивања укупних губитака у области обртног кола, добијени су дијаграми приказани на следећим сликама.



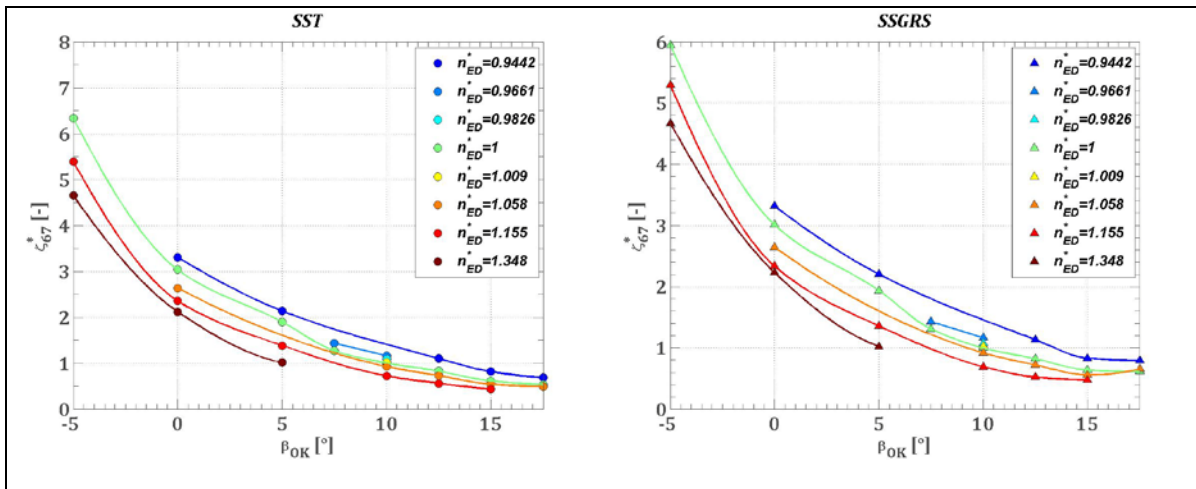
Слика 5.44 Коефицијент губитка у области обртног кола за различито β_{OK} у зависности од Ω_6 у комбинаторском режиму рада при $n_{ED}^* = 1$



Слика 5.45 Релативни губици у обртном колу за различито β_{OK} сведени на губитке у оптимуму у зависности од Q_{ED}^* за SST и SSGRS турбулентне моделе

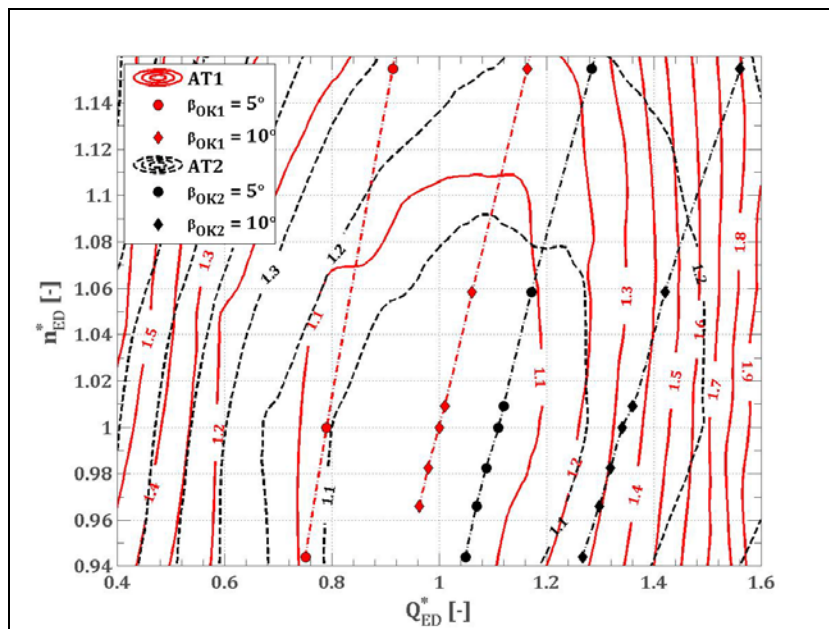


Слика 5.46 Коефицијент губитка обртног кола за различито β_{OK} у зависности од параметра вихорног струјања на улазу у обртно кола за SST и SSGRS турбулентне моделе

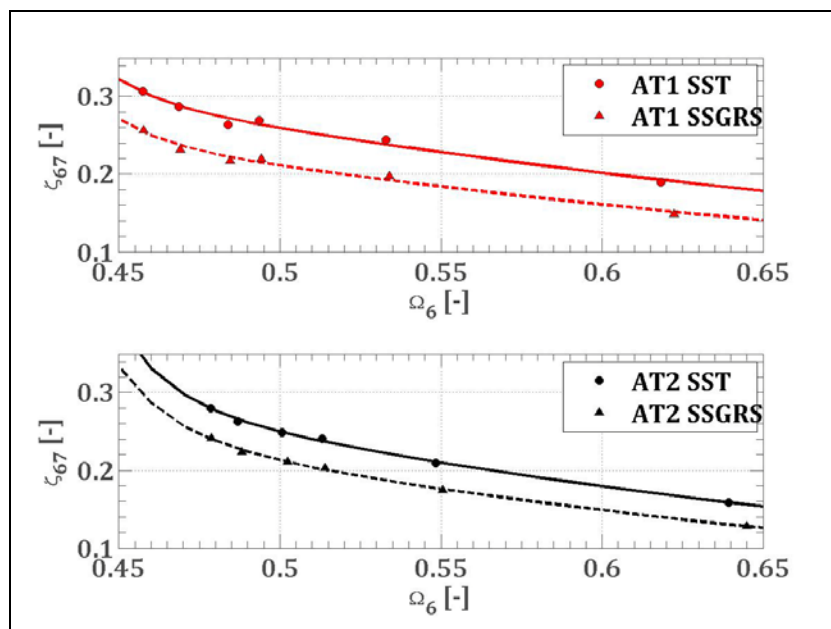


Слика 5.47 Сведени коефицијент губитка обртног кола на губитак у оптимуму за различито n_{ED}^* у зависности од отвора обртног кола за SST и SSGRS турбулентне моделе

Пошто је испитивана турбина AT2 са промењеном геометријом обртног кола, изабрани су комбинаторски режими (слика 5.48) за које су, такође, урађене нумеричке симулације.



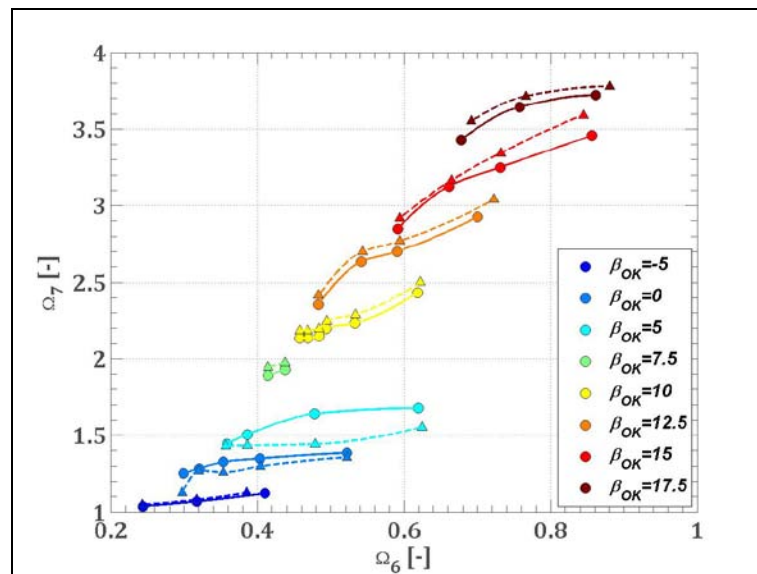
Слика 5.48 Упоредни приказ сведених релативних губитака за две испитиване турбине AT1 и AT2



Слика 5.49 Упоредни приказ коефицијента губитака у области обртних кола турбина AT1 и AT2 за $\beta_{OK} = 10^\circ$ у зависности од Ω_6 у комбинаторском режимима рада за исте брзинске факторе од $n_{ED}^* = 0,944$ до $n_{ED}^* = 1,15$

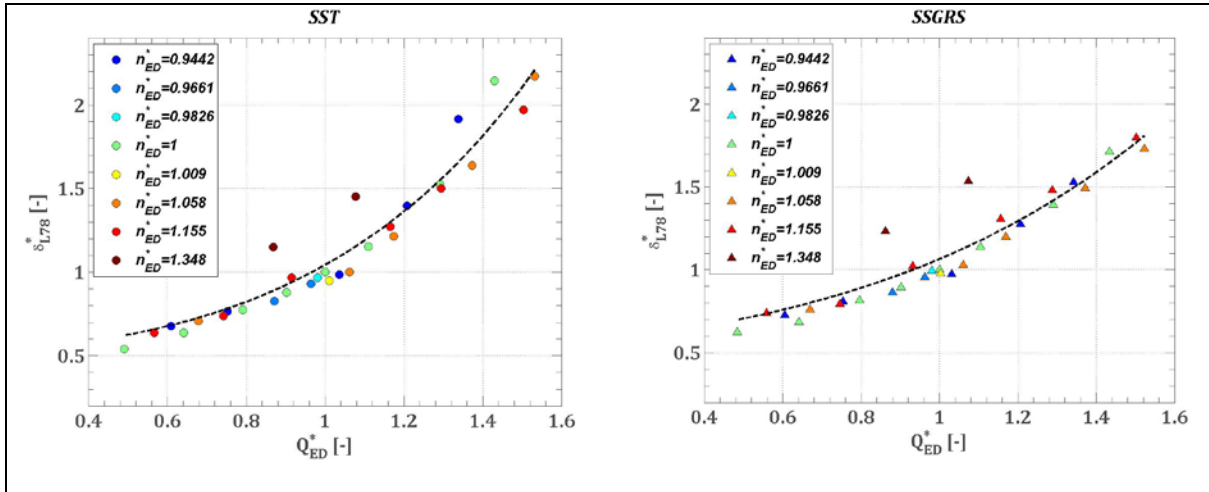
5.7 Сифон

Усвајајући параметар вихорног струјања Ω_7 (релација 2.130) за репрезентативан интегрални параметар на улазу у сифон омогућено је с једне стране проналажење зависности укупних губитака у сифону од његове вредности у комбинаторном режиму, али и омогућавање квалитетнијег извођења геометрије обртног кола користећи релацију (2.98), о чему ће нешто више бити речено у наредном поглављу. Функционална зависност параметра Ω_7 од параметра вихорног струјања на улазу у област обртног кола за његове различите отворе у комбинаторском режиму дата је на слици 5.50.

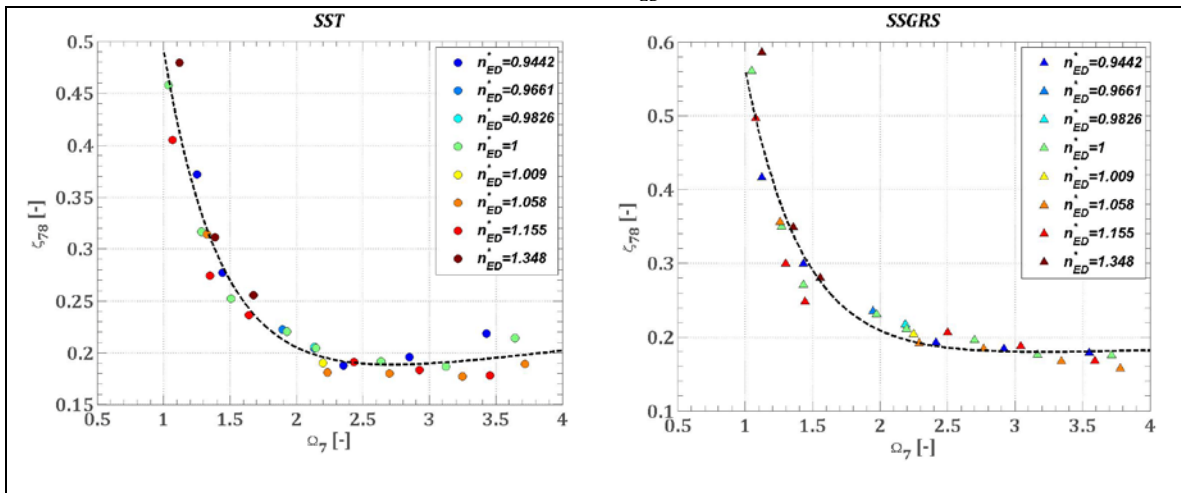


Слика 5.50 Параметар вихорног струјања у пресеку 7 у функцији параметра вихорног струјања у пресеку 6 за различите отворе обртног кола у комбинаторском режиму рада турбине АТ1

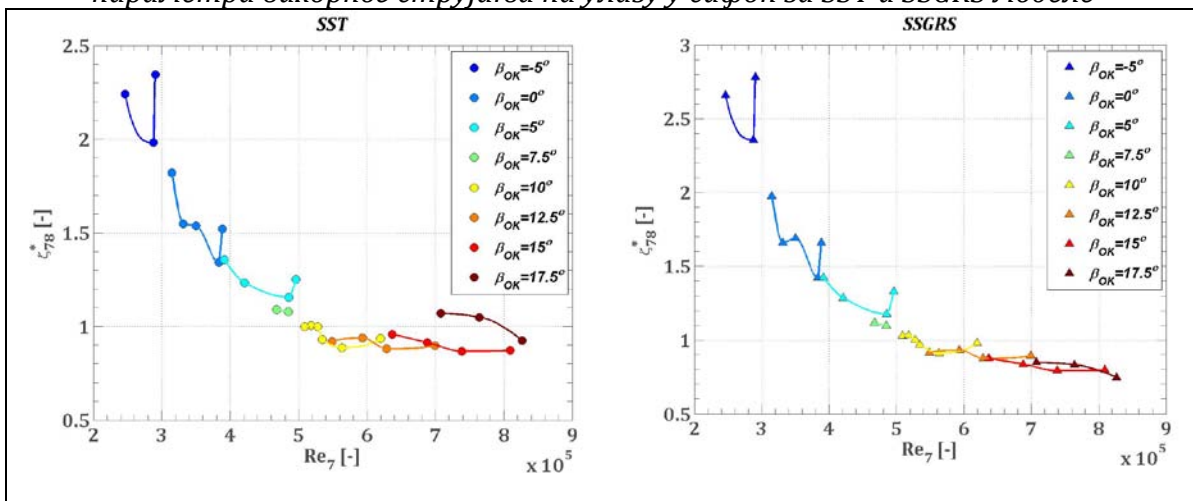
Као и за све претходне делове проточног тракта турбине тако је и за сифон извршено груписање свих добијених интегралних параметара у циљу добијања расподеле губитака енергије за целокупну радну област турбине истраживане геометрије. Таквим обједињавањем настали су дијаграми приказани на сликама 5.51-5.53.



Слика 5.51 Релативни губици у сифону за различито n_{ED}^* сведени на губитке у оптимуму у зависности од Q_{ED}^* за SST и SSGRS моделе



Слика 5.52 Коефицијент губитка сифона за различито n_{ED}^* у зависности од параметра вихорног струјања на улазу у сифон за SST и SSGRS моделе



Слика 5.53 Сведени коефицијент губитка сифона на губитак у оптимуму за различито β_{OK} у зависности од Re на улазу у сифон за SST и SSGRS моделе

6. АНАЛИЗА НУМЕРИЧКИХ И ЕКСПЕРИМЕНТАЛНИХ РЕЗУЛТАТА

У циљу анализе укупних и појединачних губитака у широкој радној области аксијалне хидрауличне турбине и долажења до општих закључака расподеле губитака истраживане геометрије, резултати нумеричких симулација су упоређени са појединим експерименталним резултатима који постоје за геометријски сличан струјни простор. При крају поглавља дати су дијаграми расподела учешћа појединих губитака у укупним губицима за целокупну радну област турбине.

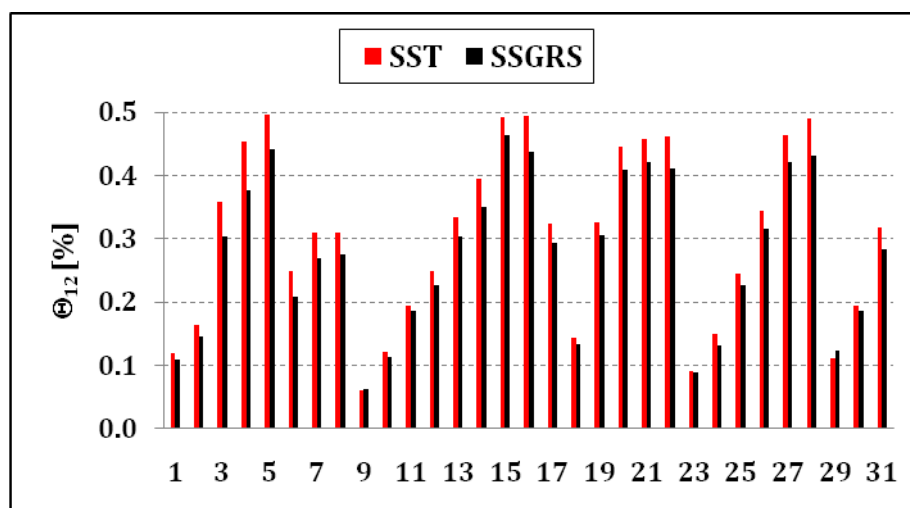
6.1 Уводна комора

Истраживана уводна комора или доводни цевовод је конструкција која има благи конфузорски карактер и карактеристични профилисани разделни зид. Анализом струјања, резултата нумеричких експеримената и мерењем притиска на контролним попречним пресецима у овој области уочава се значајан утицај низструјне геометрије (спирале са статорским лопатицама и лопатичним системом спроводних лопатица) на струјне услове у овом делу. Низводни утицај се огледа пре свега у подели протока у геометријски симетричним деловима правоугаоних попречних пресека, па самим тим и расподели брзина и притисака. Овакав струјни простор би са научног становишта описаног у поглављу 2 био веома интересантан за детаљну анализу расподеле појединачних енергетских губитака у њему. Међутим, пошто се ради о дисипацији релативно малог учешћа у расподели укупних губитака у целокупној аксијалној турбини, сви утицајни струјни и геометријски параметри обухваћени су јединственом величином – коефицијентом губитка.

На основу теоријске анализе и нумеричких резултата укупни струјни губици који настају у области доводног цевовода, од пресека **1** до пресека **2**,

су пропорционални квадрату протока кроз турбину, где се за коефицијент пропорционалности, односно коефицијент губитака може, за режиме струјања дефинисане Рејнолдсовим бројем у пресеку 1 ($Re_1 = 1 \div 5 \cdot 10^5$), усвојити константна вредност (слика 5.3). Ово је карактеристично за овакве и сличне геометрије.

Нумерички резултати показују да од укупног протока 57% протиче кроз десни, а 43% кроз леви део уводне коморе низструјно посматрано.



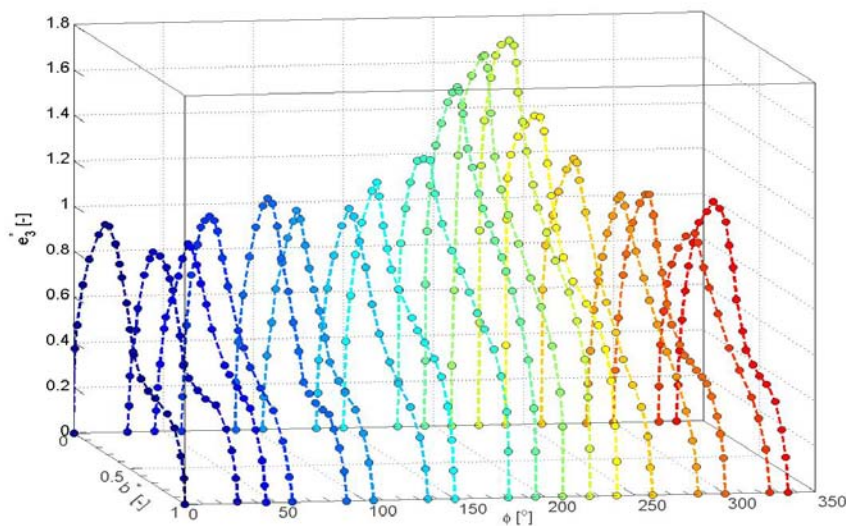
Слика 6.1 Учешће губитака уводне коморе у укупним губицима турбине за SST и SSGRS турбулентне моделе за истраживане радне тачке у комбинаторском режиму рада са слике 3.15

На сликама 5.2, 5.3, 5.4 и 6.1 су, редом, приказане расподеле губитака уводне коморе за широку радну област турбине, у односу на оптималну радну тачку добијену мерењем, коефицијенти губитака ζ_{12} , расипање нумеричких резултата и учешће ових губитака у укупним губицима турбине.

Може се закључити да се SST турбулентним моделом добијају нешто веће вредности губитака у односу на SSGRS турбулентни модел. Укупно учешће губитака ове области у укупним губицима турбине је од 0,06% до 0,5% за широку истраживану радну област турбине приказану на слици 3.15, што чини, за испитивану турбину, део њене „изгубљене“ релативне енергије који је мањи од 0,07%.

6.2 Спирално кућиште

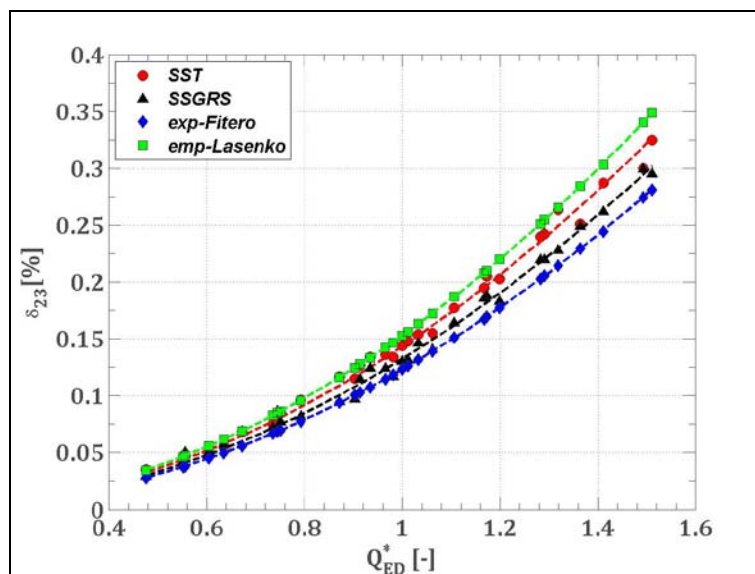
На сликама 5.5, 5.6 и 5.7 приказане су расподеле губитака спиралног кућишта за широку радну област турбине, у односу на оптималну радну тачку добијену мерењем, коефицијенте губитака ζ_{23} , расипање нумеричких резултата са утицајем отвора низводног спроводног апарата. Ранијим обимним теоријским и експерименталним истраживањима рађеним за геометријски сличну спиралу, чији је део објављен у раду [120], одређене су квантитативне вредности поља брзина и притисака на пресеку **2** и излазу из спирале, као и укупни коефицијент губитка спирале $\zeta_{23F} = 0,231$ (релација 2.75), али и део губитака који припада граничном слоју, односно губицима на трење $\zeta_{23Fgs} = 0,163$. Ова истраживања су, уз емпиријске обрасце наведене у потпоглављу 2.8, искоришћена за верификацију резултата добијених нумеричким анализама.



Слика 6.2 Расподела експериментално добијених резултата сведене енергије за излазни пресек из спирале при испитивању геометријски сличног спиралног кућишта [120]

Резултати добијени нумеричким симулацијама показују извесна одступања у односу на примењене емпиријске формуле, при чему су резултати добијени SSGRS турбулентним моделом, приближнији

експериментално добијеном укупном коефицијенту губитка спирале, него нешто веће вредности који се добијају помоћу SST турбулентног модела.

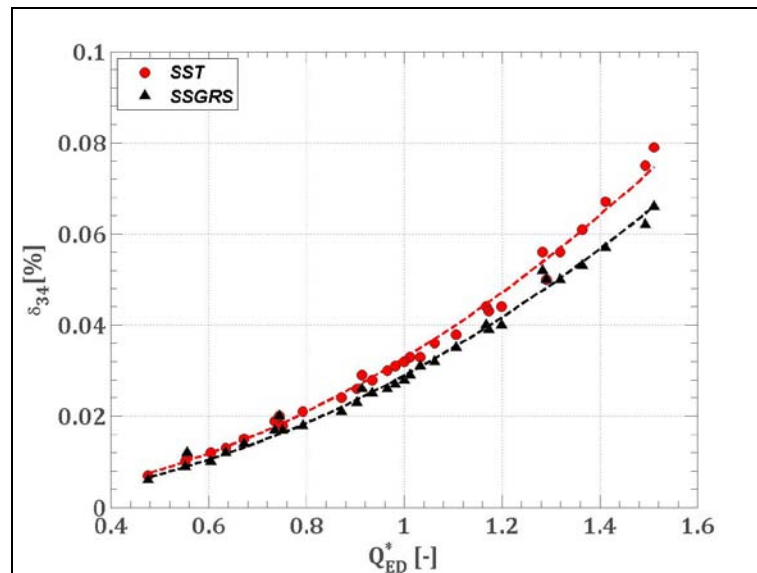


Слика 6.3 Упоредни приказ губитака у спирали добијених нумеричким симулацијама и емпиријским формулама

Из упоредне анализе ових резултата разлози за одступања, уз несавршеност примењених турбулентних модела, потичу и од тога што у истраживању Фитера није постојао узводни разделни зид, па и није постојала подела протока, а и испитивана геометрија није имала низводне статорске лопатице, што на основу постојања интерференције узводних и низводних локалних отпора даје одступања и у одређивању укупних губитака спирале. Применом обрасца Лашенка (2.72) за усвојене вредности коефицијента трења $\lambda = 0,015$ и коефицијента губитака услед конфузорског ефекта спирале $\zeta'_c = 0,15$ добијају се нешто већи губици у спирали. Применом било ког од претходно описаних начина прорачуна губитка у спирали добија се да максимално 0,35% губитка у аксијалној турбини потиче од овог дела струјног простора. Истовремено усвајајући средњу вредност коефицијента ζ_{23Fgs} може се закључити да је већина (70%) губитка енергије спирале у граничном слоју, док остатак припада струјању ван њега и секундарном струјању.

6.3 Статорске лопатице

Надовезујући се на поглавље 2 и детаљном анализом струјања кроз зону прстена статорских лопатица додаје се да енергетски губици у зони прстена статорских лопатица првенствено зависе од геометријских карактеристика профила од којих су састављене лопатице, броја лопатица, угла постављања лопатица, а затим и од наструјавања флуида на сваку од лопатица. Међутим, резултати нумеричке анализе указују да се у овој непокретној решетки састављеној од лопатица различитих геометрија, услед утицаја струјања које долази из спирале и доминантаног утицаја спроводног апарата, једино увођењем осредњеног коефицијента укупних губитака (као репрезентативне величине) обједињавају се сви дисипациони процеси на овој релативно краткој деоници струјног простора. На основу слика 5.8, 5.9 и 5.10 уочљива је законитост да се укупни губици расподељују по квадратном закону расподеле брзинског фактора или протока. На слици 6.4 дата је упоредна анализа релативних губитака енергије добијених нумеричком анализом помоћу два коришћена турбулентна модела.

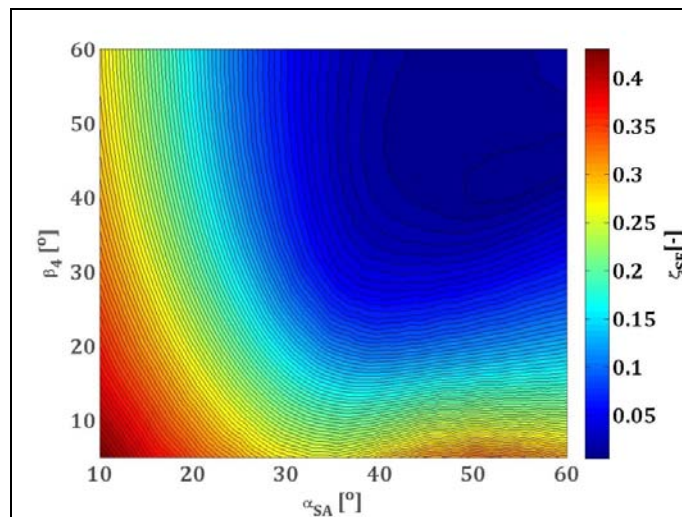


Слика 6.4 Упоредан приказ губитака у прстену статорских лопатица добијених нумеричким симулацијама

Претходне анализе показују да губици у статорским лопатицама не прелазе 0,08% укупне специфичне енергије.

6.4 Спроводни апарат

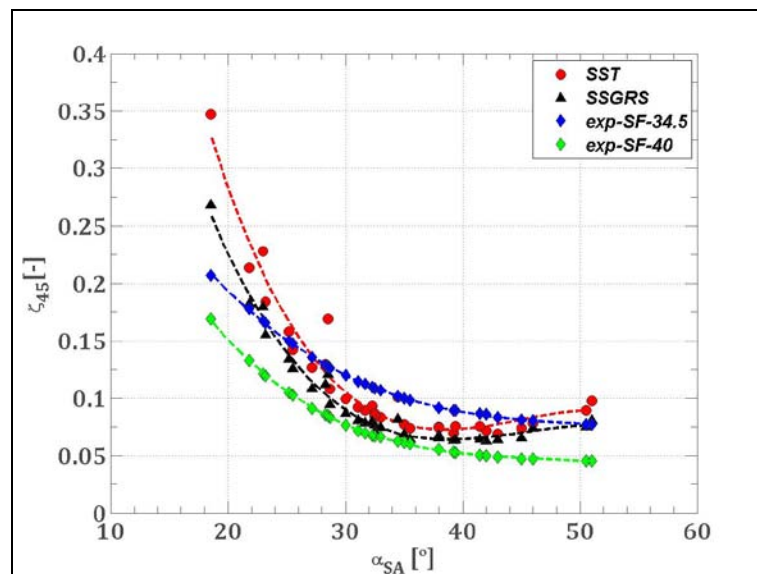
У циљу провере резултата добијених нумеричким симулацијама (приказаних на сликама 5.19-5.22) послужиће релевантни резултати испитиване решетке геометријски сличних лопатица спроводног апарата. Резултати експерименталних испитивања Свинарева и Федулова дати су у раду [70] и они су, након детаљне анализе и примене регресионог процеса фитовања података методом *lowess* (locally weighted scatter plot smooth) [201], приказани на слици 6.5. Број лопатица спроводног апарата у овом раду је $z_{SA}=32$, док су испитивања урађена за $z_{SASF}=24$ лопатице геометријски сличног спроводног апарата, па је и на основу релације (2.77) и рада [128] могуће резултате коефицијената губитака ζ_{SF} [70] прерачунати помоћу
$$\zeta_{45} = \zeta_{SF} \cdot z_{SA} / z_{SASF} .$$



Слика 6.5 Коефицијент губитка спроводног апарата у функцији од угла струје на улазу и отвора спроводног апарата добијен експерименталним испитивањима [70]

Како су на слици 5.18 приказани дијаграми обимске расподеле улазних углова струје на средњој висини лопатице спроводног апарата, могуће је уочити да се, за различите углове отвора спроводног апарата, средња вредност угла налази у границама $\beta_4 = 34,5^\circ \div 40^\circ$.

Користећи претходну анализу, на слици 6.6 је дат упоредан приказ нумерички добијених резултата за широку област рада турбине и експерименталних резултата. Уочава се да вредност коефицијента губитка ζ_{45} при комбинаторском режиму рада има опадајући тренд са повећањем отвора спроводног апарата α_{SA} , као и да постоје одступања нумеричких и експерименталних резултата при мањим и већим отворима спроводног апарата. Додуше, коришћењем осредњеног улазног угла струје β_4 по обиму улазног пресека **4**, такође се ствара извесна разлика у одређивању укупног губитка енергије спроводног апарата.

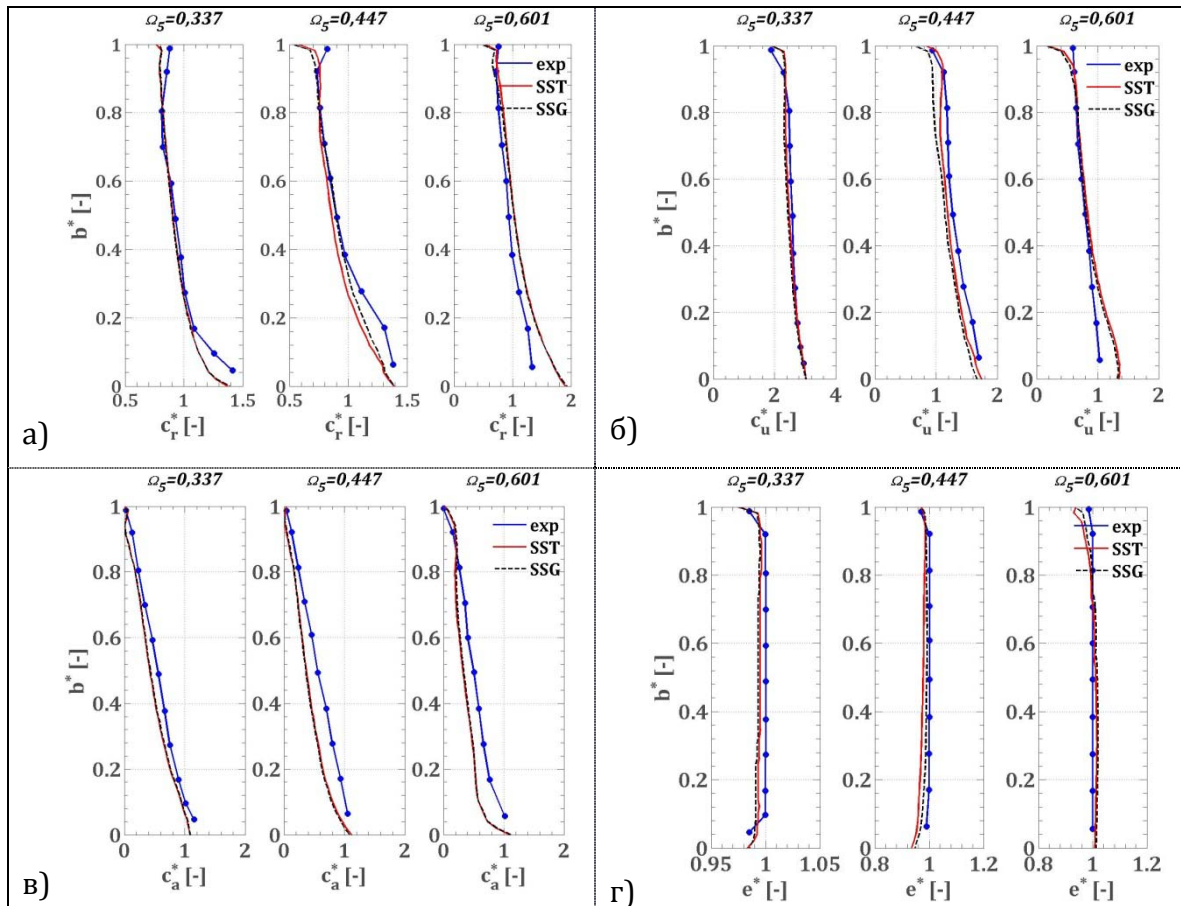


Слика 6.6 Упоредни приказ коефицијента губитка енергије у спроводном апарату добијеног нумеричким симулацијама и експерименталним истраживањима

Применом SST турбулентног модела добијају се већи губици у односу на SSGRS турбулентни модел. У оба случаја истраживања показују да укупни губици спроводног апарата не прелазе 3,75% укупне специфичне енергије.

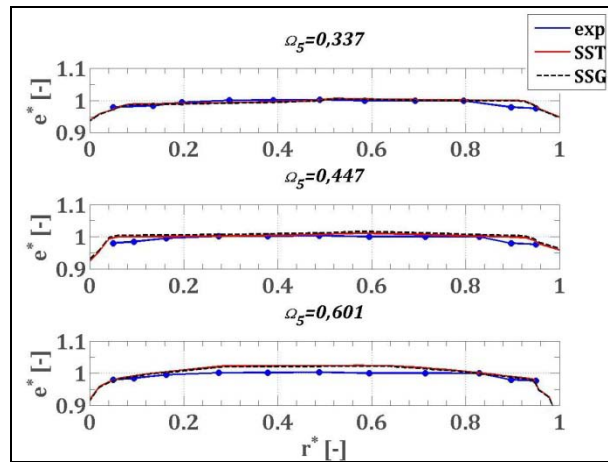
6.5 Област између спроводног апарата и обртног кола

Мерењем расподеле притисака и брзина на улазу и излазу из међулопатичног простора могуће је одредити коефицијент губитка у зависности од било ког параметра вихорног струјања дефинисаног у поглављу 2.11. Анализом резултата датих у раду [43] геометријски сличног простора простору који је и предмет истраживања у овом раду, за три релевантна параметра вихорног струјања Ω_5 су на слици 6.7 (а,б,в и г) приказане упоредне расподеле сведених брзина и сведених специфичних енергија на излазу из спроводног апарата, док је на слици 6.8 дата расподела сведених специфичних енергија које одговарају улазу у обртно коло.

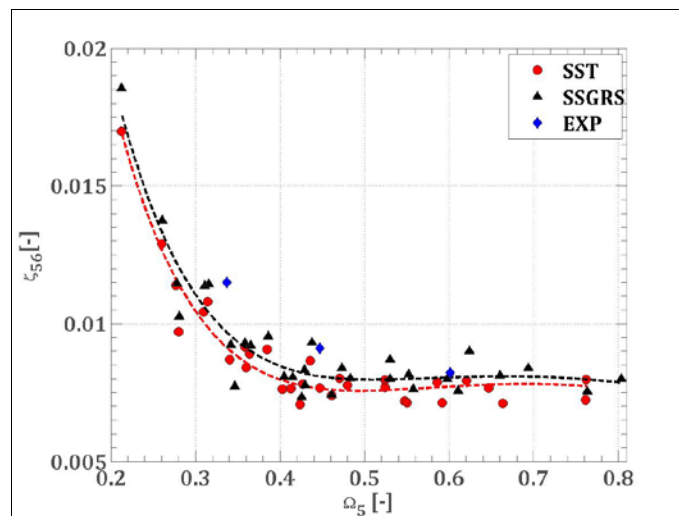


Слика 6.7 Упоредни приказ сведених струјних величина при различитим параметрима вихора за пресек 5 добијених нумеричким симулацијама и експерименталним истраживањима [43]: а) радијалне брзине, б) обимске брзине, в) аксијалне брзине и г) специфичне енергије

На слици 6.7 ордината b^* представља релативну висину мерног места од дна до врха лопатице спроводног апарата, док су на апсцисама дате по обиму осредњене бездимензијске брзине, добијене дељењем са \bar{c}_{5r} (релација 2.87). Апсциса r^* на слици 6.8 представља релативно растојање мерног места дуж радијуса од главчине до кућишта у зони улаза у обртно коло. Свођење је урађено на осредњену специфичну енергију у мереном пресеку за одређени режим струјања.



Слика 6.8 Упоредни приказ сведених специфичних енергија при различитим параметрима вихора за пресек **б** добијених нумеричким симулацијама и експерименталним истраживањима [43]



Слика 6.9 Коефицијенти губитка енергије у области између спроводног апарата и обртног кола добијених нумеричким симулацијама и анализом експерименталних истраживања [43]

Упоредним приказом на слици 6.9 резултата нумеричких симулација и израчунатих вредности при испитивању [43] уочавају се трендови расподеле губитака. Недовољан број експерименталних података, уколико се не усвоји да су три тачке довољно репрезентативне, онемогућава формирање довољно тачне предикције зависности губитака од параметра вихорног струјања, међутим уочавају се врло добра слагања са нумеричким резултатима. На основу нумеричких резултата за радну област од $\Omega_5 = 0,2 \div 0,8$, могуће је добити аналитичку функционалну зависност (6.1) коефицијента губитка од параметра вихорног струјања са коефицијентом детерминације $R^2 = 0,9292$ за SST, односно $R^2 = 0,9011$ SSGRS турбулентни модел.

$$\zeta_{56} = -\frac{A_6}{A_5} \cdot \Omega_5 \cdot \exp(-K_{1SAOK} \cdot \Omega_5) + K_{2SAOK} \cdot \exp\left(\frac{A_5}{A_6} \cdot \Omega_5\right) \quad (6.1)$$

Таблица 6.1 Константе у аналитичком изразу за одређивање коефицијента губитака у области између спроводног апарата и обртног кола

Модел	K_{1SAOK}	K_{2SAOK}
SST	4,7312	0,0848
SSG	4,7332	0,0859

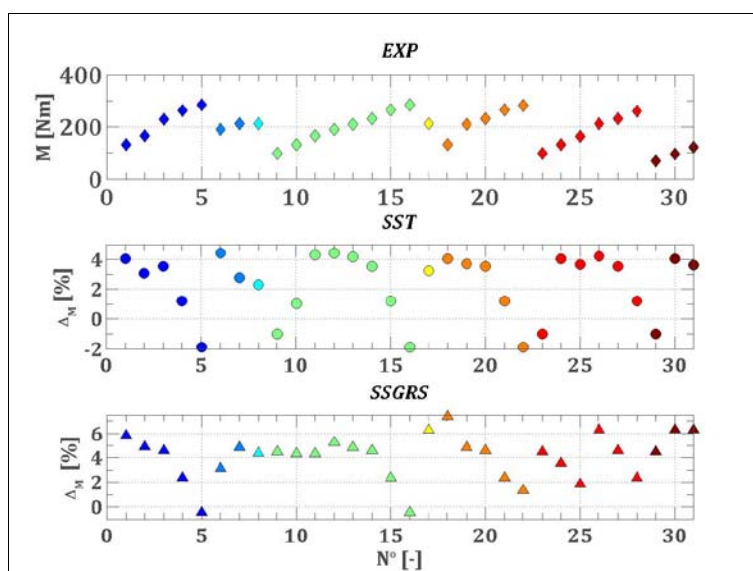
Коефицијенти K_{1SAOK} и K_{2SAOK} су приближно исти за оба турбулентна модела и могу се као такви користити у инжењерској пракси. Површина попречног пресека на улазу у криволинијску конфузорску област између спроводног апарата и обртног кола је у конкретном случају $A_5 = 0,1291 \text{ m}^2$, док је површина излазног пресека $A_6 = 0,0631 \text{ m}^2$.

Максимални губици који се на основу нумеричке анализе јављају у овом струјном простору турбине изразито вихорног струјања не прелазе 0,33% укупне специфичне енергије.

6.6 Обртно коло

Анализом струјања у области обртног кола, у поглављу 5.6 дати су детаљнији резултати за неке од режима струјања, док је на сликама 5.45-5.47 дата уопштена расподела губитака за широку комбинаторску радну област турбине. Резултати показују да коефицијенти релативних губитака у обртном колу опадају са повећавањем отвора обртног кола β_{OK} и повећавањем параметра вихорног струјања на улазу у обртно коло Ω_6 . Физикалност ових трендова лежи у чињеници да аксијалније наструјавање, изражено већим Ω_6 , на лопатицу обртног кола, поготову у области максималних отвора β_{OK} , условљава оптималније струјање кроз обртно коло са аспекта губитака који настају у њему, али на уштрб момента који лопатице преносе на вратило турбине – што доказују и резултати мерења момента (слика 3.14).

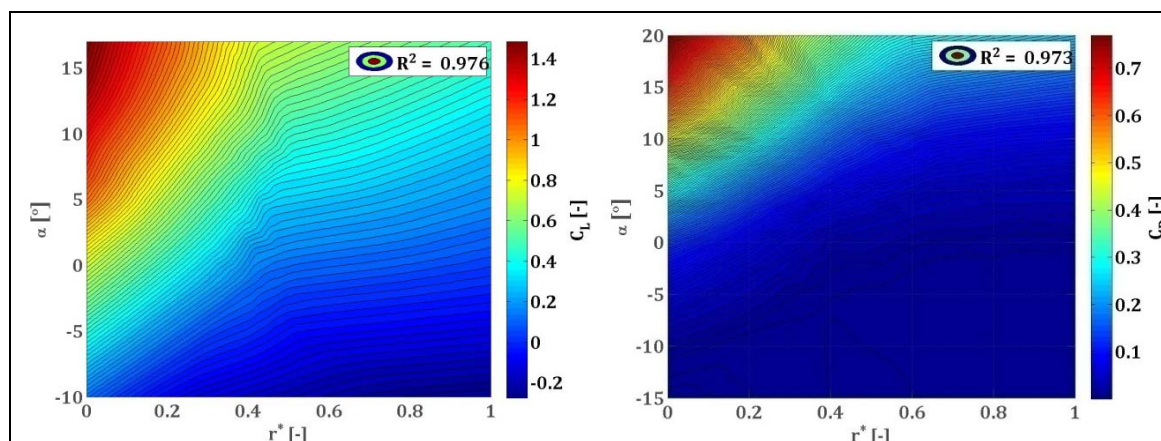
Моменти добијени нумеричким експериментима упоређени су на слици 6.10 са експериментално добијеним моментима мереним на вратилу увећаним за губитке у лежају турбине. Уочавају се, углавном, нешто већи моменти добијени нумеричким симулацијама. Коришћењем SST турбулентног модела максимално одступање момента је 4,42 % у односу на онај који је експериментално добијен, док је максимално одступање за SSGRS моделе 7,34%. Иако је у основи предност при решавању Рејнолдсових напонско-транспортних модела да се услед појаве Кориолисових сила у ротирајућем оквиру узима у обзир додатна анизотропија Рејнолдсових напона, чињеница је да то није допринело мањем одступању SSGRS модела у расподели притисака по површини лопатица, у односу на SST, већ напротив – углавном се за све режиме рада испоставило да је момент већи од експериментално добијеног.



Слика 6.10 Приказ измерених момената обртног кола и одступања нумеричких момената за истраживане радне тачке у комбинаторском режиму рада са слике 3.15.

У потпоглављу 2.12 дати су углавном сви знани утицаји настанка губитка у обртном колу, њихова условна подељеност на профилне и секундарне губитке и методологија одређивања и раздвајања ових губитака.

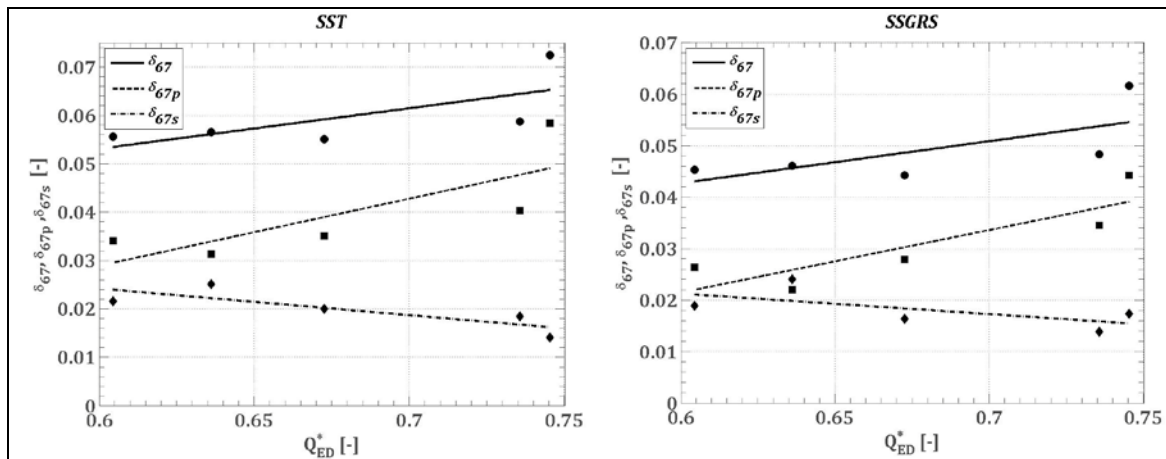
Коришћењем експерименталних резултата [105] пет испитиваних решетки геометријски сличних профила који одговарају цилиндричним пресецима обртног кола турбине АТ1 на $r^* = 0,0952; 0,371; 0,567; 0,764; 0,961$, њиховом просторном интерполацијом и екстраполацијом, добијене су расподеле коефицијената узгона и профилних отпора у решетки (слика 6.11).



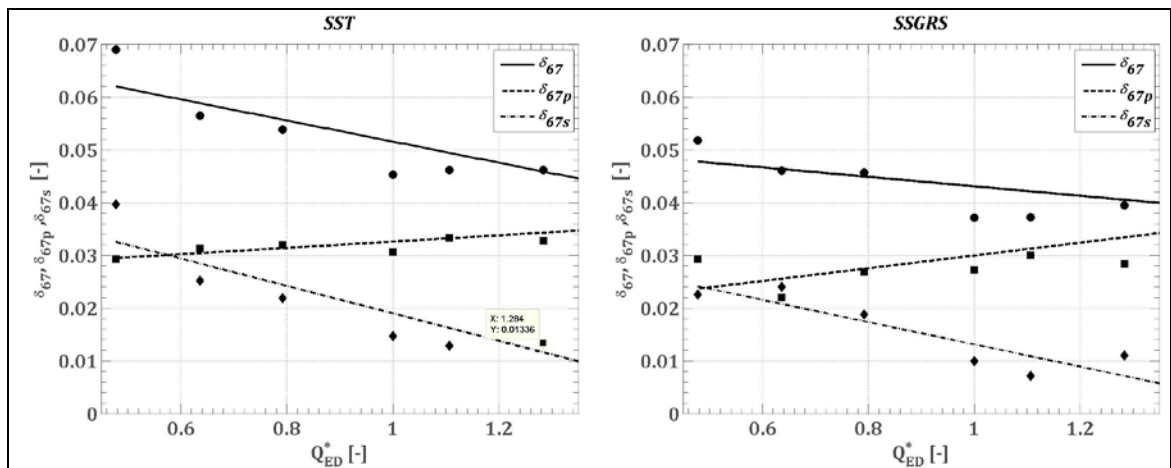
Слика 6.11 Расподела коефицијената узгона C_L (лево) и расподела коефицијената отпора C_D (десно) на основу [105]

На основу методологије описане у поглављу 2.12 и обимних нумеричких резултата извршено је, пре свега, одређивање релативних профилних губитака, а затим њиховим одузимањем од укупних релативних губитака у области обртног кола, нађена је расподела релативних секундарних губитака за широку комбинаторску радну област. Описана методологија и начин прорачуна више су квалитативно утемељени са теоријског аспекта проучавања правих профилних решетки, те се са квантитативног становишта резултати морају узети са резервом. Без обзира на тачност добијених резултата, уочава се да коефицијент B (израз 2.111) није константна вредност, као што се усваја за хидрауличне аксијалне турбине, већ да зависи од угла постављања лопатица обртног кола и режима рада турбине.

Анализа је урађена за све истраживане тачке дате на слици 3.15, док се, примера ради, расподела укупних, профилних и секундарних губитака даје за оба примењена турбулентна модела при једном отвору обртног кола у комбинаторском режиму (слика 6.12), односно за један n_{ED}^* и више отвора β_{OK} (слика 6.13).



Слика 6.12 Расподела укупних δ_{67} , профилних δ_{67p} и секундарних δ_{67s} релативних губитака у области обртног кола у комбинаторском режиму рада за отвор $\beta_{OK} = 0^\circ$



Слика 6.13 Распореда укупних δ_{67} , профилних δ_{67p} и секундарних δ_{67s} релативних губитака у области обртног кола у комбинаторском режиму рада за $n_{ED}^* = 1$

За аксијалне турбине у литератури [18,31,2] се може наћи да је коефицијент Војташевског константне вредности $B = 0,005$. Међутим, на основу спроведене анализе указала се потреба увођења променљивог коефицијента, а пошто је могуће уочити трендове промене овог коефицијента, као што постоји и могућност његовог израчунавања на основу аналитичких функција, уводи се нови коефицијент са ознаком BI .

Коефицијент BI је у зависности од параметра радног режима $1/(Q_{ED}^* n_{ED}^*)$ за сваку истраживану тачку дат на слици 6.14, док је у случају осредњавања коефицијента BI за широку радну област, методом најмањих квадрата, могуће добити следећу релацију:

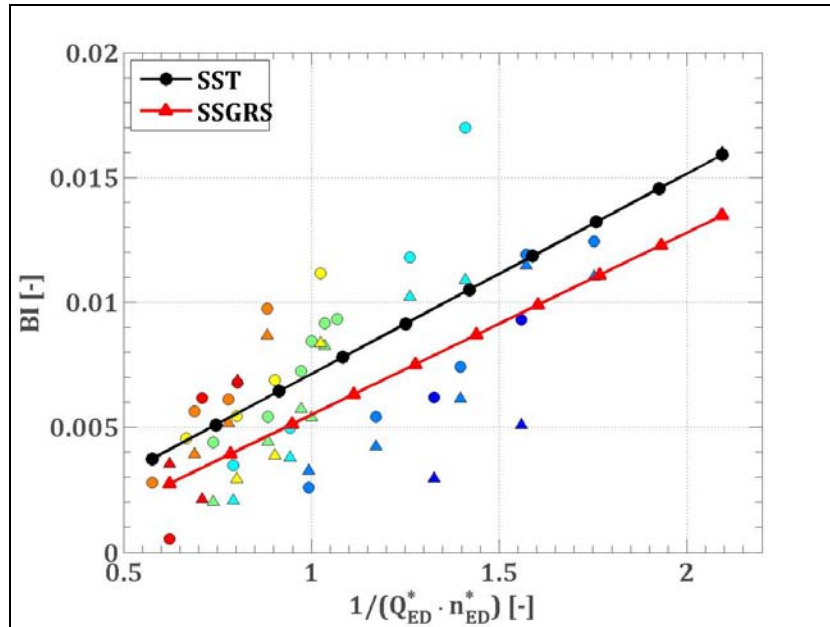
$$BI = \frac{K_{BI}}{Q_{ED}^* n_{ED}^*}, \quad (6.2)$$

где су $K_{BI} = 0,0073$ коефицијенти добијени нумеричком анализом помоћу SST, а $K_{BI} = 0,0058$ помоћу SSGRS турбулентног модела. Као што се може уочити, оба израза су за оптималну радну тачку приближни Војташевском коефицијенту.

Међутим, детаљнијом анализом у комбинаторском режиму могуће је наћи коефицијент BI у функцији параметра режима за сваки отвор обртног кола, помоћу следећег израза

$$BI(\beta_{OK}) = K_{BI1} + \frac{K_{BI2}}{Q_{ED}^* n_{ED}^*}. \quad (6.3)$$

У табlici 6.2 дате су вредности константи K_{BI1} и K_{BI2} за различите отворе обртног кола коришћењем оба турбулентна модела.



Слика 6.14 Коефицијент BI у функцији $(Q_{ED}^* n_{ED}^*)^{-1}$ за различите отворе обртног кола $AT1$

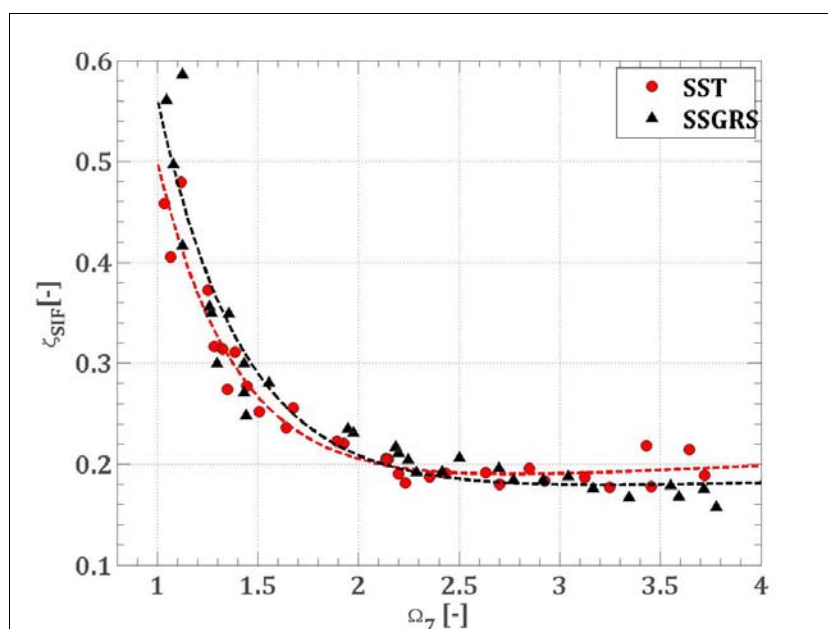
Таблица 6.2 Константе у аналитичком изразу за одређивање коефицијента BI у комбинаторском режиму рада турбине при једном отвору обртног кола

β_{OK}	SST		SSGRS	
	K_{BI1}	K_{BI2}	K_{BI1}	K_{BI2}
-5	-0,010447	0,012593	-0,021168	0,017566
0	-0,010778	0,013607	-0,009066	0,011832
5	-0,014626	0,021731	-0,010352	0,015518
10	-0,0081245	0,016271	-0,011292	0,017772
12,5	-0,0082466	0,017968	-0,017411	0,024695
15	-0,0095174	0,021299	-0,013393	0,024636
17,5	-0,019789	0,034165	-0,009218	0,018841

6.7 Криволинијска одводна цев (сифон)

Изразито нестационарно, и са аспеката истраживања губитака најсложеније струјање, одвија се у сифону. Експериментална истраживања [126] указују да се у зони непосредно иза обртног кола јављају значајне пулзације притиска, па је апроксимирање изразито нестационарних појава применом стационарних прорачуна дискутабилно. Са аспекта научних истраживања струјања у веома комплексној геометрији криволинијског сифона, интересантније су појаве инерцијског одлепљивања струје, стварања здраве и вртложне области струјања, прецесионог кретања вртложног језгра, присуства секундарних струјања услед инерцијских сила у попречном пресеку и других феномена и њихових утицаја на губитке у различитим геометријама сифона, што представља предмет и посебан дугогодишњи изазов светским научним тимовима. Најмање поуздани подаци нумеричких симулација, и поред вишедеценијског покушаја разјашњења и симулације вихорних струјања, односе се баш на овај део струјног простора хидрауличних турбина. Без детаљних експерименталних података могућност верификације нумеричких резултата није остварљива, али се обједињавањем резултата са слика 5.51-5.53 лако уочава тренд расподеле укупних сифонских унутрашњих губитака у зависности од улазног струјања. Прорачун ових губитака нумеричким методама због своје специфичности има значајни ефекат и на укупне турбинске губитке. Један од разлога лежи и у чињеници апроксимације граничног слоја зидним функцијама уз зидове улазног дифузора, где се у одређеним режимима рада јавља и изразито вихорно струјање, о чему говоре и детаљна истраживања [175].

На слици 6.15 дат је упоредни приказ расподеле коефицијената губитка у сифону у зависности од параметра вихорног струјања на улазу у сифон, а релацијом 6.4 и њихова аналитичка зависност, при чему коефицијент детерминације за податке SST модела износи $R^2 = 0,9442$, а за SSGRS $R^2 = 0,9154$.



Слика 6.15 Коефицијенти губитака енергије у сифону у зависности од улазног параметра вихорног струјања

$$\zeta_{SIF} = \frac{A_8}{A_7} \cdot \exp(-K_{1SIF} \cdot \Omega_7) + \frac{1}{3} \left(\frac{A_7}{A_8} \right)^{0,5} \cdot \exp(K_{2SIF} \cdot \Omega_7) \quad (6.4)$$

Површина попречног пресека на улазу у сифон истраживане хидрауличне турбине, након одузимања површине главчине у том делу, износи $A_7 = 0,06224 \text{ m}^2$, док је површина излазног пресека $A_8 = 0,2621 \text{ m}^2$.

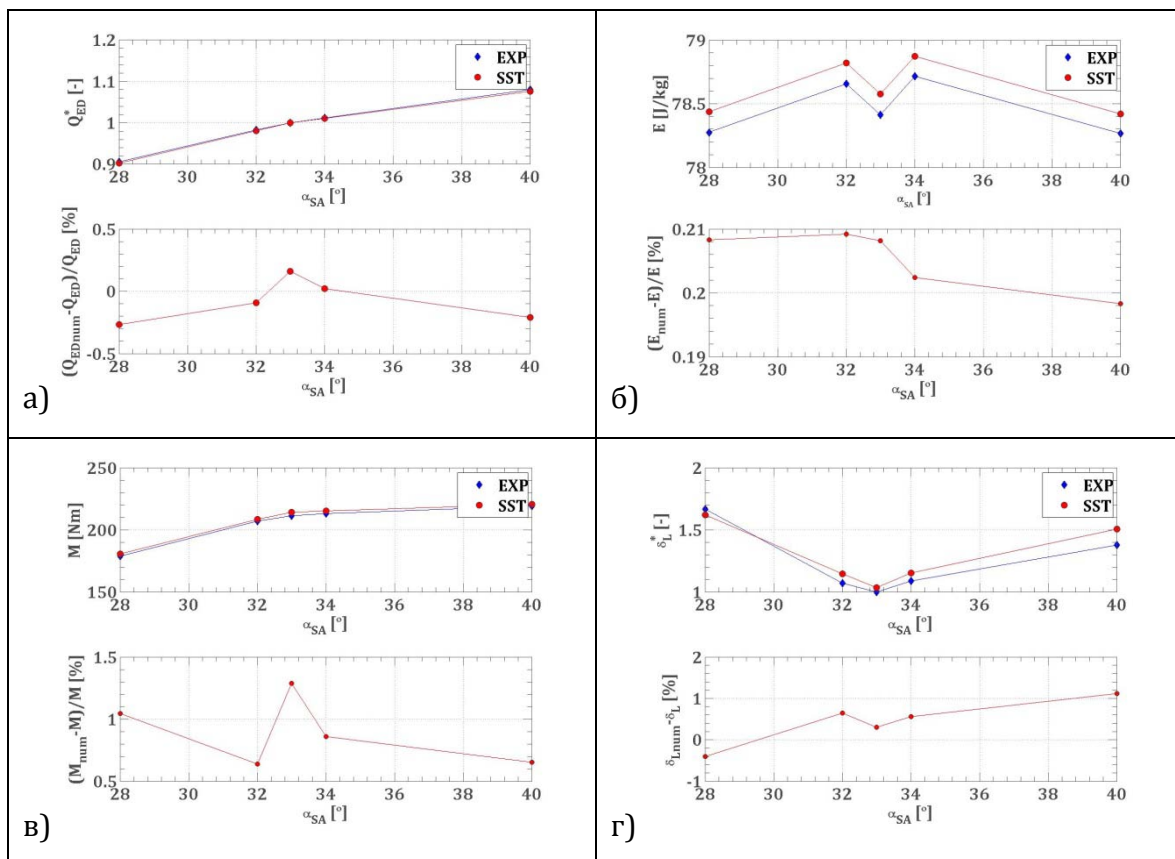
Таблица 6.3 Константе у аналитичком изразу за одређивање коефицијента губитака у сифону за SST и SSGRS турбулентне моделе

Модел	K_{1SIF}	K_{2SIF}
SST	2,5514	0,050
SSG	2,3681	0,028

Подаци нумеричких симулација показују да се применом SST турбулентног модела добијају за истраживано подручје максимални релативни губици у износу од 7,62%, док се мањи губици одређују SSGRS турбулентним моделом, са максималном вредности од 6,55%.

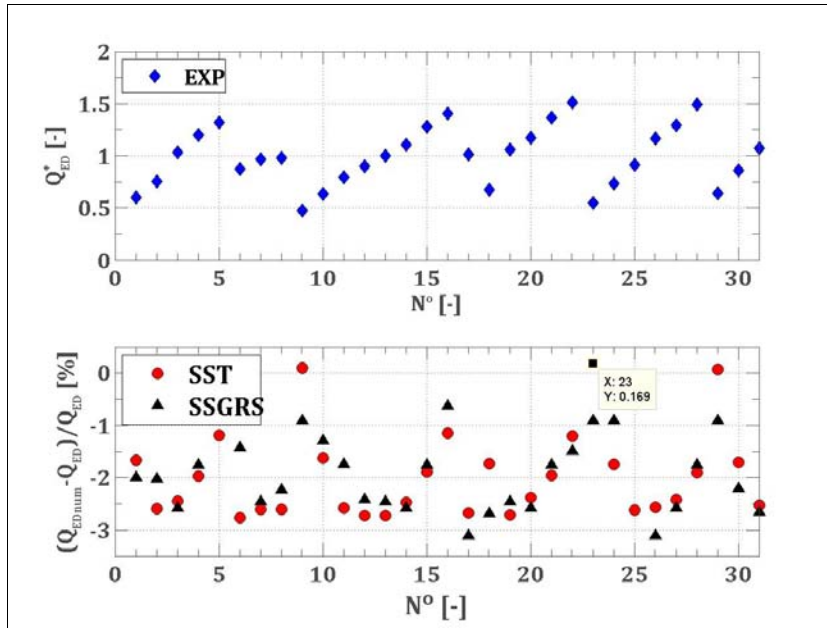
6.8 Целокупан струјни простор аксијалне хидрауличне турбине

На основу мерења и нумеричке анализе глобалних параметара при пропелерном и комбинаторском режиму рада турбине АТ1 дати су упоредни прикази резултата појединих величина, као и одступања нумеричких резултата од мерених. За пропелерни режим рада са слике 6.16 г) се уочава да се одступања укупних релативних губитака повећавају са удаљењем од режима оптималног степена корисности. Разлика релативних губитака, односно степена корисности турбине, у укупном износу за изабрани режим је мања од 2%. Нумеричким путем добијени брзински фактор Q_{ED} , као функција протока и специфичног струјног рада, је за изабрани режим у границама одступања $\pm 0,25\%$ у односу на исти добијен мерењем.

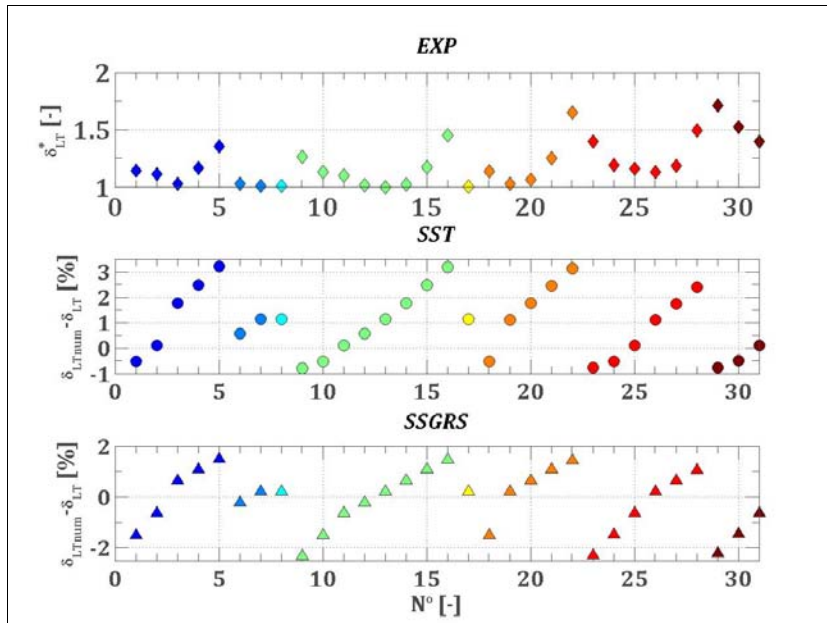


Слика 6.16 Упоредни приказ експериментално и нумеричко (SST) одређених глобалних параметара у функцији отвора спроводног апарата и међусобно релативно одступање при пропелерном режиму рада $n_{ED}^* = 1,01$ и $\beta_{OK} = 10^\circ$ за: а) сведени брзински фактор, б) специфичну струјну енергију, в) момент обртног кола и г) сведени релативни губитак

Нумерички момент обртног кола је за анализиране пропелерне режиме рада већи од измереног, што је углавном тренд и за целокупну анализирану радну област дату на слици 6.10.



Слика 6.17 Приказ експериментално одређених сведених проточних фактора и одступање сведених нумеричких проточних фактора за сваки истраживан режим рада турбине



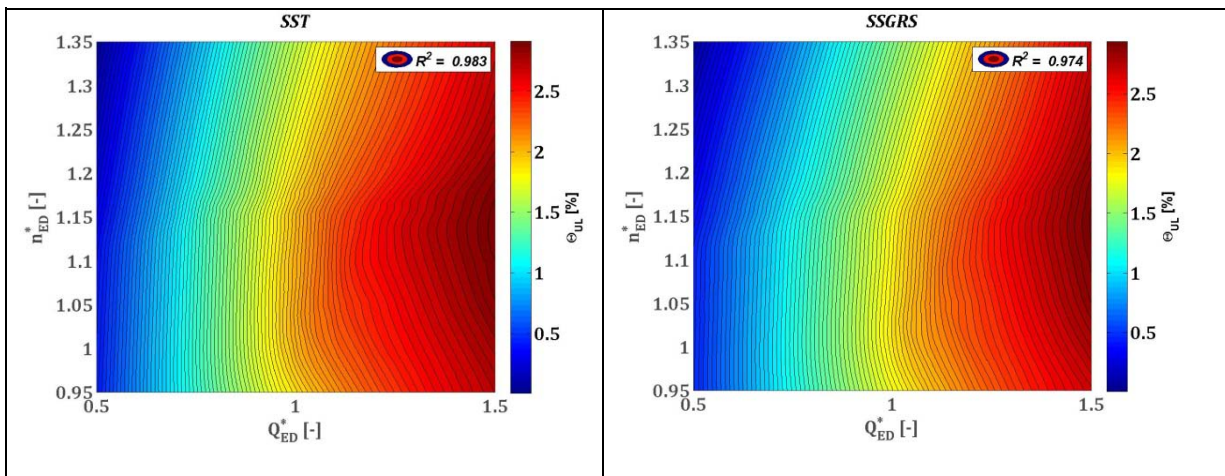
Слика 6.18 Приказ измерених сведених релативних губитака целе турбине и одступања нумеричких релативних губитака целе турбине за истраживане радне тачке у комбинатоском режиму рада

Са слике 6.17 уочава се да је проточни фактор добијен нумеричким путем углавном мањи. Разлози оваквих одступања леже у чињеници да је, с обзиром на задавања протока као граничног услова на улазу у турбину, специфични струјни рад целе турбине већи од експерименталног.

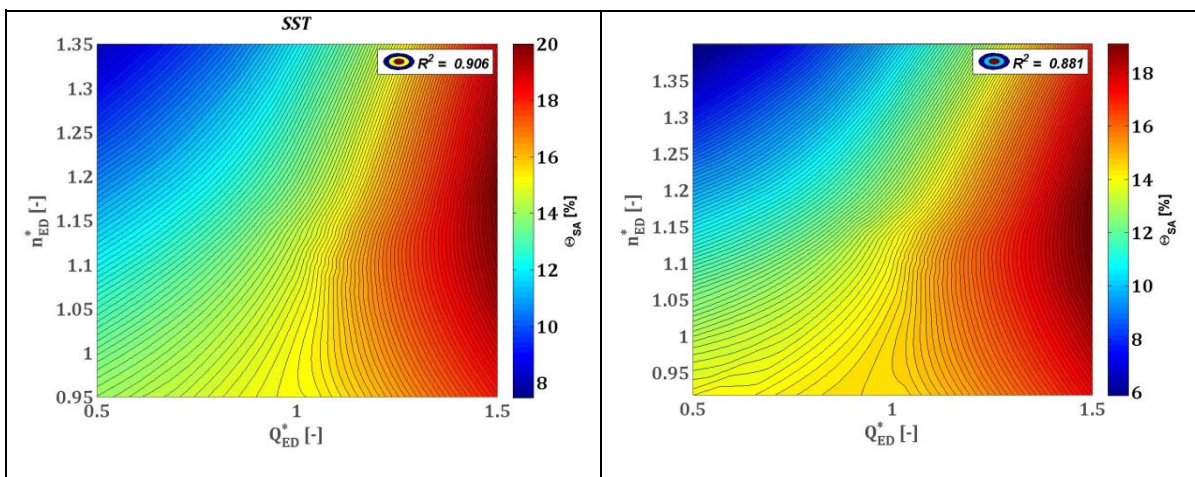
На слици 6.18 дати су сведени релативни губици добијени мерењима и одступања нумеричких релативних губитака у односу на експерименталне релативне губитке за све изабране тачке N° са слике 3.15. Оно што је карактеристично је да су губици за оба турбулентна модела мањи у односу на измерене када је комбинаторски режим рада дефинисан мањим отвором обртног кола β_{OK} у односу на оптимални β_{OKopt} , док се исти повећавају са већим отвором лопатица обртног кола независно од вредности n_{ED} . Мањи укупни релативни губици се добијају коришћењем SST у области рада када је $\beta_{OK} < \beta_{OKopt}$, док се мањи губици добијају коришћењем SSGRS у зони већих отвора β_{OK} . Анализом појединачних губитака и добијених момената у претходним потпоглављима (6.1 – 6.7) уочава се да су губици углавном већи за SST турбулентни модел, али се већи моменти од измерених јављају при одређивању момената коришћењем SSGRS модела. На овај начин нумеричким путем добијени укупни степени корисности турбине су приближнији мереним у области $\beta_{OK} < \beta_{OKopt}$ за SST у односу SSGRS турбулентни модел и увек већи (SST до 0,8%, SSGRS чак до 2,3%). При отвору обртног кола већем од оптималног $\beta_{OK} > \beta_{OKopt}$ мање је одступање укупног степена корисности у корист SSGRS турбулентног модела (до 1.5%), а за SST чак и до 3,8%. На слици 6.18 се могу за различите режиме видети одступања за сваку истраживану тачку са слике 3.15.

6.9 Распореда учешћа појединачних губитака у укупним губицима у целокупној радној области

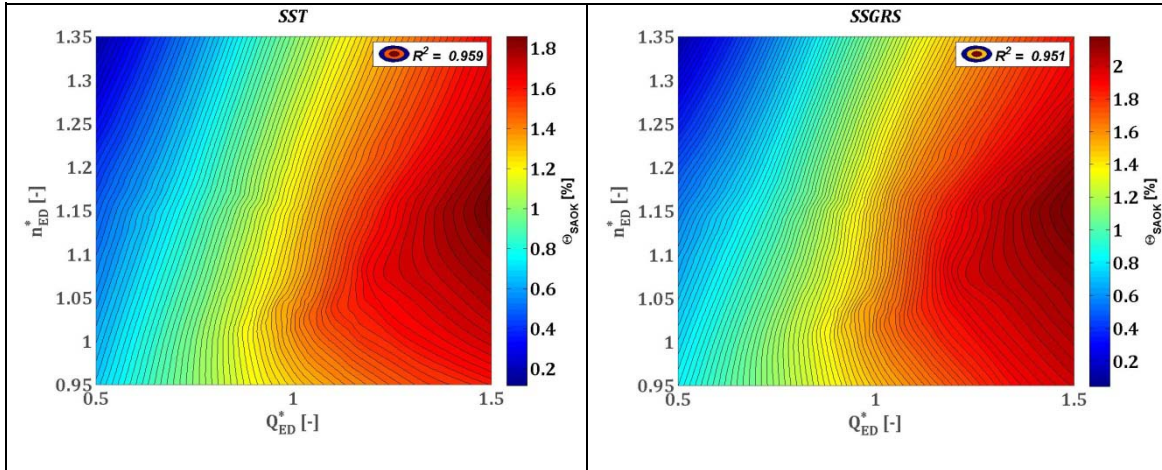
Ради увида у распореду губитака у сваком делу турбине, односно распореду учешћа појединих губитака у целокупној радној области, урађено је регресионо фитовање 3D података добијених нумеричким симулацијама, па су резултати приказани на следећим сликама са одговарајућим степенима детерминације R^2 .



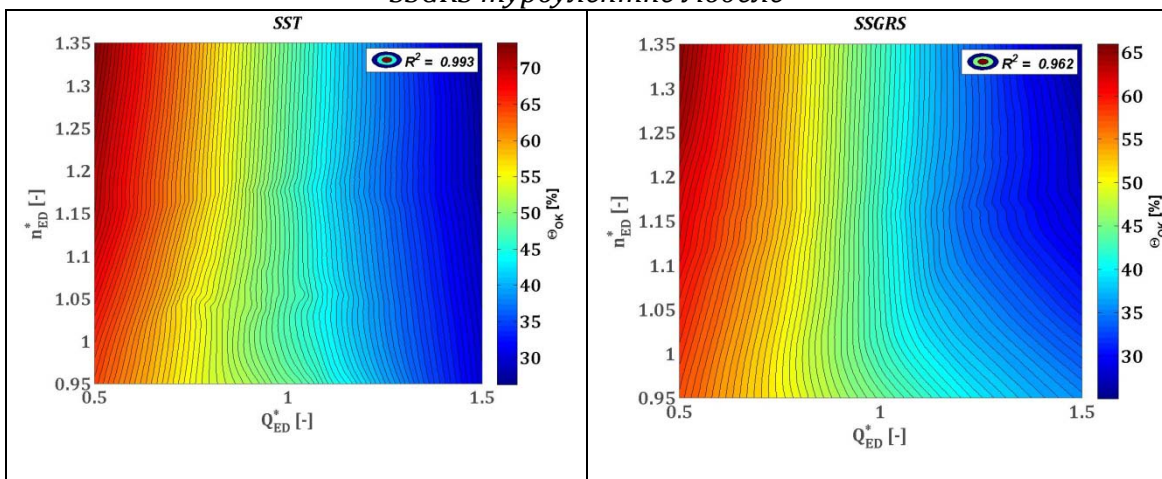
Слика 6.19 Распореда процентуалног учешћа губитака уводне коморе, спирале и статорских лопатица у укупним губицима турбине за SST и SSGRS турбулентне моделе



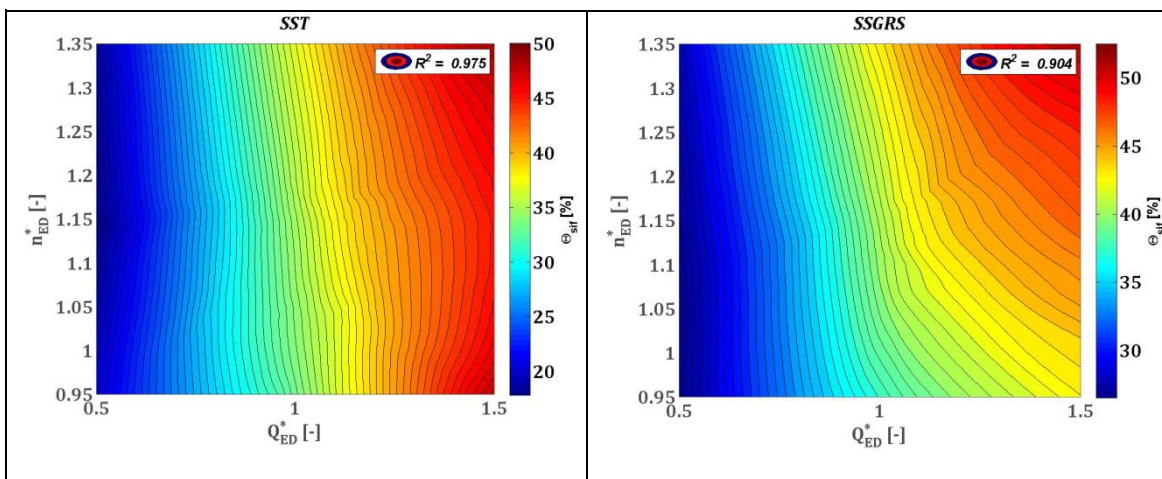
Слика 6.20 Распореда процентуалног учешћа губитака спроводног апарата у укупним губицима турбине за SST и SSGRS турбулентне моделе



Слика 6.21 Распореда процентуалног учешћа губитака безлопатичног дела од спроводног апарата до обртног кола у укупним губицима турбине за SST и SSGRS турбулентне моделе

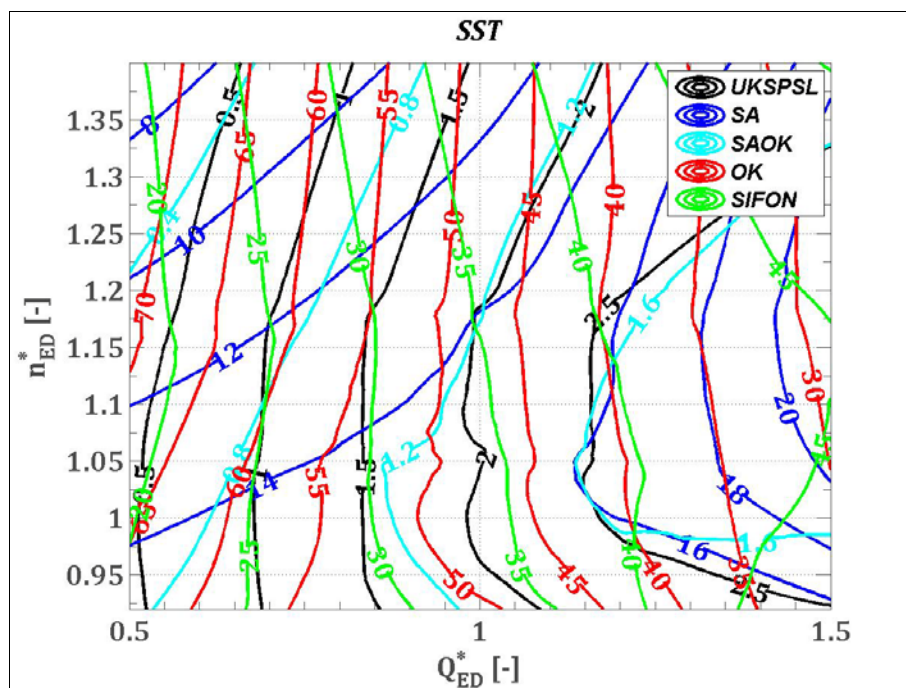


Слика 6.22 Распореда процентуалног учешћа губитака обртног кола у укупним губицима турбине за SST и SSGRS турбулентне моделе

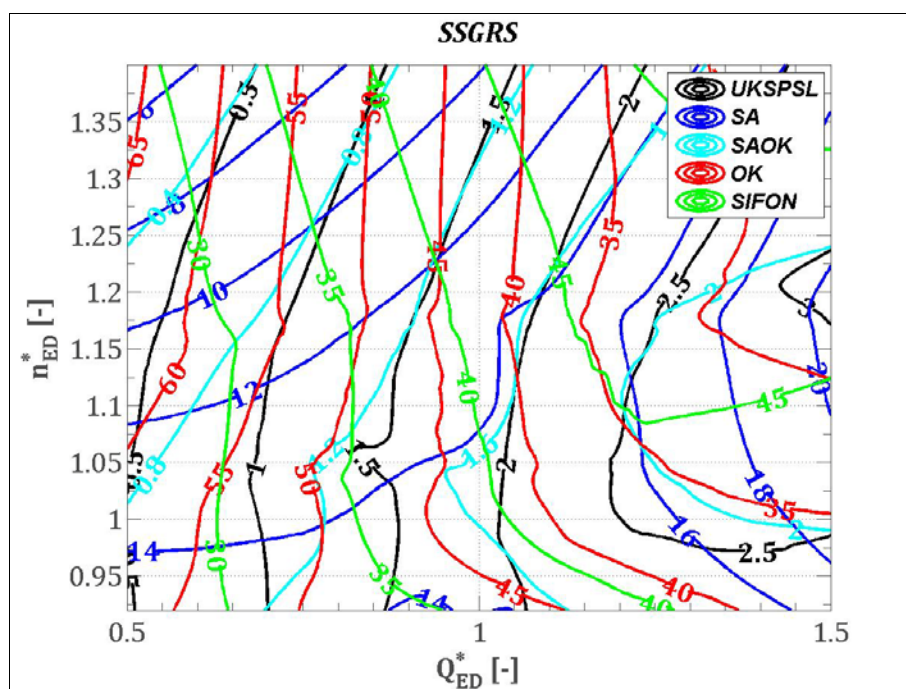


Слика 6.23 Распореда процентуалног учешћа губитака сифона у укупним губицима турбине за SST и SSGRS турбулентне моделе

Упоредјујући претходно наведене расподеле са Етинберговом теоријском расподелом (слика 1.8) уочавају се релативно добра слагања трендова. Међутим, мањкавост компаративне анализе потиче из разлога Етинберговог неузимања у обзир губитака у уводној комори, спирали и статорским лопатицама, али и због увршћивања излазних губитака из сифона у укупне губитке турбине. Затим, Етинберг је анализом обухватио много ширу област рада турбина, у односу на анализу спроведену овим истраживањем. Обједињавањем свих претходних расподела процентуалних учешћа појединих губитака у укупним губицима турбине добијају се следећи дијаграми.



Слика 6.24 Расподела процентуалног учешћа појединих губитака у укупним губицима турбине за SST турбулентни модел



Слика 6.25 Распореда процентуалног учешћа појединих губитака у укупним губицима турбине за SSGRS турбулентни модел

Анализирајући добијена учешћа појединих релативних хидрауличних губитака, уз претходно јасно дефинисање зависности енергетско-конструктивних од интегралних карактеристика формираног струјног поља, обезбеђују се информације од великог значаја за пројектовање проточног простора аксијалних хидрауличних турбина за целокупну радну област.

Сврисходност примене резултата добијених нумеричким експериментима је значајнија ако се има у виду да је њихова поузданост утврђена експерименталним испитивањима у високо-софистицираној лабораторији. На тај начин, погодним одабиром турбулентних модела, добијени нумерички резултати омогућавају превазилажење потребе за ангажовањем скупе мерне технике у процесу развоја и обликовања струјног простора.

Користећи теорију сличности, добијене бездимензијске зависности могу се искористити и за прерачунавање перформанси турбина у циљу предвиђања њиховог понашања у реалним експлоатационим условима.

Изложену методологију могуће је применити и у разматрању конструкционих измена геометрије струјног простора, како аксијалних турбина Каплановог типа, тако и осталих типова хидрауличних машина, у циљу постизања бољих енергетских перформанси.

С обзиром на чињеницу да постоји све веће интересовање за развој нових и побољшање постојећих конструкција хидрауличних турбина уграђених у велике хидроенергетске објекте, као и за изградњу малих нископадних хидроелектрана, резултати и закључци овог истраживања су изузетно применљиви у савременој инжењерској пракси.

7. ЗАКЉУЧНА РАЗМАТРАЊА

Ова дисертација је посвећена проблематици одређивања расподеле губитака струјне енергије у комплексној геометрији хидрауличне аксијалне турбине Каплановог типа. На основу урађених опсежних теоријских, нумеричких и експерименталних истраживања, могуће је извести следеће глобалне закључке:

- Изучавање наведених проблема спада у класу најкомплекснијих проблема енергетике и примењене механике флуида и има велики не само теоријски, већ и практични значај.
- Извршена је идентификација губитака у сваком делу струјног простора на основу постојећих теоријских дисипативних механизма, уважавајући чињеницу да се радни медијум (вода) понаша реолошки као Њутновски флуид, подлежући конститутивним реолошким зависностима у складу са уопштеном Њутновом хипотезом и Стоксовим постулатима.
- Савременим детаљним мерним методама одређене су прецизне геометријске величине физичких модела турбина које су искоришћене за прављење веома сложене геометрије CAD модела.
- Експериментална истраживања веома високе тачности су вршена за геометрије два модела хидрауличних аксијалних турбина у пропелерним и комбинаторским режимима и то за девет отвора обртног кола, осам константних брзинских фактора и петнаест отвора спроводног апарата, чиме је омогућено детаљно одређивање глобалних енергетских параметара за широку радну комбинаторску област.
- Нумеричком симулацијом струјања у једној турбини покривањем широке радне области и одабраних режима рада друге турбине, као и коришћењем најсавременијих алата за решавање парцијалних диференцијалних једначина, добијени су резултати који пре свега

показују одступања савремених математичких модела од експерименталних података. Такође, показана је поузданост примене двоједначинског SST и напонског SSG турбулентног модела у одређивању губитака енергије и њихове расподеле у аксијалним хидрауличним турбинама.

- Нумерички резултати су упоређени са постојећим експерименталним подацима за поједине делове турбине.
- Применом анализе експерименталних података и аналитичко-нумеричких метода утврђене су важне функционалне зависности појединих струјних и конструктивних параметара.
- За комбинаторске режиме рада турбине извршено је одређивање расподеле енергетских глобалних и појединачних губитака, као и расподеле учешћа појединих губитака у укупним губицима. Расподеле су и графички приказане, чиме се омогућује њихова примена у инжењерској конструктивној пракси.

Појединачни закључци који произилазе из истраживања су:

- да су, по први пут, одређени губици у области између спроводног апарата и обртног кола и приказан њихов удео у укупним губицима, на основу чега је и уведена нова аналитичка зависност коефицијента губитка од улазног параметра вихорног струјања на улазу те области;
- да је уведен нов аналитички израз за одређивање коефицијента BI у изразу за прорачун секундарних губитака у обртном колу;
- да је уведен нов аналитички приказ расподеле губитака у криволинијском сифону конкретне геометрије.

На основу спроведених истраживања, стечених искустава у области изучавања механизма настанка дисипативних процеса у сложенем струјном простору хидрауличних аксијалних турбина, квалитативног и квантитативног одређивања појединачних и глобалних губитака, као и увек актуелне теме оптимизације оваквих и сличних геометрија, могуће је дати

само неке од праваца будућих истраживања. Сложеност феномена који се јављају при турбулентним струјањима, њихова још увек непотпуна расветљеност, као и немогућност, односно несавршеност решавања општих једначина одржања помоћу савремених турбулентних модела у комплексним геометријама, представљају неисцрпан извор за различите приступе у анализама губитака. У складу с тим могуће је дати следеће предлоге за даља истраживања:

- Спровести експериментално одређивање поља брзина и притисака за разне конфигурације струјног простора турбина при различитим условима струјања у циљу верификације и побољшања постојећих турбулентних модела.
- Спровести детаљна експериментална истраживања утицаја појединих интегралних параметара на губитке, поготову у зонама са изразито вихорним струјањима.
- Истражити појединачне губитке енергије у условима нестационарности, промене фазе радног флуида (појави кавитације) у хидрауличним турбинама.
- Извршити раздвајање губитака у свим струјним просторима у зависности од механизма настанка (услед отпора трења, секундарних струјања итд.)
- Анализирати могућност директног одређивања губитака у једном струјном простору запреминским интерграљењем дисипативних чланова на основу нумеричке анализе.
- Извршити анализу секундарних губитака у пропелерним режимима рада.
- Анализирати зависност коефицијента VI у изразу за одређивање секундарних губитака од параметара турбинских радних режима за различите геометрије обртних кола, као и утицај промене зазора између лопатице обртног кола и кућишта турбине на овај коефицијент.

8. ЛИТЕРАТУРА

- [1] Чантрак, С. (1998): *Изабрана поглавља из хидродинамике*, Машински факултет Универзитета у Београду
- [2] Бенишек М. (1998): *Хидрауличне турбине*, Машински факултет Универзитета у Београду
- [3] Bauersfeld, W (1912): *Die Konstruktion der Francis-Schaufel nach der Lorenzschen Turbinentheorie und ihre Eigenschaften*, Zeitschrift des VDI
- [4] Жуковский Н. Е. (1915): *Вихревая теория гребного винта*, Труды Отдел. физич. наук Общества любителей естествознания, т. XVII
- [5] König (1922): *Potentialströmung durch Gitter*, Zeitschrift für angewandte, Mathematik und Mechanik
- [6] Проскура Г. Ф. (1925): *Расчет водяных турбин на основании выводов вихревой теории*, Вестник инженеров, № 10
- [7] Проскура Г. Ф. (1926): *Определение основных расчетных данных гидротурбин*, Вестник инженеров № 7-8
- [8] Проскура Г. Ф. (1934): *Гидродинамика турбомашин*, ОНТИ
- [9] Чаплыгин С. А. (1933): *Теория решетчатого крыла*, Т. II, АН СССР
- [10] Weinig F. (1935): *Die Stömung um die Schaufel von Turbomaschinen*, Leipzig 1935.
- [11] Лесохин, А.Ф. (1935): *Определение формы профиля по заданному распределению вихрей на поверхности*, докторска дисертација, Труды ЛПИ
- [12] Лесохин, А.Ф., Симонов Л.А. (1939): *Расчет колеса типа Каплана по выбранному распределению вихрей*, Оборонгиз
- [13] Лесохин, А.Ф. (1953): *Расчет лопастей рабочих колес осевых турбин (решетка профилей конечной толщины)*, Энергомашиностроение, № 5, с. 49-55
- [14] Вознесенский, И.Н (1952): *Жизнь, деятельность и избранные труды в области гидромашиностроения и автоматического регулирования*, Машгиз, Москва

- [15] Жуковский, М.И. (1960): *Расчет обтекания решеток профилей турбомашин*, Машгиз, Москва
- [16] Жуковский, М.И. (1967): *Аэродинамический расчет потока в осевых турбомашинах*, Машиностроение
- [17] Этинберг, И. Э., Раухман Б. С., Топаж Г. И. (1964): *Усовершенствованный метод проектирования гидротурбинных решеток с оптимальным распределением скоростей на профиле*, Котлотурбостроение
- [18] Этинберг И. Э. (1965): *Теория и расчет проточной части поворотно-лопастных гидротурбин*, Машиностроение, Ленинград
- [19] Раухман Б. С. (1965): *Прямая задача обтекания двумерной решетки профилей*, Труды ЦКТИ, (Исследование рабочего процесса и методов проектирования гидротурбин)
- [20] Раухман Б. С., Гольдин А. В. (1965): *Решение прямой задачи обтекания двумерной решетки профилей на электронно-вычислительной машине*, Труды ЦКТИ, 1965, (Исследование рабочего процесса и методов проектирования гидротурбин)
- [21] Топаж Г. И., Этинберг И. Э. (1965): *Уравнения осредненного движения жидкости в рабочем колесе гидромашин*, Труды ЦКТИ, Котлотурбостроение
- [22] Раухман Б. С. (1967): *Расчетные исследования решеток профилей радиальноосевого рабочего колеса*, Труды ЦКТИ, (Гидродинамические и кавитационные исследования гидротурбин)
- [23] Топаж Г. И. (1967): *Вихревая модель осредненного осесимметричного движения жидкости в гидромашине*, Труды ЦКТИ, (Гидродинамические и кавитационные исследования гидротурбин)
- [24] Топаж Г. И. (1967): *Учет конечного числа лопастей при решении прямой задачи осредненного осесимметричного течения невязкой несжимаемой жидкости в гидрине*, Энергомашиностроение, №3, с. 26-28

- [25] Раухман Б. С., Ростовцева Г. Н. (1970): *Гидродинамические характеристики радиального направляющего аппарата*, Энергомашиностроение, 1970, № 5, с. 27-29.
- [26] Этинберг И. Э., Раухман Б. С., Топаж Г. И. (1968): *Развитие метода А. Ф. Лесохина построения плоских решеток профилей применительно к расчету на ЭВМ*, Энергомашиностроение, № 3, с. 1-4
- [27] Этинберг И. Э. (1973): *Методика расчета осесимметричного потока в гидротурбинах*, Энергомашиностроение, № 11, с. 23-25.
- [28] Этинберг И. Э., Агранат В. А. (1975): *Оптимизация параметров потока при профилировании рабочего колеса гидротурбины на основе уравнений осесимметричного течения*, Труды ЦКТИ, (Гидродинамические и кавитационные исследования гидротурбин)
- [29] Топаж Г. И. (1975): *Индуктивные потери энергии в гидротурбине*, Энергомашиностроение, 1975, № 7, с. 3-5.
- [30] Топаж Г. И. (1976): *Условия проектирования РК гидротурбины с наименьшими индуктивными потерями*, Энергомашиностроение, № 4,
- [31] Этинберг, И. Э., Раухман Б. С. (1978): *Гидродинамика гидравлических турбин*, Машиностроение, Ленинград
- [32] Vanra, M. H. (1960): *Aerothermodynamics and Flow in Turbomachinery*, New York
- [33] Степанов, Г. Ю. (1962): *Гидродинамика решеток турбомашин*, Физматгиз
- [34] Викторов Г. В. (1969): *Гидродинамическая теория решеток*, Высшая школа, Москва
- [35] Викторов Г. В. (1975): *Третья двумерная задача для лопастных систем турбомашин*, Труды МЭИ, вып. 259, с. 13-25. (Гидравлические машины)
- [36] Horlock, J. H. (1973): *Axial Flow Turbines*, Krieger Publishing, New York
- [37] Kamimoto G., Matsuoka J., Shirai H. (1959): *Effects of fluid viscosity on the flow in the impeller of centrifugal type hydraulic machinery*, Bul1. of JSME, 2, № 8

- [38] Шкарбуљ С.Н. (1973): *Расчет пространственного пограничного слоя во вращающихся каналах центробежных колес*, Энергомашиностроение, № 1
- [39] Schlichting H. (1989): *Boundary Layer Theory*, McGraw-Hill Book Company, USA
- [40] Young A.D. (1989): *Boundary Layer*, BSP Professional Books, London, Great Britain
- [41] Schetz J.A. (1993) *Boundary Layer Analysis*, Prentice-Hall, EngleWood Cliffs, New Jersey, USA
- [42] Wu Chung-Hua (1952): *A general theory of three-dimensional flow in subsonic and supersonic turbomachines of axial, radial and mixed-flow types*, Transactions of the ASME, V. 74, № 8, p. 1363-1380.
- [43] Бабић, М. (1980): *Теоријско и експериментално истраживање облика струјања у безлопатичном простору између преткола и кола Капланових турбина*, докторска дисертација, Машински факултет Универзитета у Београду
- [44] Ruprecht A. (1989): *Finite Elemente zur Berechnung dreidimensionaler, turbulenter Strömung in komplexen Geometrien*, Dissertation, Institut für Strömungsmechanik und Hydraulische Strömungsmaschinen der Universität Stuttgart, Deutschland
- [45] Ruprecht A. (1990): *Numerical analysis of flow in the elbow draft tube of a Kaplan turbine*, IAHR 15. Symposium, Belgrade
- [46] Ruprecht A., Maihofer M., Gode E., (1996): *Flow Analysis for the Intake of Low-Head Hydro Power Plants*, Proceedings of the XVIII IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Cavitation, Valencia, Spain
- [47] Chihab W.S. (1993): *Experimentelle und theoretische Untersuchung des Saugrohres einer Kaplan turbine*, Dissertation, Institut für Strömungsmechanik und Hydraulische Strömungsmaschinen der Universität Stuttgart, Deutschland

- [48] Миловановић, Д. (1994): *Теоријска и моделска истраживања струјања у радним колима хидрауличних турбомашина*, докторска дисертација, Машински факултет Универзитета у Крагујевцу
- [49] Jost D., Lipej A., Oberdank K., Jamnik M., Velensek B. (1996): *Numerical Flow Analysis of Kaplan turbine*, Proceedings of the XVIII IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Cavitation, Valencia, Spain
- [50] Schilling R., Aschenbrenner T., Bader R., Klement P., Richter R. (1998) *Numerical Loss Analysis in Hydraulic Machinery*, Proceedings of the 18th IAHR Symposium, Singapore
- [51] Drtina P., Sick M., Brandt R. (1998): *Numerical Performance prediction for an entire Kaplan turbine*, Proceedings of the 18th IAHR Symposium, Singapore
- [52] Aschenbrenner T., Gohringer M., Moser W. (2000): *Numerical and Experimental Flow Analysis in a Kaplan turbine*, Proceedings of the 20th IAHR Symposium, North Carolina, USA
- [53] Јовичић, Н. (2000): *Нумеричко моделирање турбулентног струјања флуида у хидрауличним турбомашинама*, докторска дисертација, Машински факултет Универзитета у Крагујевцу
- [54] Muntean S. (2002): *Metode Numerice pentru Determinarea Campurilor Tridimensionale in Rotoarele Turbinelor Francis*, teze de doctorat, Universitatea Politehnica, Timisoara
- [55] Nilsson H. (2002): *Numerical Investigations of Turbulent Flow in Water Turbines*, thesis for the degree of doctor of philosophy, Department of Thermo and Fluid Dynamics, Chalmers University of Technology, Goteborg
- [56] Keller J. (2004): *Experimentelle und numerische Untersuchung der Strömung in einer Turbine für ein Wellenkraftwerk*, Doktor-Ingenieurs Dissertation, Technische Universität München Institut für Energietechnik MW7, Deutschland
- [57] Gehrler A., Schmidl R., Sadnik D. (2006): *Kaplan turbine runner optimization by numerical flow simulation (CFD) and an evolutionary algorithm*. Proc. of 23rd IAHR Symp. on Hydraulic Machinery and Systems, Japan

- [58] Shao J., Luo X., Wu X., Liu S. (2006): *Three-dimensional turbulent simulation of the internal flow in a Kaplan turbine*, Proceedings of the 23th IAHR Symposium, Yokohama, Japan
- [59] Balint, D. (2008): *Metode numerice de calcul al campurilor tridimensionale in distribuitorul si rotorul turbine Kaplan*, teze de doctorat, Universitatea Politehnica, Timisoara
- [60] Ђелић, В. (2012): *Утицај геометрије лопатице обртног кола на карактеристике Капланових турбина*, радна верзија докторске дисертације, Машински факултет Универзитета у Београду
- [61] Petit, O. (2012): *Towards Full Predictions of the Unsteady Incompressible Flow in Rotating Machines, Using OpenFOAM*, thesis for the degree of doctor of philosophy, Department of Thermo and Fluid Dynamics, Chalmers University of Technology, Goteborg
- [62] Квятковский В. С. (1951): *Рабочий процесс осевой гидротурбины (Исследование потоков в осевых гидротурбинах)*, часть 1, Машгиз, Москва
- [63] Квятковский В. С. (1952): *Рабочий процесс осевой гидротурбины (О способах гидравлического расчета лопастей осевых гидротурбинах)*, часть 2, Машгиз, Москва
- [64] Войташевский Д.А. (1959): *О гидравлических потерях энергии в решетке лопастей рабочего колеса пропелерной гидротурбины*, Исследование гидромашин, Машгиз (Труды ВИГМ Вып. 24)
- [65] Мищенко, В.М.(1966): *Методы расчета профильных потерь в решетках турбомашин*, Гидродинамика гидромашин, Издательство Наукова Думка, Академии Наук Украинской ССР, Киев
- [66] Мищенко, В.М.(1966): *Обтекание решеток профилей с местным отрывом пограничного слоя*, Гидродинамика гидромашин, Издательство Наукова Думка, Академии Наук Украинской ССР, Киев

- [67] Кузминский С. С., Пылев И.М. (1977): *Применение уравнения баланса энергии для оценки энергетических характеристик гидротурбины*, Энергомашиностроение, № 2
- [68] Топаж Г.И. (1989): *Расчет интегральных гидравлических показателей гидромашин*, Издательство Ленинградского университета, СССР
- [69] Свиначев Г.А. (1964): *Высоконапорные поворотнолопастные гидротурбины осевого типа*, Издательство Академии Наук Украинской ССР, Киев
- [70] Свиначев Г.А., Федулов Ю.И. (1971): *Характеристики потока и потери энергии в радиальных напорных аппаратах поворотнолопастных гидротурбин*, Гидравлические Машины, Выпуск 5, Издательство Харьковского Университета, Харьков
- [71] Свиначев Г.А. (1976): *Некоторые вопросы исследования проточной части осевых поворотнолопастных гидротурбин*, Proceedings of the HydroTurbo76, Brno
- [72] Варламов А.А. (1985): *Потери энергии в рабочем колесе гидротурбины*, Энергомашиностроение, № 8
- [73] Zakharov A.V. (2001): *Forecasting Water Turbine Energy Characteristics*, Hydrotechnical Construction, Vol. 35, No 2, St. Petersburg
- [74] Anton, I. (1979): *Turbine Hydraulice*, Editura Facla, Timisoara
- [75] Барлит В.В. (1977): *Гидравлические турбины*, Головное Издательство, Издательского объединения Вища школа
- [76] Грановский С.А., Малышев В.М., Огро В.М., Смоляров Л.Г. (1974): *Конструкции и расчет гидротурбин*, Машиностроение, Ленинград
- [77] Ковалев Н.Н.(1984): *Справочник по гидротурбинам*, Машиностроение, Ленинград
- [78] Raabe J. (1989): *Hydropower, the design, use and function of hydromechanical, hydraulic and electrical equipment*, VDI, Verlag, Dusseldorf

- [79] Vušković I., Obradović D. (1972): *Finding the Optimum Flow Conditions for Kaplan Hydraulic Turbine Coaxial Blade Sections near the Tip of the Blades*, Proceedings of the 4th Conference on Fluid Mechanics and Fluid Machinery, Budapest, Hungary
- [80] Vušković I., Obradović D. (1974): *Analyse der Stromung durch das Laufrad einer Kaplanturbine im vom Optimum weiter entfernten Betriebsbereich*, Osterreichische Ingenieur-Zeitschrift, Springer-Verlag, Wien
- [81] Obradović D. (1962): *A grapho-analytic method for determining velocities and circulations behind the distributor of high specific speed water turbines*, Veröffentlichung der Fakultat Maschinenbau der Universitat, Belgrad
- [82] Obradović D. (1968): *A New Variant for the Calculation of Flow in Profile Cascade by the Singularity Method*, Proceedings of the 9th Yugoslav Congress on Rational and Applied Mechanics
- [83] Бенишек М., Протић З. (1981): *Истраживање струјних губитака у правим цевима кружног пресека при вихорном струјању нестишљивог флуида*, 15. југословенски Конгрес теоријске и примењене механике, Купари 1-5 јуна 1981, Зборник радова Б-26, С.269-276,
- [84] Benišek M., Vušković I., Ignjatović B. (1982): *Efficiency scale-up calculation for tube turbines at operating point of best efficiency and outside the point of the best efficiency*, IAHR Congres Operating problems of Pump Stations and Power Plants Amsterdam, Vol.2.57/1-12
- [85] Benišek M., Vušković I., Ignjatović B., Nedeljković M. (1984): *The energetic characteristic scale up calculation of the smaller to the bigger tube model turbine with the evident distinction of the hydraulic design of the inlet water passages*, Conference on flow machinery and flow measurements, pg.279-293, Ljubljana
- [86] Бенишек, М., Недељковић, М., Чантрак, С. (1990): *Губици специфичне струјне енергије вихорног струјања у правим дифузорима кружног пресека*, Зборник радова 19.ог југословенског конгреса теоријске и примењене механике, свеска Б, стр.7-12, Охрид

- [87] Benišek, M., Ignjatović, B., Varlamov, A., Albijanić, R., et al. (1990): *The optimum cam characteristic and some complex measurements on bulb turbines at HPS 'Đerdap-2'*, Proceedings of the 15th IAHR-Symposium on Hydraulič Machinery and Cavitation, Vol.2, pp.B5(1-13), Belgrade, Yugoslavia-Serbia
- [88] Benišek, M., Nedeljković, M., Čantrak, S., Ignjatović, B. (1992): *Energy Loss and Coriolis Coefficient Change in Straight Draft Tube of the Bulb Turbine*, Proceedings of the 16th IAHR-Symposium on Hydraulič Machinery and Cavitation, Vol.1, pp.413-421, Sao Paulo, Brazil
- [89] Benišek, M., Ignjatović, B., Nedeljković, M. (1994): *The Influence of Hydro-Power Station Oblique Inflow on the Bulb Turbine Combinatory Link Correction*, Proceedings of the 17th IAHR-Symposium, Section on Hydraulič Machinery and Cavitation, Vol.3, pp.1113-1123, Beijing, China
- [90] Benišek M., Čantrak S., Ignjatović B., Pokrajac D. (1996): *Application of the Method of Kinetic Balance for Flow Passages Forming*, Proceedings of the XVIII IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Cavitation, Valencia, Spain
- [91] Бенишек М., Божић И., Илић Д., Чантрак Ђ. (2005): *Студија о утицају повећања зазора између лопатица и оклопа обртног кола на смањење хидрауличког степена корисности модела и прототипа постојећих турбина ХЕ Ђердап I*, извештај бр.06-03-10/2005, Машински факултет, Београд
- [92] Benišek M., Čantrak S., Nedeljković M., Ilić D., Božić I., Čantrak Đ. (2005): *Defining the Optimum Shape of the Cross-flow Turbine Semi-spiral Case by the Lagrange's Principle of Virtual work*, FME Transactions, University of Belgrade, Faculty of Mechanical Engineering, Belgrade, New Series, Vol.33, Number 3, pp 141-144., UDC:621,YU ISSN 1451-2092.
- [93] Бенишек М., Божић И., Илић Д., Чантрак Ђ. (2006): *Експериментална хидрауличка испитивања карактеристика цевне турбине ХЕ "Ђердап II"*, ВОДОПРИВРЕДА, број 222-224, година 38, јул-децембар 2006/4-6, стр. 189-198., YU ISSN 0350-0519, UDK 626.

- [94] M. Benišek, S. Čantrak, M. Nedeljković, Đ. Čantrak, D. Ilić, I. Božić (2006): *Fluid Boundaries Shaping Using The Method of Kinetic Balance*, Thermal Science, International Scientific Journal, Vol. 10, issue 15, pp 153-162, UDC: 532.559/.556, ISSN 0354-9836.
- [95] Benišek M., Albijanić R., Ignjatović B., Božić I., Ilić D., Čantrak Đ. (2006): *Hydraulic and Vibration Tests of Double-Regulated Prototype Hydraulic Turbines With the Aim of Increasing the Energy Efficiency*, Симпозијум ЕЛЕКТРАНЕ 2006, организатор: Друштво термичара Србије и Црне Горе, Врњачка Бања, 19-22. 09. 2006., Зборник проширених резимеа, стр. 11., ISBN 86-7877-009-0
- [96] M. Benišek, D. Petrović, I. Božić, Z. Ćirić, S. Damjanović, M. Zeljić (2008): *Propeller and combinatory characteristics determination of Kaplan turbine in HPS Zvornik with the aim of increasing its efficiency*, Power Plant Symposium, Vrnjaska Banja
- [97] Бенишек М., Петровић Д., Божић И., Ћирић З., Дамјановић С., Зељић М. (2009): *Одређивање пропелерних и комбинаторских карактеристика Капланове турбине агрегата у ХЕ Зворник у циљу повећања његове ефикасности*, ТЕРМОТЕХНИКА, број XXXV, 3-4, 2009, стр. 193-204, UDC 624.438.1.2
- [98] Бенишек М., Божић И., Игњатовић Б. (2009): *Упоредна анализа резултата испитивања модела и главног извођења цевне турбине ХЕ „Ђердан 2“*, 15. саветовање СДХИ, Бабе, Србија, 01-02.10.
- [99] M. Benišek, I. Božić, D. Ilić, D. Petrović, Z. Ćirić (2010): *Hydraulic and power performance tests of Kaplan turbines in HPP Ovcar Banja*, International conference Power Plants 2010, Vrnjaska Banja, Serbia
- [100] Бенишек М., Божић И. (2009) Студија: *Упоредна анализа резултата мерења моделских испитивања постојеће цевне турбине извршених у лабораторијама LMH-EPFL – Лозана и ЛМЗ – Санкт Петербург са испитивањима турбине А-5 “in situ” при косом дострујавању на хидроелектрану Ђердан 2*, изв. бр.06-03-02/2009, Машински факултет, Београд

- [101] Benišek M.H., Ilić D.B., Čantrak Đ.S., Božić I.O. (2010): *Investigation of the turbulent swirl flows in a conical diffuser*, Thermal Science
- [102] M. Benišek, I. Božić, B. Ignjatović (2010): *The comparative analysis of model and prototype test results of Bulb turbine*, Proceedings of the 25th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems, , Volume 2, pp 719-726, Timisoara, Romania
- [103] Benišek M., Božić I., Čantrak Đ., Ilić D. (2011): *Hydraulic Tests of the Bulb Turbine Unite at the Hydropower Plant „Djerdap 2“*, III International Symposium Contemporary Problems of Fluid Mechanics, May 12-13th, University of Belgrade, Fac. of Mech. Engineering, Belgrade, pp. 187-193
- [104] Савић, З. (1989): *Утицај смањења броја лопатица обртног кола Капланове турбине на енергетске карактеристике*, магистарска теза, Машински факултет Универзитета у Београду
- [105] Главовић, И. (1990): *Теоријско-експериментално истраживање профилних решетки обртног кола Капланове турбине за пропелерне струјне услове ван оптимума*, докторска дисертација, Машински факултет Универзитета у Бања Луци
- [106] Јегдић, М. (1993): *Струјни губици у обртном колу Капланове турбине у пропелерној радној области*, магистарска теза, Машински факултет Универзитета у Београду
- [107] Panton, R. (1984): *Incompressible Flow*, John Wiley & Sons, New York
- [108] H. Mesplou (1998): *Thermodynamic Method: Error Calculation Examples*, E.D.F. Division Technique Générale
- [109] Kundu K.P., Cohen M.I. (2002): *Fluid Mechanics*, Academic Press, Elsevier Science USA
- [110] Бањац, М. (2004): *Простирање топлоте при удару турбулентног осносиметричног млаза у равну загрејану плочу*, докторска дисертација, Машински факултет Универзитета у Београду
- [111] Сијерчић М. (1998): *Математичко моделирање комплексних турбулентних транспортних процеса*, Југословенско друштво термичара и Институт за нуклеарне науке Винча, Београд

- [112] Petrović, Z., Stupar S. (1997): *Fundamental Equations of Aerodynamics*, Faculty of Mechanical Engineering, University of Belgrade
- [113] Leonard, A. (1974): *Energy Cascade in Large Eddy Simulations of Turbulent Fluid Flows*, Advances in Geophysics, Vol. 18A, p.45
- [114] Hinze J.O. (1959): *Turbulence – An Introduction to Its Mechanism and Theory*, McGraw-Hill Book Company, Inc, New York
- [115] Wilcox D.C. (2000): *Turbulence Modeling for CFD*, second edition, DCW Industries, Inc. California
- [116] ANSYS, CFX-Solver Theory Guide, 2009
- [117] Чантрак С., Црнојевић Ц. (1990): Хидраулика, теорија, проблеми, задаци, ДИП Грађевинска књига, Београд
- [118] Kent P. M. (2005): *Extraction of Boundary Layer Characteristics from Fluent Results*, Fluent 2005 CFD Summit, Dearborn, MI
- [119] Maji P.K., Biswas G., (1998): *Three-dimensional analysis of flow in the spiral casing of a reaction turbine using a differently weighed Petrov Galerkin method*, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 167
- [120] Fitero I., Anton I. (1967): *Considerations about the Hydraulic Losses in the Spiral Casing of Axial Turbines*, Proceedings of Second Conference on Fluid Mechanics and Fluid Machinery, Budapest
- [121] Klein J., Reininger J. (1969): *Loss Coefficients of Spiral Casing and Draft Tube of Kaplan turbine Found by Comparison of Model Tests on a Precision Test Stand*, Proceedings of Third Conference on Fluid Mechanics and Fluid Machinery, Budapest
- [122] Padurean I., Vela I., Megheles O. (2004): *Study of Hydraulic Losses in the Francis Turbines*, Scientific Bulletin of the Politehnica University of Timisoara, Transactions on Mechanics Special issue, 6th Inter. Conference on Hydraulic Machinery and Hydrodynamics, Timisoara, Romania
- [123] Balint D., Muntean S., Anton I., Susan-Resiga R. (2005): *Swirling Flow Optimization in the Spiral Case and Distributor of Kaplan Hydraulic Turbines*, Workshop on Vortex Dominated Flows, Timisoara, Romania

- [124] Vu C. T., Nennemann B., Ausoni Ph., Farhat M., Avellan F., *Unsteady CFD prediction of von Kármán vortex shedding in hydraulic turbine stay vanes*,
- [125] Qian R. (2008): *Flow Field Measurements in a Stator of a Hydraulic Turbine*, Thèse pour l'obtention du grade de Philosophiae Doctor (Ph.D), Faculté des Sciences et de génie, Université Laval , Québec
- [126] Филиал ОАО Силовые Машины, Ленинградский Металлический Завод, (2004): Комплексные приемо-сдаточные испытания модели гидротурбины для ГЭС Джердап I, технический отчет, № 1514, Санкт - Петербург
- [127] Яньшина И.Г. (1967): *Гидравлические потери энергии в радиальных направляющих аппаратах гидротурбин*, Энергомашиностроение, № 5
- [128] Ласенко В.Е. (1969): *О влиянии числа лопаток направляющего аппарата гидротурбины на потери в нем*, Гидравлические Машины, Выпуск 3, Техника, Киев
- [129] Федулов, Ю.И. (1969): *Отклоняющее воздействие круговой решетки пластин в проточной части направляющего аппарата гидротурбин*, Гидравлические Машины, Выпуск 3, Техника, Киев
- [130] Никольская С. С., Сушко А. Е. (1969): *Влияние радиуса входной кромки гидротурбинного профиля в решетке на ее гидродинамические характеристики*, Гидравлические Машины, Выпуск 3, Техника, Киев
- [131] Абдурахманов Л.Ф., Бугрин С.К., Рауд М.А. (1967): *Установка для определения характеристик радиальных НА гидротурбин*, Энергомашиностроение, № 5
- [132] Федулов, Ю.И. (1971): *О некоторых результатах расчета обтекания лопаток радиального направляющего аппарата гидротурбин*, Гидравлические Машины, Выпуск 5, Издательство Харьковского Университета, Харьков
- [133] Antonsen Ø (2007): *Unsteady flow in wicket gate and runner with focus on static and dynamic load on runner*, PhD thesis, Norwegian University of Science and Technology, Faculty of Engineering Science and Technology, The Department of Energy and Process Engineering, Trondheim, Norway

- [134] Castorph, D., Raabe J. (1974): *Measurement of unsteady pressure, unsteady relative and absolute velocity field of a Kaplan runner by means of an electronic multi-miniature-probe as a basic contribution to research of unsteady runner load*, 7th Symposium 7^E, International Association for Hydraulic Research, Section for hydraulic machinery equipment and cavitation, Vienna
- [135] Peng G. (2005): *A practical Combined Computation Method of Mean Through-Flow for 3D Inverse Design of Hydraulic Turbomachinery Blades*, Journal of Fluid Engineering, ASME, Vol.127
- [136] Kirstein F.C., Backström T.W. (2006): *Flow Through a Solar Chimney Power Plant Collector-to-Chimney Transition Section*, Journal of Solar Energy Engineering, Transactions of the ASME, Vol. 128
- [137] Теверовски, Б.М. (1966): *К вопросу о расчете гидромашин по результатам статических испытаний*, Гидродинамика гидромашин, Издательство Наукова Думка, Академии Наук Украинской ССР, Киев
- [138] Ruprecht A., Bauer C., Gentner C., Lein, G. (1999): *Parallel Computation of Stator-Rotor Interaction in an Axial Turbine* ASME PVP Conference, CFD Symposium, Boston
- [139] Ruprecht, A. (2000): *Unsteady flow analysis in hydraulic machinery*, Proceedings of the XX IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems, Charlotte, North Carolina, USA
- [140] Ruprecht, A. [u. a.] (2000): *Numerical simulation of a complete Francis turbine including unsteady rotor/stator interactions*, Proceedings of the XX IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems, Charlotte, North Carolina, USA
- [141] Vu, T.C., Nennemann, B. (2006): *Unsteady rotor-stator analysis of a Francis turbine*. 23 IAHR Symposium on Hydraulic Machinery, Yokohama, October
- [142] Gagnon, J.-M., Deschênes, C., Ciocan, G.D., Iliescu, M. (2008): *Numerical simulation and experimental investigation of the flow in an axial turbine*. IAHR - 24th Symposium on Hydr. Mach. and Systems. Foz de Iguazu, Brasil

- [143] Alekseenko, S. V., Kuibin, P. A., Okulov, V. L., and Shtork, S. I. (1999): *Helical vortices in swirl flow*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 382, pp. 195-243.
- [144] Susan-Resiga R., Milos T., Baya A., Muntean S., (2005): *Mathematical and Numerical Models for Axisymmetric Swirling Flows for Turbomachinery Application*, Workshop on Vortex Dominated Flows – Achievements and Open Problems, Timisoara, Romania
- [145] Susan-Resiga, R., Ciocan, G. D., Anton, I., Avellan, F. (2006): *Analysis of the Swirling Flow Downstream a Francis Turbine Runner*, Journal of Fluids Engineering, Vol. 128, pp. 177-189.
- [146] Susan-Resiga R., Muntean S., Stein P., Avellan F. (2009): *Axisymmetric Swirling Flow Simulation of the Draft Tube Vortex in Francis Turbines at Partial Discharge*, International Journal of Fluid Machinery and Systems Vol. 2, No. 4
- [147] Dragomirescu F.I., Bistriian D. A., Muntean S., Susan-Resiga R. (2009): *The Stability of Swirling Flows with Applications to Hydraulic Turbine*, 3th IAHR International Meeting of the Workgroup on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems, Brno
- [148] Бенишек, М. (1979): *Истраживање вихорног струјања у правим цевима кружног пресека*, докторска дисертација, Машински факултет Универзитета у Београду
- [149] Benišek, M., Čantrak, S., Nedeljković, M., Belošević, S. (1996): *Some Investigation Aspects on Mean Swirling Flow Characteristics in Straight Circular Pipes*, Proceedings of the 2nd International Symposium on Contemporary Problems of Fluid Mechanics, pp.81-84, Belgrade, Yugoslavia
- [150] Satta F., Simoni D., Ubaldi M., Zunino P. (2007): *An Experimental Investigation of the Dissipation Mechanisms the Suction Side Boundary Layer of Turbine Blade*, Proceedings of the 8th International Symposium on Experimental and Computational Aerothermodynamics of Internal Flows, Lyon

- [151] Singh P., Nestmann F. (2011): *Experimental investigation of the influence of blade height and blade number on the performance of low head axial turbines*, Renewable Energy 36, International Journal, www.elsevier.com.
- [152] Coull J., Hodson H. (2012): *Predicting the profile Loss of High-Lift Low Pressure Turbine*, Journal of Turbomachinery, ASME, Vol.134
- [153] Wei N. (2000): *Significance of Loss Models in Aerothermodynamic Simulation for Axial Turbines*, Doctoral Thesis, Department of Energy Technology Division of Heat and Power Technology Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden
- [154] Langston L.S., Nice M.L., Hooper R.M. (1977): *Three-Dimensional Flow Within a Turbine Cascade Passage*, ASME Journal of Engineering for Power, 99, pp. 21-28
- [155] Sieverding C.H. (1985): *Recent Progress in the Understanding of Basic Aspects of Secondary Flows in Turbine Blade Passages*, ASME Journal of Turbomachinery, 107, pp. 248-257
- [156] Sharma O.P., Butler T.L. (1987): *Predictions of Endwall Losses and Secondary Flows in Axial Flow Turbine Cascades*, ASME Journal of Turbomachinery, 109, pp. 229-236
- [157] Denton J.D. (1993): *Loss Mechanisms in Turbomachines*, ASME Journal of Turbomachinery, 115, pp. 621-650
- [158] Lampart P.(2009): *Investigation of Endwall Flows and Losses in Axial Turbines. Part I. Formation Of Endwall Flows And Losses*, Journal of Theoretical and Applied Mechanics 47, 2, pp. 321-342, Warsaw
- [159] Busea C., Jianu S. (2004): *Optimization of Axial Hydraulic Turbines Runner Blades Using Hydrodynamic Simulation Techiques*, 6th International Conference on Hydraulic Machinery and Hydrodynamics, Timisoara, Romania
- [160] Brekke H. (1996): *Analysis of Losses in Hydraulic Turbines*, Proceedings of the XVIII IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Cavitation, Valencia, Spain

- [161] Pfleiderer C. (1955): *Die kreiselpumpen für flüssigkeiten und Gase*, Springer-Verlag, Berlin
- [162] Никитин А. А. (1982): *Результаты экспериментального исследования кольцевых криволинейных каналов турбомашин*, Энергомашиностроение, № 10
- [163] Ruprecht, A., Helmrich, T., Aschenbrenner, T., Scherer, T. (2002): *Simulation of vortex rope in a turbine draft tube*, *Proceedings of the XXI IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, Lausanne, Switzerland
- [164] Mauri, S. (2002): *Numerical Simulation and Flow Analysis of an Elbow Diffuser*, thèse №2527, Ecole Polytechnique Federale de Lausanne
- [165] Buntić Ogor I., Dietze S. and Ruprecht A. (2005): *Numerical simulation of the flow in Turbine-99 draft tube*, *Proceedings of the third IAHR/ERCOFTAC Workshop on draft tube flows*, Turbine-99 III
- [166] Cervantes M.J. and Engström F. (2005): *Eddy viscosity turbulence models and steady draft tube simulations*, *Proceedings of the third IAHR/ERCOFTAC Workshop on draft tube flows*, Turbine-99 III
- [167] Tokyay T. and Constantinescu G. (2005): *CFD simulations of flow in a hydraulic turbine draft tube using near wall RANS and LES models*, *Proceedings of the third IAHR/ERCOFTAC Workshop on draft tube flows*, Turbine-99 III
- [168] Galvan S, Page M, Guibault F and Reggio M. (2005): *Numerical validation of different CFD k-ε turbulence models using FLUENT code*, *Proceedings of the third IAHR/ERCOFTAC Workshop on draft tube flows*, Turbine-99 III
- [169] Galvan S., Guibault F. and Reggio M. (2005): *Optimization of the inlet velocity profile of Turbine-99draft tube*, *Proceedings of the third IAHR/ERCOFTAC Workshop on draft tube flows*, Turbine-99 III
- [170] Kurosawa S. and Nakamura K. (2005): *Unsteady turbulent flow simulation in Turbine-99 draft tube*, *Proceedings of the third IAHR/ERCOFTAC Workshop on draft tube flows*, Turbine-99 III

- [171] Marjavaara B.D., Kamakoti R., Lundström T.S., Thakur S., Wright J. and W. Shyy (2005): *Steady and unsteady CFD calculations of the Turbine-99 draft tube using CFX-5 and Stream*, Proceedings of the third IAHR/ERCOFTAC Workshop on draft tube flows, Turbine-99 III
- [172] Nilsson H. and Page M. (2005): *OpenFOAM simulation of the flow in the Hölleforsen draft tube model*, Proceedings of the third IAHR/ERCOFTAC Workshop on draft tube flows, Turbine-99 III
- [173] Page M., Giroux A.-M. and Nicolle, J., (2005): *Steady and unsteady computations of Turbine-99 draft tube*, Proceedings of the third IAHR/ERCOFTAC Workshop on draft tube flows, Turbine-99 III
- [174] Raisee M., Alemi H. and Iacovides H. (2005): *Performance of linear and non-linear low-Re $k-\epsilon$ in prediction of developing turbulent flow through 90° curved ducts*, Proceedings of the third IAHR/ERCOFTAC Workshop on draft tube flows, Turbine-99 III
- [175] Berca E.L. (2007): *Instrumentation Development for Wall Shear-Stress Applications in 3D Complex Flows*, Thèse pour l'obtention du grade de Philosophiae Doctor (Ph.D), École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Switzerland
- [176] Gyllenram W. (2008): *Analytical and Numerical Studies of Internal Swirling Flows*, Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden
- [177] Labrecque Y. (1999): *Simulation Numérique des Écoulements dans une Turbine Hydraulique Complète*, Thèse pour l'obtention du grade de maître ès science (M.Sc), Faculté des Sciences et de génie, Université Laval , Québec
- [178] Alexander K.V., Giddens E.P. , Fuller A.M. (2009): *Axial-flow turbines for low head microhydro systems*, Renewable Energy 34, 35–47
- [179] Gouin Ph., Deschenes C., Iliescu M., Ciocan G.D. (2009): *Experimental Investigation of Draft Tube Flow of an Axial Turbine by Laser Doppler Velocimetry*, 3rd IAHR International Meeting of the Workgroup on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems, Brno, Czech Republic

- [180] Michel J. Cervantes J.M., Gustavsson H. (2007): *On the Use of the Squire-Long Equation to Estimate Radial Velocities in Swirling Flows*, Journal of Fluids Engineering, Vol. 129 / 209
- [181] Henau V., Payette F.A., Sabourin M., Deschênes C., Gagnon J. M., Gouin P. (2010) *Computational study of a low head draft tube and validation with experimental data*, Proceedings of the 25th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems, Timisoara, Romania
- [182] Sinha P. K., Majumdar B. (2011): *Numerical Studies of Flow Through Annular Curved Diffuser*, International Journal of Advances in Engineering & Technology, Vol. 1, Issue 3, pp.98-104
- [183] Singh P, Franz Nestmann F. (2009): *Experimental optimization of a free vortex propeller runner for micro hydro application*, Experimental Thermal and Fluid Science 33 (2009) 991–1002
- [184] Губин М.Ф. (1976): *Определение размеров изогнутых отсасывающих труб гидротурбин с учетом характеристики потока за рабочим колесом*, Proceedings of the HydroTurbo, Brno
- [185] Marjavaara B.D., Lundstrom T.S., (2003): *Automatic Shape Optimisation of a Hydropower Draft Tube*, Proceedings of ASME FEDSM'03, 4th ASME_JSME Joint Fluids Engineering Conference, Honolulu, Hawaii, USA
- [186] Ciocan G.D., Avellan F., Berca E. L. (2002): *Wall friction measurements: Application in a Francis Turbine Cone*, Proceedings of ASME FEDSM'02, 4th ASME 2002 Fluids Eng. Division Summer Meeting, Montreal, Canada
- [187] Nilsson H., Page M.: *OpenFOAM Simulation of the Flow in the Hollerforsen Draft Tube Model*, Turbine-99, Proceedings of the third IAHR/ERCOFTAC workshop on draft tube flow
- [188] Kuibin, P. A., Okulov, V. L., and Pylev, I. M. (2006): *Simulation of Flow Structure in the Suction Pipe of a Hydroturbine by Integral Characteristics*, Heat Transfer Research, Vol. 37, No. 8, pp. 675-684.
- [189] Avellan, F. (2000): *Flow Investigation in a Francis Draft Tube: The FLINDT Project*, Proceedings of the 20th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems, Charlotte, North-Carolina, U.S.A., Paper DES-11.

- [190] École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Laboratory for Hydraulic Machines (2011): Official Model Test Report – HPP Djerdap 1, test № 535, (March-May 2008), Revised and completed version of Final Report, Lausanne, Switzerland
- [191] Turboinstitut (2008): Model Testing Report, HPP Djerdap 1, 2931, Ljubljana, Slovenia
- [192] Међународни стандарди IEC 60193/1991 и IEC 60041/1991, Женева
- [193] Keck H., Sick M.(2008): *Thirty years of numerical flow simulation in hydraulic turbomachines*, Acta Mech 201, 211–229 (2008), Springer-Verlag
- [194] Savunin I.B., Topaz G.I. (2001): *Analytical Estimators of the Energy Indicators of Radial-Axial Hydraulic Turbines*, Hydrotechnical Construction, Vol. 35, No 6, St. Petersburg
- [195] Keck H., Drtina P., Sick M. (1996): *Numerical Hill Chart Prediction by Means of CFD Stage Simulation for a Complete Francis Turbine*, Proceedings of the XVIII IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Cavitation, Kluwer Acad. Pub.
- [196] ShuHong L., Jie S., ShangFeng W. & WU YuLin (2008): *Numerical simulation of pressure fluctuation in Kaplan turbine*, Science in China Series E: Technological Sciences, Aug. 2008, vol. 51, no. 8, 1137-1148
- [197] Nilsson, H. (2006): *Evaluation of OpenFOAM for CFD of turbulent flow in water turbines*, Proceedings of the 23th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems, Yokohama, Japan
- [198] Qian Y., Suzuki R., Arakawa C. (1996): *Analysis of the Performance of a Bulb Turbine Using 3-D Viscous Numerical Technique*, Proceedings of the XVIII IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Cavitation, Valencia, Spain
- [199] Petit O., Nilsson H., Vu T., Manole O., Leonsson S. (2009): *The Flow in the U9 Kaplan Turbine – Preliminary and planned simulations using CFX and OpenFOAM*, IAHR, 24th Symposium on Hydraulic Machinery and Systems
- [200] Zeng Y., Guo Y., Zhang L., Xu T., Dong H. (2010): *Torque model of Hydro Turbine with inner Energy Loss Characteristics*, Science China Press, Vol 53, No 10, and Springer-Verlag Berlin Heidelberg

- [201] MatLAB, Getting Help, 2009
- [202] Ida T., Kurokawa J., Kubota T., Tanaka H., (1996) *Recent Development of Studies on Scale Effect*, Proceedings of the XVIII IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Cavitation, Valencia, Spain
- [203] D. Petrović, V. Vidaković, Z. Ćirić, S. Stojković, M. Benišek, I. Božić, M. Dragić, M. Zeljić (2006): *An Increase of Hydro-Aggregate's Installed Power and Efficiency Factor Before the Revitalization Phase*, Thermal Science, International Scientific Journal, Vol. 10, issue 15, pp 17-32
- [204] Gajić A., Dubonjić R., Božić I., Rajić R., Bosanac N. (2004): *Rasploživost hidroagregata i analiza isplativosti njegove revitalizacije*, Power Plant Symposium, Vrnjacka Banja
- [205] D. Petrović, S. Stojković, V. Vidaković, D. Arnautović, S. Bogdanović, Z. Ćirić, M. Benišek, I. Božić (2008): *Possibilities to Increase Power and Efficiency Hydro Generating Unit*, CIGRE 2008, A1-105, Paris, France. 24 – 29.08.
- [206] Гајић А., Недељковић М., Пејовић С., Дубоњић Р., Божић И., Чантрак Ђ., Ђоћић А., Ивљанин Б., Рајић Р., Босанац Н., Гордић Р., Ђушић М. (2004): *Повећање поузданости и расположивости хидроагрегата и његове ефикасности*, (Студија у оквиру "Националног програма енергетске ефикасности" МНТР - евиденциони број пројекта: ЕЕ108- 179А)
- [207] D. Petrović, V. Vidaković, Z. Ćirić, S. Stojković, M. Benišek, I. Božić, M. Dragić, M. Zeljić (2006): *An Increase of Hydro-Aggregate's Installed Power and Efficiency Factor Before the Revitalization Phase*, Thermal Science, International Scientific Journal, Vol. 10, issue 15, pp 17-32

БИОГРАФИЈА АУТОРА

- **Иван О. Божић, дипл. инж. маш.**
- Рођен 11. 08. 1977. године у Краљеву
- Породични статус: ожењен, отац двоје деце.

Образовање:

- 1984–1992: Основна школа „IV краљевачки батаљон“ у Краљеву, одличан успех у свим разредима
- 1992–1996: Гимназија у Краљеву, природно-математички смер, одличан успех у свим разредима
- 1996–2001: Машински факултет Универзитета у Београду, смер Хидроенергетика, просечна оцена студија: 9,03 (девет и 3/100).
- 2004–2005: Школа за резервне официре инжењерије у Панчеву, просечна оцена 9,42 (девет и 42/100)
- 2005–2009: докторске студије, Универзитет у Београду, Машински факултет, положени сви испити са просечном оценом 10 (десет).

Радно искуство:

- У периоду 2002–2012. године као асистент на Катедри за хидрауличне машине и енергетске системе на Машинском факултету Универзитета у Београду учествовао је у извођењу аудиторних и лабораторијских вежби из предмета: Хидрауличне турбине, Мерења у хидроенергетици, Хидромашинска постројења и опрема, Вентилатори и турбокомпресори, Увод у енергетику, Стручна пракса хидроенергетике, Основи конструисања; члан у четрдесетак Комисија за одбрану дипломских радова

- Учесник у 11 научно-истраживачких пројеката Министарства науке и технолошког развоја Републике Србије, објавио више од 20 научних и стручних радова, 9 техничких решења, 60 стручних експертиза и студија
- Испитивач акредитоване лабораторије ХидроенергоЛаб Иновационог центра Машинског факултета у Београду
- Консултант ПД „Ђердап“ и ПД „Дринско-лимске хидроелектране“ у вези са пословима ревитализације и моделских испитивања хидрауличних турбина, учествовао у више енергетских испитивања хидроелектрана у Србији
- Чланство: Српско друштво за Механику, Центар за обновљиве изворе енергије, Друштво метролога Србије и Црне Горе, Удружење проналазача Србије, Савез енергетичара Србије, Групација за обновљиве изворе енергије и енергетску ефикасност, секција за МХЕ, при Привредној комори Србије

Списак коришћених ознака

ознака	јед.	опис ознаке
A	$[m^2]$	површина контролне површи
A_m	$[m^2]$	површина површи која окружује материјални систем
A_p	$[m^2]$	површина p - тог попречног пресека
A_q	$[m^2]$	површина q - тог попречног пресека
$A_E(r)$	$[-]$	Етинбергов коефицијент
A_{0k}		коефицијент калибрације k - тог мерног инструмента
A_{1k}		коефицијент калибрације k - тог мерног инструмента
b_{SA}	$[m]$	висина лопатице спроводног апарата
B	$[-]$	Војташевски коефицијент
$B_E(r)$	$[-]$	Етинбергов коефицијент
c_i, c_j, c_k	$[m/s]$	компоненте тренутне брзине у Декартовом координатном систему
c'_i, c'_j, c'_k	$[m/s]$	компоненте флукутирајуће брзине у Декартовом координатном систему
C_D	$[-]$	локални коефицијент отпора
C_E	$[-]$	коефицијент дисипације енергије
C_{ijk}	$[J/kgS]$	дифузиони турбулентни транспорт (брзином и притиском)
$\bar{c}_{\delta i}$	$[m/s]$	брзина спољашњег струјања за $x_j = \delta$
\bar{c}_E	$[m/s]$	средња брзина на φ_0 улазном пресеку у спиралу
C_{DSA}	$[-]$	коефицијент отпора профила лопатице спроводног апарата
c_r	$[m/s]$	радијална компонента апсолутне брзине
$c_z = c_{ax}$	$[m/s]$	аксијална компонента апсолутне брзине
c_m	$[m/s]$	меридијанска компонента апсолутне брзине
c_u	$[m/s]$	обимска компонента апсолутне брзине
c_v	$[J/kgK]$	специфични топлотни капацитет одређен за константну густину флуида
\bar{c}_{ir}	$[m/s]$	проточно осредњена радијална компонента апсолутне брзине у i - том пресеку
C_L	$[-]$	коефицијент узгона профила
C_D	$[-]$	коефицијента профилних отпора у решетки

C_{β_s}	[-]	Бусинесков коефицијент у i -том пресеку
C_{DsR}	[-]	коефицијент секундарног отпора обртног кола
\underline{c}	[m/s]	вектор брзине
D_1	[m]	пречник обртног кола
D_h	[m]	хидраулички пречник
d_h^*	[-]	бездимензијски пречник главчине
e	[J/kg]	унутрашња енергија флуида
E_{OK}	[J/kg]	специфични струјни рад обртног кола
E	[J/kg]	специфични струјни рад турбине
$\bar{E}_{c_{iu}}$	[J/kg]	специфична енергија струјања у обимском правцу у i -том пресеку
$\bar{E}_{c_{ir}}$	[J/kg]	специфична енергија струјања у радијалном правцу у i -том пресеку
E_{LsR}	[J/kg]	укупни специфични секундарни губитак обртног кола
E_{si}	[J/kg]	средња специфична енергија вихорног струјања у i -том пресеку
f		произвольна скаларна или векторска величина
\bar{f}		осредњена вредност величине f добијена Рејнолдсовим осредњавањем
\tilde{f}		осредњена вредност величине f добијена Фавровим осредњавањем
f'		флукутирајућа (турбулентна) вредност величине f (Рејнолдсово осредњавање)
f''		флукутирајућа (турбулентна) вредност величине f (Фаврово осредњавање)
f_p	[-]	финеса профила
$\underline{E}\{f\}$	[]	флукс величине f
g	[m/s ²]	дејство гравитационе силе
I_i		вихорни интезитет
k	[m ² /s ²]	кинетичке енергије турбуленције
$K_{c_{ir}}$		момент аксијалног струјања у i -том пресеку
l	[m]	дужина тетиве профила лопатице
l_h	[m]	дужина тетиве профила уз главчину
l_s	[m]	дужина тетиве профила уз кућиште
l_m	[m]	дужина рофила на радијусу r_m

\dot{m}	[kg/s]	масени проток
M	[Nm]	момент на обртном колу
M_{c_w}	[Nm]	момент струјања у обимском правцу у i -том пресеку
n	[min ⁻¹]	брзина обртања обртног кола
\underline{n}		јединични вектор спољашње нормале површи A
n_{11}	[min ⁻¹]	јединични број обртаја турбине
n_{ED}	[-]	брзински фактор турбине
n_{ED}^*	[-]	сведени брзински фактор турбине на оптимални брзински фактор
$O_{sp\varphi}$	[m]	оквашени обим попречног пресека на φ -том обухватном углу спирале
p_{ij}	[Pa]	компоненте тензор напона
p	[Pa]	притисак
$P\{f\}$	[]	продукција величине f
P_{ij}	[J/kg s]	продукција услед деформације главног струјања
P_{OK}	[W]	снага обртног кола
p_t	[Pa]	тотални притисак
q_i	[W/m ²]	размењена количина топлоте са околином
Q	[m ³ /s]	проток кроз турбину
Q'_I	[m ³ /s]	проток од зуба спирале до улаза у криволинијски део спирале
Q''_{II}	[m ³ /s]	проток по обухватном углу спирале (од улаза у криволинијски део спирале до зуба спирале)
Q_{11}	[m ³ /s]	јединични проток турбине
Q_{ED}	[-]	проточни фактор турбине
Q_{ED}^*	[-]	сведени проточни фактор турбине на оптимални проточни фактор
r	[m]	радијус
$r_{s\varphi}$	[m]	растојање средње струјнице од осе обртања радног кола у криволинијском делу на углу φ спирале
$r_{SL} = r_3$	[m]	полупречник улазног пресека статорских лопатица
$r_h = r_{gl}$	[m]	полупречник главчине
r_m	[m]	радијус средњег цилиндричног пресека обртног кола
Re_i	[-]	Рејнолдсов број у i -том пресеку
s	[m]	дужина и облик скелетнице профила

\bar{s}	[m]	зазор између лопатице обртног кола и кућишта
\dot{S}_{ij}	[s ⁻¹]	компоненте тензора деформационих брзина
S_i		вихорни број у i -том пресеку
s_j	[m]	измерени зазор између периферне ивице лопатице и сферног дела оклопа обртног кола
t	[m]	корак решетке
T	[°C]	температура
U_k	[V]	сигнал k - тог мерног инструмента
V_m	[m ³]	материјална запремина
V	[m ³]	контролна запремина
w_i, w_j, w_k	[m/s]	компоненте релативне брзине (брзине у ротирајућем координатном систему)
x_i, x_j, x_k	[m]	координате у Декартовом систему ($x_i = x$, $x_j = y$ и $x_k = z$)
$y_{s\max}$	[m]	максимална стрела скелетнице
$z = z_{OK}$	[-]	број лопатица обртног кола
z_{SA}	[-]	број лопатица спроводног апарата
α	[°]	нападни угао
α_s	[-]	изотермски коефицијент стишљивости
β_i	[°]	релативни угао струје у i -том пресеку
β_{OK}	[°]	отвор обртног кола
β_R	[°]	нагиб профила у решетки
β_s	[-]	температурски коефицијент ширења
β_1	[°]	улазни угао профила лопатице
β_2	[°]	излазни угао профила лопатице
Γ_i	[m ² /s]	циркулација у i -том пресеку
δ_{ij}		Кронекеров симбол
δ	[m]	дебљина граничног слоја, расподела дебљина профила лопатице
δ^*	[m]	дебљина истискивања
δ^{**}	[m]	дебљина губитка импулса
δ^{***}	[m]	дебљина губитка кинетичке енергије
δ_{Lpq}	[-]	релативни губитак енергије између пресека p и q
Δ		Лапласов оператор

ε_{ijk}		пермутациони симбол
ε	[J/kg s]	дисипација, услед вискозне деструкције
ε	[°]	угао између узгонске компоненте и укупне резултанте силе профила
ζ'_{pq}	[-]	коэффициент губитка између пресека p и q
ζ_{pq}	[-]	бездимензијски коэффициент губитка између пресека p и q
ζ_{67p}	[-]	коэффициент профилних губитка у решетки
ζ_{67s}	[-]	коэффициент секундарних губитка у решетки
ζ_{smax}	[-]	максимални коэффициент секундарних губитка у решетки
θ	[%]	учешће појединачног губитка енергије у укупном губитку
θ_i		интезитет вихорног струјања у i -том пресеку
λ	[-]	коэффициент трења
λ_{sr}	[-]	релативна дужина лопатица обртног кола на средњем пречнику
μ	[Pas]	динамичка вискозност флуида
ν	[m ² /s]	кинематска вискозност
ν_t	[m ² /s]	кинематска турбулентна вискозност
Π_{ij}	[J/kg s]	интеракција притиска и деформације тока која доводи до редистрибуције међу компонентама напона
ρ	[kg/m ³]	густина флуида
τ_{ij}	[Pa]	Рејнолдсов турбулентни напон
τ_w	[N/m]	тангенцијални напон на зиду
Φ		крупноразмерна филтрирана вредност величине f
Φ'		„подмрежна“ вредност величине f
$\omega_i, \omega_j, \omega_k$	[s ⁻¹]	компоненте вектора угаоне брзине
$\omega'_i, \omega'_j, \omega'_k$	[s ⁻¹]	компоненте вртложности
Ω_i	[-]	параметар вихорног струјања у i -том пресеку
φ_0	[°]	обухватни угао спирале
η	[-]	степен корисности турбине
η_{SIF}	[-]	степен корисности сифона
∇		Хамилтонов оператор

Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани Иван О. Божић

број уписа D 18/01

Изјављујем

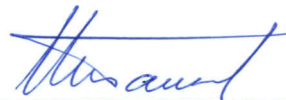
да је докторска дисертација под насловом

**ТЕОРИЈСКО И ЕКСПЕРИМЕНТАЛНО ИСТРАЖИВАЊЕ РАСПОДЕЛЕ ГУБИТАКА
ЕНЕРГИЈЕ У ХИДРАУЛИЧНИМ АКСИЈАЛНИМ ТУРБИНАМА**

- резултат сопственог истраживачког рада,
- да предложена дисертација у целини ни у деловима није била предложена за добијање било које дипломе према студијским програмима других високошколских установа,
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

Потпис докторанда

У Београду, 23.04.2012. године



Прилог 2.

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Иван О. Божић

Број индекса D 18/01

Студијски програм докторске студије

Наслов рада ТЕОРИЈСКО И ЕКСПЕРИМЕНТАЛНО ИСТРАЖИВАЊЕ
РАСПОДЕЛЕ ГУБИТАКА ЕНЕРГИЈЕ У ХИДРАУЛИЧНИМ АКСИЈАЛНИМ
ТУРБИНАМА

Ментор проф. др. Мирослав Х. Бенишек

Потписани Иван О. Божић

изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао за објављивање на порталу **Дигиталног репозиторијума Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

Потпис докторанда

У Београду, 23.04.2012. године



Прилог 3.

Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

ТЕОРИЈСКО И ЕКСПЕРИМЕНТАЛНО ИСТРАЖИВАЊЕ РАСПОДЕЛЕ ГУБИТАКА
ЕНЕРГИЈЕ У ХИДРАУЛИЧНИМ АКСИЈАЛНИМ ТУРБИНАМА

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио.

1. Ауторство
2. Ауторство - некомерцијално
3. Ауторство – некомерцијално – без прераде
4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима
5. Ауторство – без прераде
6. Ауторство – делити под истим условима

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци, кратак опис лиценци дат је на полеђини листа).

Потпис докторанда

У Београду, 23.04.2012. године



1. Ауторство - Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.

2. Ауторство – некомерцијално. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.

3. Ауторство - некомерцијално – без прераде. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.

4. Ауторство - некомерцијално – делити под истим условима. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада.

5. Ауторство – без прераде. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.

6. Ауторство - делити под истим условима. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада. Слична је софтверским лиценцама, односно лиценцама отвореног кода.