

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ

МАШИНСКИ ФАКУЛТЕТ

Ђорђе С. Чантрак

**АНАЛИЗА ВРТЛОЖНОГ ЈЕЗГРА И
СТРУКТУРЕ ТУРБУЛЕНЦИЈЕ У
ПРАВОЈ ЦЕВИ КРУЖНОГ ПОПРЕЧНОГ
ПРЕСЕКА ИЗА КОЛА АКСИЈАЛНИХ
ВЕНТИЛАТОРА ПРИМЕНОМ PIV, LDA
И НВА МЕТОДА**

докторска дисертација

Београд, 2012

UNIVERSITY OF BELGRADE
FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

Đorđe S. Čantrak

**ANALYSIS OF THE VORTEX CORE AND
TURBULENCE STRUCTURE BEHIND
AXIAL FANS IN A STRAIGHT PIPE
USING PIV, LDA AND HWA METHODS**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2012

Ментор:

др Милош Недељковић, редовни професор,
Универзитет у Београду Машински факултет

Чланови комисије:

др Мирослав Бенишек, редовни професор у
пензији, Универзитет у Београду Машински
факултет

др Петар Вукославчевић, академик ЦАНУ,
редовни професор, Универзитет Црне Горе
Машински факултет

др Славица Ристић, научни саветник, Институт
ГОША

др Милан Лечић, ванредни професор,
Универзитет у Београду Машински факултет

Dr.-Ing. Martin Gabi, Prof., Karlsruhe Institute of
Technology, Faculty of Mechanical Engineering

Датум одбране:



Светосавском народу српском и Србији

Захвалница

Ко знањем подржава своју веру, вером допуњује своје знање, тај је решио проблем вере и знања. (Св. Владика Николај Велимировић)

Машинском факултету Универзитета у Београду (МФ УБ), као најстаријој и највећој високошколској и научној установи у области машинства у Србији и бившој Југославији, дугујем захвалност за могућност остваривања истраживања у области турбомашина и примењене механике флуида.

Захвалност дугујем и Министарству просвете и науке Републике Србије (Министарству) које је подржало истраживања у оквиру ове докторске дисертације, посебно кроз пројекте технолошког развоја ТР 6318, 14046 и 35046, руководилац проф. др Милан Лечић, као и билатерални пројекат између Србије (МФ УБ) и Немачке (Машински факултет Карлсруе, МФК) "Истраживање структуре турбуленције иза кола аксијалних вентилатора применом HWA, LDA и PIV мерних техника и CFD анализе", у периоду 2011-2012. Руководилац пројекта у Р. Србији: проф. др Светислав Чантрак, руководилац пројекта у СР Немачкој: Prof. Dr.-Ing. Martin Gabi. Кроз Национални инвестициони план Републике Србије у области науке за 2006. год., вођеном од стране Министарства, набављена је бројна опрема коришћена у овом раду и то Стерео ПИВ систем, стерео микроскоп, наведени Testo мерни уређаји, изузев Testo 450. Опрема је званично преузета на МФ УБ у првој половини 2007. год. Додељена је МФ УБ на основу научно-стручних референци проф. др Светислава Чантрака.

*А ја што ћу, али са киме ћу?
Мало рукама, малена и снага,
једна сламка међу вихорове,
сирак тужни без ниђе никога.
(П. П. Његош)*

Посебну захвалност дугујем проф. др Зорану Д. Протићу[†], дипл. инж.маш., (1922-2010.) на научним, стручним и људским разговорима, саветима и помоћи. Својим животом и радом сведочио је радост стварања и преношења знања. Протићева[†] конструкција обртног кола аксијалног вентилатора, модел ЗП, је главни објекат спроведених истраживања.

Проф. др Зоран Стојиљковић, дипл.инж.ел. је помогао, са својим оригиналним регулатором и дарованим тахогенератором прецизно подешавање и изузетну поновљивост мерења.

Проф. др Мирославу Бенишеку, дипл. инж.маш. се захваљујем на плодноним дискусијама, као и помоћи и подршци у формирању инсталације и пропратних уређаја, као и на коришћењу класичних мерних сонди. Проф. Бенишек је, заједно са мр Љубомиром Варгом, дипл.инж.ел., дефинисао методу за одређивање губитака у електромотору, која је коришћена у овом раду.

Проф. др Светиславу Чантраку, дипл.инж.маш., посвећеном научнику и наставнику у области најкомплексније дисциплине класичне физике - механике флуида, захваљујем се на помоћи при формирању научних погледа на предмет истраживања, као и на стицању комплексних знања из области механике флуида и детаљном прегледу текста дисертације.

Проф. др Петар Вукославчевић, академик ЦАНУ, је значајно утицао на оригиналност рада прављењем јединствене тројичне NP и двојичне X-сонде. Проф. Вукославчевић је омогућио калибрацију сонди у Лабораторији у Подгорици. Имали смо плодноне дискусије око оптималног облика сонде и распореда сензора, као и приликом осмишљавања и израде уређаја за репарацију сонди и за припрему и заваривање сензора.

Научни саветник др Славица Ристић ми је несебично пренела знања из ЛДА мерења и визуализације струјања. Др Ристић је извршила прорачун корекције положаја мерне запремине, као и брижљиво читање текста дисертације.

Ментору проф. др Милошу Недељковићу дугујем захвалност за препознавање квалитета истраживања и изнетих идеја, као и на пренетим знањима из области турбомашина. Захваљујем се и на подршци при материјализацији најразноврснијих идеја у облику пројеката и прегледу текста дисертације и конструктивним примедбама.

Проф. др Милан Лечић, дипл. инж. маш., је увек пружао, поред људске, научне, стручне и материјалну помоћ за реализацију мојих истраживања, као руководиоца наведених научних пројеката технолошког развоја.

Prof. Dr.-Ing. Martin Gabi се захваљујем на стручним дискусијама и подршци при реализацији истраживања у Институту за струјне машине МФК. Захваљујем се свим запосленима на Институту на стручној помоћи, а посебно Dr.-Ing Friedrich Fröhlig, Dipl.-Ing. Philipp Mattern и Dipl.-Ing. Sten Sieber.

Асист. мр Бранко Кокотовић, дипл. инж.маш., је помогао у осмишљавању и реализовао је већину позиција уређаја за репарацију сонди са загрејаним влакнима у Заводу за машине и алатке МФ УБ. Помогло је и при конципирању и избору система за покретање корачних мотора, као и реализацији једне од варијанти. Формирао је и детаљан опис универзалног уређаја за репарацију сонди.

Проф. др Јелена Илић се захваљујем на научној и стручној помоћи при реализацији ПИВ и ЛДА мерења, прегледу материјала, као и при прорачуну корекција позиције ЛДА мерне запремине.

Асистенту мр Слободану Ташину, дипл.инж.маш., ФТН Нови Сад, се захваљујем на уступању на коришћење једнокомпонентног ЛДА система, као и на великој помоћи приликом његове поправке.

Др Срба Јовић ми је омогућио да саставим довољно квалитетну стерео ПИВ конфигурацију у изузетно кратком временском року.

Истраживач сарадник Новица Јанковић, дипл. инж.маш., своје позвање сведочи свакодневним напорним радом, трудом, интелектом и ведрином духа. Омогућио је да се многобројне идеје реализују кроз оригиналне софтвере. Био је непосредни учесник постављања мерних инсталација и бројних мерења. Велику помоћ је пружио и при 3Д моделирању постројења типа В и аксијалних кола вентилатора.

Колеги Асистенту Дејану Илићу, дипл.инж.маш., се захваљујем на могућности да упоређујемо оригиналне добијене експерименталне резултате са класичним сондама, као и на подршци приликом спровођења експеримената.

Асистент мр Мирјана Стаменић, дипл.инж.маш., ми је несебично помогала у поправци Nd:YAG ласера и организацији двокомпонентних ЛДА мерења, као и повезивању мерних уређаја за мерење снаге електромотора.

Проф. др Миодраг Стоименов, дипл.инж.маш. је, на основу идејног решења, конструисао носач Nd:YAG ласера.

Катедри за моторе СУС, МФ, која ми је уступила на коришћење уређај за заваривање сензора на сонде са загрејаним влакнима произвођача Disa.

Специјалну захвалност дугујем и Радославу Блажићу, машинбравару, и Владану Симицићу, ВКВ мајстору, који су помагали у свакој прилици при раду на инсталацији у Лабораторији и изради компоненти система, као и при њиховом монтирању.

Марјану Шћасном за израду носача мете од стиропора.

Владимир Шкара, дипл.инж.маш. је као дипломац радио на проучавању најзначајнијих библиографских јединица из принципа ПИВ мерења и прибављао литературу. Уступио је на коришћење брзу камеру за визуализацију. Пружио је и помоћ при набавци каблова за корачне моторе.

Славко Хајл, дипл.инж.маш., је у оквиру свог дипломског рада учествовао у постављању инсталације типа Б и мерења са класичним сондама. Алекса Спасић, дипл.инж.маш., је, у оквиру свог дипломског рада, урадио 3Д модел и техничку документацију носача Nd:YAG ласера, 3Д модел постројења - тип А и Б.

Никола Дракулић, М.Сс., је у оквиру свог дипломског рада, вредно радио на двокомпонентним ЛДА мерењима. Саша Њагојевић, В.Сс., је у оквиру Завршног рада учествовао у мерењима приказаним у поглављу 4.1.2 и урадио схеме повезивања мерних уређаја са електромотором.

Без муке се пјесна не испоја, без муке се сабља не сакова. (П. П. Његош)

Изражавам захвалност и следећим фирмама и људима:

Божидару Антићу, дипл. инж.маш., на сталној и вишегодишњој помоћи у реализацији бројних елемената инсталације, као што су „П“ носач за СПИВ

камере, уређај за репарацију сонди, бројним резервним деловима, алуминијумски профилима и др.;

Компанији Беотехноклима и ћерка фирмама, генералном директору Јакову Ђурковићу, дипл. инж.маш., и Милану Форђаринију, дипл. инж.маш., на даровању обртног кола аксијалног вентилатора SP;

Термовент Комерцу, Београд и генералном директору Душану Перовићу, дипл. инж.маш. и извршним директора Милошу и Андреји Перовићу, дипломираним инжењерима машинства, за донацију два обртна кола аксијалних вентилатора, као и израду наструјних капа за вентилатор ЗП;

Фирми ЗД свет из Београда и директору Зорану Миљеновићу, Слободану Тодоровићу, инж.маш. и Владимиру Миљеновићу за ЗД скенирање лопатица аксијалних вентилатора, као и обради добијених података;

Владимиру Чарапићу, дипл. инж.маш. и Владимиру Дражићу, дипл. инж.маш., фирма ВИВИС индустријски системи д.о.о., који су реализовали квалитетан систем за покретање корачних мотора у кратком временском року;

Фирми фасил Ариље, на донацији сита за умиривање флуидне струје;

Техничком директору Драгану Радосављевићу, маш.инж., Д.П. Галеника-Клирит, Земун, Београд ради разумевања захтева и ефикасности и квалитету израде и одржавања провидних цеви од клирита;

Dr. Stamatios Pothos, TSI Inc. на помоћи при поправци Nd:YAG ласера и тест ПИВ мерењима, дискусијама око стерео ПИВ мерења и адекватних алгоритама за обраду података и одређивања грешке ПИВ мерења; Chris Reardon, фирма ESI, на бројним упутствима и помоћи при проналажењу квара на Nd:YAG ласеру путем интернета;

Фирми Prager Elektronik GmbH и директору Ing. Engelbert Prager и Dipl.-Ing. Hermann Donhauser за коришћене двокомпонентног ЛДА система и дискусијама при обради резултата. Двокомпонентни ЛДА систем је обезбеђен при демонстрацијом семинару фирме Prager Elektronik, Аустрија и Dantec, Данска, одржаном у јуну месецу 2011. год. на Машинском факултету у Београду.

Нада нема право ни у кога до у Бога и у своје руке. (П. П. Његош)

Својим родитељи, вечитом животном ослонцу, родбини, кумовима, пријатељима, супрузи и сину дугујем неизмерну захвалност за помоћ на истрајавању на овом путу. Молитвено се сећамо уснулих у Христу деде Симеуна С. Шарића[†], пуковника (1922-1998.) и деда Милоја Р. Чантрака[†], дипл. правника (1925-2008.).

Стојте, дакле, у слободи којом нас Христос ослободи, и не дајте се опет у јарам ропства ухватити. (Посланица св. апостола Павла Галатима, гл. 5, стих 1)

Наслов:**АНАЛИЗА ВРТЛОЖНОГ ЈЕЗГРА И СТРУКТУРЕ ТУРБУЛЕНЦИЈЕ У ПРАВОЈ ЦЕВИ КРУЖНОГ ПОПРЕЧНОГ ПРЕСЕКА ИЗА КОЛА АКСИЈАЛНИХ ВЕНТИЛАТОРА ПРИМЕНОМ PIV, LDA И HWA МЕТОДА****РЕЗИМЕ**

У дисертацији се истражује структура турбулентног вихорног струјања које је генерисано обртним колом аксијалног вентилатора. Комплексност тродимензијског нехомогеног анизотропног турбулентног брзинског поља захтевала је сложен експериментални и теоријски приступ, сједињен са комплексним нумеричким поступцима. Применом корелационо-спектралне теорије турбуленције изложена је математичка интерпретација структуралне анализе турбуленције. Оваквим теоријским разматрањем дата су физичка тумачења сложених међудејстава средњег и флукуационог брзинског поља која карактеришу процесе турбулентног преноса. Анализа вртложног језгра и статистичких карактеристика турбулентног вихорног струјања у цеви иза кола аксијалних вентилатора заснива се на најсавременијим експерименталним истраживањима. У том смислу примењени су савремени мерни системи који обухватају класичне мерне сонде, стерео ПИВ анеометрију, стерео ПИВ са брзим камерама и ласерима (ТР ПИВ), ласер Доплер анеометрију (ЛДА) и то једнокомпонентну и двокомпонентну, као и оригиналне анеометарске сонде са загрејаним влакнима (HWA). Мерења и принципи мерења су заједно разматрани са софистицираним мерно-нумеричким методама за аквизицију и статистичку обраду мерених података, као и за калибрацију и анализу грешака и мерне несигурности. Бројни експерименти су реализовани како на инсталацији која је добијена модификацијама постојећег мерног штанда, тако и на целокупно новој изграђеној експерименталној инсталацији.

На основу оригиналних резултата мерења у раду се детаљно истражује утицај типа и режима рада аксијалног вентилатора на структуру турбуленције и механизам турбулентног преноса. Посебно се проучава феномен прецесије

вртложног језгра, као и феномени нелокалног турбулентног преноса и неградијентне турбулентне дифузије. При томе се анализирају утицаји Рејнолдсовог и вихорног броја, као и броја обртаја и углова лопатица кола на ове појаве. Физичка интерпретација експерименталних података указује на значајна структурална својства вртложног турбулентног језгра и смицајног слоја. Експериментално-корелационом анализом истражује се еволуција статистичких карактеристика и корелационих момената, на основу чега се закључује о изразитој нехомогености и анизотропности турбуленције. Измерене расподеле турбулентних напона омогућиле су формирање инваријантних мапа анизотропности за различите углове лопатица кола, тако да су добијени значајни закључци о утицају режима рада вентилатора на анизотропност и структуру турбуленције у језгру, смицајном слоју и основном струјању. Додатне физичке информације о структури турбуленције добијене су из експериментално одређених аутокорелационих функција и интегралних размера турбуленције, као и помоћу анализе спектралне функције обимских флукуационих брзина. Утврђени су утицаји врсте вентилатора на расподелу статистичких момената трећег и четвртог реда, као и на генерисање поља вртложности и прецесионо кретање вртложног језгра.

Здруженом експерименталном и теоријско-нумеричком анализом добијени су значајни закључци о различитим утицајима обртних кола аксијалних вентилатора на турбулентно вртложно језгро и структуру турбуленције.

Кључне речи: аксијални вентилатор, турбуленција, вртложно језгро, анизотропност, вихор, инваријанте, ЛДА, ПИВ.

Научна област: Машинство

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

УДК број: 621.634:532.517.4(043.3)

Title:

**ANALYSIS OF THE VORTEX CORE AND TURBULENCE STRUCTURE
BEHIND AXIAL FANS IN A STRAIGHT PIPE USING PIV, LDA AND HWA
METHODS**

ABSTRACT

The dissertation investigates the structure of turbulent swirl flow generated by the axial fan impellers. The complexity of three-dimensional, non-homogeneous, anisotropic turbulent velocity fields required complex experimental and theoretical approach, associated with the complex numerical procedures. Mathematical interpretation of the structural analysis of turbulence is presented using the correlation-spectral theory of turbulence. This theoretical consideration provides adequate physical interpretation of complex interactions between the average and fluctuating velocity fields that characterize the processes of turbulent transfer. Analysis of the vortex core and the statistical characteristics of turbulent swirl flow in straight pipe behind axial fans is based on the latest experimental researches. In this sense, modern measurement systems that include classical probes, stereo particle image velocimetry (SPIV), high speed SPIV (TR PIV), laser Doppler anemometry (LDA) – one- and two-component and original hot-wire anemometers (HWA) were all applied. Measurements and measurement principles are discussed along with sophisticated numerical-measurement methods for data acquisition and statistical processing of measured data and together with calibration and error analysis and measurement uncertainty. Numerous experiments were carried out in the modified existing test rig and in the entire newly built experimental test rig.

Based on the original measurement results, the PhD thesis examines in detail the influence of the type and operating regime of axial fan on turbulence structure and turbulent transfer mechanism. In particular, the phenomenon of the vortex core precession as well as the phenomenon of non-local turbulent transfer and non-gradient turbulent diffusion is studied. In addition, the effects of Reynolds and swirl number, and the effects of rotation speed and blade angle on these phenomena are investigated. The

physical interpretation of experimental data indicates significant structural properties of a turbulent vortex core and a shear layer. Experimental and correlation analysis examines the evolution of statistical characteristics and correlation moments, which is the basis for drawing conclusions about the extreme turbulence non-homogeneity and anisotropy. The measured distributions of turbulent stresses enabled the formation of anisotropy invariant maps for various fan blade angles, so the important conclusions about the influence of fan duty point on anisotropy and turbulence structure in the core, shear layer and sound flow region were obtained. Additional pieces of information on turbulent structure physics were obtained on the basis of experimentally determined autocorrelation functions and turbulence integral scales, and also by the analysis of spectral functions of circumferential velocity fluctuations. Impacts of the fan types on the statistical moments of the third and fourth order, and on the generation of the vorticity field and vortex core precession movement, are determined.

Joint experimental and theoretical-numerical analysis allowed for meaningful and important conclusions about various effects of various axial fan impellers on the turbulent vortex core and turbulence structure.

Keywords: axial fan, turbulence, vortex core, anisotropy, swirl, invariants, LDA, PIV.

Scientific field in general: Mechanical Engineering

Scientific field in particular: Hydraulic machines and energy systems – Applied fluid mechanics

UDC: 621.634:532.517.4(043.3)

Название:**АНАЛИЗ ВИХРЕВОГО ЯДРА И СТРУКТУРЫ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В РОВНОЙ ТРУБЫ КРУГОВОГО ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ ЗА ЛОПАСТНЫМ КОЛЕСОМ ОСЕВОГО ВЕНТИЛАТОРА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ PIV, LDA И HWA МЕТОДОВ****РЕЗЮМЕ**

В диссертации анализируется структура турбулентного потока, порожденного вращающимся лопастным колесом осевого вентилятора. Сложность трёхмерного неоднородного анизотропного турбулентного скоростного поля потребовала сложного экспериментального и теоретического подхода, с которыми вычисленными процедурами. Использование корреляционно-спектральной теории турбулентности показана математическая интерпретация структурного анализа турбулентности. Таким теоретическим рассмотрением показана физическая интерпретация сложных взаимодействий среднего и флюктуационного скоростного поля, которые характеризуют процессы турбулентного переноса. Анализ ядра вихря и статистических характеристик турбулентного вихревого течения в трубе за лопастным колесом осевых вентиляторов обосновывается на основе новейших экспериментальных исследований. В этом смысле применяются современные системы измерения, которые включают классические измерительные зонды, стерео ПИВ анемометрию, стерео ПИВ с высокоскоростными камерами и лазерами (ТР ПИВ), лазерную Доплеровскую анемометрию (ЛДА) - однокомпонентную и двухкомпонентную, а также оригинальные анемометрические зонды с горячим волокном (HWA). Измерения и принципы измерения рассматриваются вместе со сложными измерительными и вычисленными методами для сбора данных и статистической обработкой результатов, а также для калибровки и анализа ошибок и неопределенности измерений. Многочисленные эксперименты проводились в установке, которая была получена путем модификации существующих измерительных стенд, а также и на полностью новопостроенной экспериментальной установке.

На основе оригинальных результатов измерений, в диссертации подробно рассматриваются влияния типа и режима работы осевого вентилятора на структуру турбулентности и механизм турбулентной передачи. Отдельно, изучается явление прецессии вихревого ядра и нелокальные явления турбулентной передачи и неградиентной турбулентной диффузии. При этом анализируется воздействие вихревого числа и числа Рейнольдса, а также и числа оборотов и углов лопаток лопастного колеса на настоящие явления. Физическая интерпретация экспериментальных данных свидетельствует о существенных структурных свойствах вихревого турбулентного ядра и сдвигового слоя. Экспериментально-корреляционным анализом изучается эволюция статистических характеристик и взаимосвязанных моментов, на основании чего делается вывод о крайней неоднородности и анизотропии турбулентности. Результаты измерения распределении турбулентных напряжений сделали возможным формирование инвариантной карты анизотропии для различных углов лопаток лопастного колеса, и что дало возможность получить важные выводы о влиянии работы вентилятора на анизотропию и структуру турбулентности в ядре, в сдвиговом слое и в основном потоке. Дополнительные физические информации о структуре турбулентности были получены из экспериментально определённых автокорреляционных функций и интегральных масштабах турбулентности, а также с помощью анализа спектральной функции тангенциальных флуктуационных скоростей. Установлены воздействия видов вентиляторов на распределение статистических моментов третьего и четвертого порядка, а также на порождение поля вихренности прецессионного движения ядра.

Совместным экспериментальным и теоретическим анализом были получены значительные выводы о различных эффектах лопастных колес осевых вентиляторов, на турбулентное ядро вихря и структуру турбулентности.

Ключевые слова: осевой вентилятор, турбулентность, анизотропия, ядро вихря, вихрь, инварианты, ЛДА, ПИВ.

Научное направление: Машиностроение

Области академических знаний: Гидравлические машины и энергетические системы - Прикладная механика жидкости и газа;

УДК: 621.634:532.517.4(043.3)

САДРЖАЈ

	Стр.
1 Увод	1
1.1 Поставка проблема истраживања	1
1.2 Досадашња истраживања и преглед научно-стручне литературе	4
1.3 Циљ рада	10
1.4 Структура рада и поступци истраживања	13
2 Теоријска разматрања	18
2.1 Кошијеви принципи, основне једначине механике флуида и функција дисипације	18
2.2 Стоксови постулати и Навије-Стоксове једначине	22
2.3 Турбуленција, статистички концепт и Рејнолдсово осредњавање Навије-Стоксових једначина	25
2.4 Структура турбуленције у светлу корелационе и спектралне теорије	31
2.5 Динамика вртложности и Рејнолдсових напона са анализом механизма преноса кинетичке енергије турбуленције	36
3 Експериментална инсталација, опрема и програм мерења	43
3.1 Опис мерног штанда, опреме и инструмената	43
3.1.1 Мерни штанд	43
3.1.2 Опрема инсталације	47
3.1.3 Мерни инструменти	52
3.2 Конструисање и израда нових уређаја у циљу реализације програма мерења	60
3.2.1 Дорада експерименталне инсталације	60
3.2.2 Дорада обртних кола	61
3.2.3 Израда помоћних уређаја при инсталацији	61
3.2.4 Израда позиционера мете, ласера и камера	62
3.2.5 Уређај за репарацију сонди са загрејаним влакнима	66
3.2.6 Уређај за припрему и заваривање сензора	70
3.2.7 Оригинална сонда са загрејаним влакнима – избор геометрије и израда	73
3.3 Конструктивне и уградне карактеристике примењених аксијалних вентилатора као генератора вихорног струјања	77
3.4 3Д скенирање лопатица обртних кола	82
3.4.1 Принцип 3Д скенирања	82
3.4.2 Скенирање обртних кола аксијалних вентилатора	83
3.5 3Д моделирање обртних кола аксијалних вентилатора	89
3.5.1 Анализа скениране и моделиране геометрије обртних кола аксијалних вентилатора	90
3.5.2 Пројектовање струјне решетке обртног кола аксијалног вентилатора	93
3.6 Програм мерења	99
3.6.1 Радни режими	99
3.6.2 Величине које се мере, њихове дефиниције и физичко	102

значење	
3.6.3 Величине које се сврсисходним методама (аналитичким, нумеричким) и моделима израчунавају	103
4 Мерни системи, методе мерења и принципи калибрације	105
4.1 Калибрација регулатора броја обртаја и одређивање унутрашњих губитака у мотору	105
4.1.1 Калибрација тиристорског регулатора броја обртаја	105
4.1.2 Одређивање унутрашњих губитака у мотору	108
4.1.2.1 Експеримент кратког споја	108
4.1.2.2 Експеримент празног хода	111
4.2 Класичне мерне сонде	114
4.2.1 Истраживање турбулентног вихорног струјања	114
4.2.2 Поступци калибрације	116
4.3 Стерео ПИВ	126
4.3.1 Шири контекст ПИВ мерења	126
4.3.1.1 Место ПИВ методе у ласерској анемометрији	127
4.3.1.2 Од Леонарда да Винчија до ПИВ-а	129
4.3.2 Физичке и техничке основе ПИВ система	132
4.3.2.1 Просејавање флуидне струје	132
4.3.2.2 Осветљавање флуидне струје	134
4.3.2.2.1 Оптика за формирање ласерског листа	136
4.3.2.2.2 Тестирање ласера за ПИВ мерења	138
4.3.2.2.3 Подешавање ласера за ПИВ мерења	141
4.3.3 Принципи стерео ПИВ мерења	144
4.3.3.1 Основе ПИВ мерења	144
4.3.3.2 Равански ПИВ	147
4.3.3.3 Стерео ПИВ	148
4.3.3.4 Примери раванске и стерео калибрације ПИВ система	150
4.3.3.4.1 Раванска калибрација	150
4.3.3.4.2 Стерео ПИВ калибрација	154
4.3.4 Стратегија мерења турбулентног вихорног струјања иза кола аксијалног вентилатора	157
4.3.4.1 Стерео ПИВ систем мале учестаности рада	157
4.3.4.2 Стерео ПИВ систем велике учестаности рада	158
4.3.5 Тест мерења за ПИВ систем	159
4.3.5.1 Експериментална инсталација за тест ПИВ мерења	159
4.3.5.2 Резултати мерења	161
4.4 Ласер Доплер анемометрија (ЛДА)	169
4.4.1 Физичке и техничке основе ЛДА система	169
4.4.2 Опис мерног система, развој и примена метода мерења у вихорном струјању	174
4.4.2.1 Припрема за мерење	174
4.4.2.2 Једнокомпонентни ЛДА систем	177
4.4.2.3 Двокомпонентни ЛДА систем	179
4.5 Анемометарске методе са загрејаним влакнима	181
4.5.1 Поступак калибрације сонде са загрејаним влакнима	181

4.5.2	Резултати калибрације сонде са загрејаним влакнима	184
5	Класична и статистичка обрада мерених података и одређивање мерне несигурности	186
5.1	Анализа поузданости ПИВ система, алгоритми испитивања и мерна несигурност	186
5.2	Извори мерне несигурности при ЛДА мерењима	192
6	Експериментална истраживања карактеристика коришћених аксијалних вентилатора и статистичких својстава генерисане турбуленције	201
6.1	Струјно-енергетске интегралне карактеристике вентилатора и њихове међузависности	201
6.1.1	Радне тачке, снаге и степен корисности различитих типова аксијалних вентилатора	202
6.1.2	Расподеле релативног тоталног и статичког притиска за различите радне режиме вентилатора	205
6.1.3	Карактеристични профили аксијалне, радијалне и обимске брзине	208
6.1.4	Израчунавање интегралних величина струјног поља и анализа њихових међузависности	214
6.2	Утицај угла лопатица и броја обртаја ротора на статистичка својства произведеног турбулентног вихорног струјања	217
6.2.1	Анализа утицаја угла лопатица аксијалног вентилатора на турбуленцију	217
6.2.2	Утицај броја обртаја аксијалног вентилатора на статистичке карактеристике генерисане турбуленције	229
6.2.3	Истраживање утицаја типа (врсте) вентилатора на еволуцију (промену) корелационих момената обимске флукуационе брзине	236
7	Анализа вртложног језгра и структуре вртлога генерисаних обртним колом аксијалних вентилатора	240
7.1	Структурална анализа резултата мерења у језгру	240
7.1.1	Физичко тумачење статистичких својстава вртложног језгра и смицајног слоја	241
7.1.2	Експериментална идентификација вртложних структура и интерпретација поља вртложности и енстрофије	245
7.1.3	Утицај Рејнолдсовог броја и јачине вихора на структуру вртложног језгра и смицајног слоја	250
7.2	Динамика вртложног турбулентног језгра	259
7.2.1	Аутокорелациона функција и интегрална временска размера турбуленције	259
7.2.2	Осцилаторно поље притиска	267
7.2.3	Истраживање прецесије вртложног језгра и утицаја Рејнолдсовог броја на његову стабилност и прецесионо кретање	271

8 Структура турбуленције и механизам турбулентног преноса у правој потисној цеви аксијалних вентилатора	286
8.1 Корелационо-спектрална и инваријантна анализа структуре турбулентног вихорног поља	286
8.1.1 Утицај Рејнолдсовог броја на расподеле корелационих момената вишег реда	286
8.1.2 Структура турбуленције у светлу инваријантне теорије	293
8.1.3 Спектралне функције и анализа експерименталних спектралних густина обимских флукуационих брзина	299
8.2 Области нелокалног турбулентног преноса генерисане колом аксијалног вентилатора	309
8.2.1 Анализа утицаја режима рада вентилатора на анизотропност турбуленције	309
8.2.2 Инваријантне мапе анизотропности за различите углове лопатица кола, тј. различите Рејнолдсове и вихорне бројеве	312
8.2.3 Физичко тумачење резултата мерења у областима нелокалног турбулентног преноса и неградијентне турбулентне дифузије	322
9 Закључак	327
10 Литература	339

СПИСАК ОЗНАКА

$\underline{\underline{Q}}$	корелациони тензор трећег реда
\underline{Q}	корелациони тензор другог реда
$\underline{\underline{A}}$	тензор анизотропности
a_{ij}	компоненте тензора анизотропности Рејнолдсових напона
Π_a	друга инваријанта тензора a_{ij}
Π_a	трећа инваријанта тензора a_{ij}
\underline{I}	јединични тензор
\underline{T}	тензор Рејнолдсових напона
\underline{S}	тензор брзине деформисања
$\underline{\underline{\sigma}}$	тензор напона
$\underline{\underline{\Omega}}$	тензор осредњене вртложности
$\underline{\tau}$	тензор вискозних напона
\underline{P}	тензор продукције Рејнолдсових напона
Φ	функција дисипације
\tilde{u}	вектор тренутне брзине
\underline{U}	вектор статистички осредњене брзине
\underline{u}	вектор флукуационе брзине
\tilde{u}_i	тренутна брзина у i -том правцу
U_i	статистички осредњена брзина у i -том правцу
u_i	флукуациона брзина у i -том правцу
U, V, W	статистички осредњена аксијална, радијална и обимска брзина
u, v, w	флукуационе брзине у аксијалном, радијалном и обимском правцу
$-\langle u_i u_j \rangle$	компонента тензора турбулентних напона
Q_{ij}	мешовити централни момент другог реда
R_{ij}	корелациони коефицијент

T_{Ei}	интегрална временска мера турбуленције
\underline{f}	гравитациона сила
\underline{e}_i	базни вектор
\tilde{p}	тренутна вредност притиска
P	временски осредњена вредност притиска
P	флукуација притиска
s	ентропија
x, r, φ	цилиндричне координате
x, y, z	Декартове правоугле координате
x	аксијална координата
r	радијална координата
Γ	циркулација
U_m	средња брзина
c	укупна брзина
Q	запремински проток
R	унутрашњи полупречник цеви
D	унутрашњи пречник цеви
ν	кинематичка вискозност
μ	динамичка вискозност
ρ	густина
p_a	атмосферски притисак
T_o	апсолутна температура околине
R_g	универзална гасна константа
ν_T	турбулентна вискозност
ν_{tr}	компоненте тензора турбулентне вискозности за Бусинесков концепт
δ_{ij}	Кронекеров делта симбол
ϵ_{ijk}	пермутациони симбол
Re	Рејнолдсов број
S_i	кофицијент асиметрије густине расподеле вероватноће

	флуктуационе брзине u_i
F_i	коефицијент спљоштености густине расподеле вероватноће флуктуационе брзине u_i
∇	Хамилтонов оператор (набла)
Ω	вихорни број
σ_i	интензитет турбуленције у i -том правцу
t	време
n	број обртаја вентилатора
f	фреквенција
ω	кружна учестаност
P_r	улазна електрична снага ротора (електромотора)
I_r, U_r	струја и напон ротора
D_i	пречник главчине аксијалног вентилатора
D_a	пречник уз кућиште
v	бездимензиони пречник аксијалног вентилатора
d_p	процеп
β_R	угао постављања профила на пречнику уз кућиште
$\langle \dots \rangle$	статистичко осредњавање по ансамблу реализација
$\overline{(\dots)}$	статистичко осредњавање по времену
$\underline{(\dots)}$	вектор
$\underline{\underline{(\dots)}}$	тензор другог реда
$\underline{\underline{\underline{(\dots)}}}$	тензор трећег реда

1 УВОД

Вентилатори, по много чему, заузимају значајно место у свету науке и технике. Они су, као и пумпе, најчешће коришћене турбомашине у техничкој пракси, које истовремено изазивају стални и велики научни интерес. *Изучавање* проблема који се односе на ову класу струјних машина убраја се у најкомплекснија изучавања у области енергетике и турбуленције, и као такво има велики не само теоријски, већ и практични значај. Пред овом дисертацијом је, у том погледу, велики изазов.

1.1 ПОСТАВКА ПРОБЛЕМА ИСТРАЖИВАЊА

Савремена истраживања геометријских, струјно-техничких и енергетских карактеристика аксијалних турбомашина заснивају се на сложеним теоријским, експерименталним и нумеричким поступцима. Анализа међузависности енергетско-конструктивних параметара аксијалних вентилатора је неопходна за њихов прорачун и конструисање. Знатне тешкоће при томе настају због различитих секундарних струјања која се формирају у сложеним геометријама струјног простора вентилатора, као и због *вихорних турбулентних* струјања која се јављају *иза кола аксијалних вентилатора*. У природи и техници су турбулентна вихорна струјања честа струјна појава, тако да је њихово изучавање од великог значаја. Наиме, ове класе струјања су присутне у атмосфери, океанима, ракетним, великим техничко-технолошким и енергетско-процесним системима. Комплексни струјно-термодинамички, технолошки, физичко-хемијски и други процеси у различитим уређајима и постројењима су у знатној мери одређени законима преноса материје, количине кретања и енергије у турбулентном вихорном струјању. На пример, вихор појачава процесе турбулентне размене у унутрашњим и спољашњим струјањима, регулише радне процесе у циклонима, горионцима, сепараторима, топлотним и дифузионим апаратима, као и у магнетохидродинамичким генераторима и хемијским и нафтним енергетским постројењима. Турбуленција има одлучујући значај у свим областима енергетике, ваздухопловства, процесне технике, аеронаутике, бродоградње, аеродинамике возила и високих грађевина, као и у комплексној и широкој области међудејства

флуида и конструкција. Поставка проблема истраживања у овој дисертацији односи се на турбомашине типа аксијалних вентилатора и турбулентна вихорна струјања која се формирају у цеви иза кола различитих аксијалних вентилатора.

Актуелни проблеми који обухватају истраживања конструктивних, уградних и струјно-енергетских карактеристика аксијалних вентилатора заузимају значајно место у научно-техничком свету. Ту се пре свега мисли на структуру струјног поља које се генерише иза кола аксијалних вентилатора. Проблем турбуленције је један од најважнијих проблема физике, који још увек није решен. И не само то. У техничком систему спрезања вентилатора и ценовода настаје још сложеније струјање, и то не само турбулентно, већ *турбулентно вихорно* струјање, чије је изучавање знатно отежано и врло захтевно. Наиме, овде се ради о тродимензијским, нехомогеним и неизотропним вихорним турбулентним струјањима, у којима је развитак струјања у низструјним пресецима под значајним утицајем поља обимске, тј. тангенцијалне брзине. Струјно поље је могуће поделити у четири области, од којих се свака одликује својом карактеристичном структуром. Тако се на област струјања у непосредној близини зида надовезује основно струјање, које се смицајним вртложним слојем спаја са струјањем у вртложном језгру, које се формира у саосном делу цеви. Присутност изразитих промена свих статистичких величина не само у радијалном тј. попречном правцу, већ и у аксијалном, тј. подужном правцу чини структуру турбуленције и механизам турбулентне размене изузетно сложеним.

Истраживање структуре турбуленције у унутрашњим вихорним струјањима припада најсавременијем теоријском и експерименталном проучавању у области науке о струјању. За детаљнији увид у физику процеса турбулентног преноса у присуству вихора неопходни су савремени мерни системи и савремене методе мерења. Наиме, тродимензијско брзинско поље, формирано у простору ограниченом зидовима цеви и са областима великих интензитета турбуленције, доводи до великих тешкоћа при експерименталном одређивању статистичких карактеристика турбуленције, чије се расподеле битно разликују од одговарајућих расподела за безвихорно струјање. Посебан проблем, нарочито са

експерименталне тачке гледишта, представља проучавање структуре и динамике вртложног језгра. Уствари, међудејством све четири струјне области ствара се изузетно сложено турбулентно вихорно струјање, које се на различите начине генерише иза кола аксијалних вентилатора и, својим низструјним развитком, на различите начине утиче на енергетски биланс система.

Овим је постављен проблем истраживања, па се у складу са тим у наредном одељку анализира референтна научно-стручна литература.

1.2 ДОСАДАШЊА ИСТРАЖИВАЊА И ПРЕГЛЕД НАУЧНО-СТРУЧНЕ ЛИТЕРАТУРЕ

У претходном поглављу је приказана комплексност и актуелност научне области којој припада ова дисертација. Са тим у вези су велика и разноврсна истраживања, пропраћена одговарајућом научном и стручном литературом. Аутор овог рада, који је теоријског и експериментално-нумеричког карактера, се у том смислу нашао пред великим изазовом у процесу одабирања релевантне литературе и остварених најсавременијих резултата. Научни радови који су у вези са предметом истраживања су објављени у водећим часописима и часописима међународног значаја, а многобројни научни скупови, монографије, књиге и докторске дисертације су посвећени важним проблемима који се разматрају у предметној дисертацији. Зато је своју научну и стручну жеђ аутор овог рада могао у претходних десетак година да студиозно утољава на издашним библиографским изворима. Они извори који су значајно референтни, најнепосредније коришћени и најближи предмету ове дисертације су цитирани у прегледу литературе. Велики број референци који је у мањој мери коришћен морао је, нажалост, према горњим критеријумима да остане нецитиран. Аутор овог рада истиче да су чланови Комисије својим радовима у областима које се разматрају у дисертацији остварили значајан научни и стручни допринос, остављајући дубок траг у светској науци.

Теорија и прорачун аксијалних вентилатора је изложен у Eck (1962), Eckert и Schnell (1953) и Обрадовић (1959), док је прегледно дато у Bohl (1994), што је било од значаја приликом проучавања и правилног дефинисања геометрије генератора турбулентног вихорног струјања. Протић и Недељковић (2006) и Чантрак (2004) дају теоријске основе турбомашина и њихову примену у енергетским системима. Marcinowski (1959) третира проблеме оптималног рада аксијалних вентилатора са стране струјних и уградних карактеристика.

Почетак експерименталних истраживања турбулентних вихорних струјања повезује се са радовима Meldau (1935), Schiebeler (1955), Schlünkes (1959) и Laux

(1961), у којима су приказане расподеле притиска и осредњених брзина, при чему је уведена област "мртве воде", тј. вртложног језгра. Meldau (1935) претпоставља да се граница између потенцијалног струјања и вискозног струјања у језгру налази на месту где тотални притисак има нагли пораст (скок). Schiebeler (1955) указује да се пречник језгра на претходно описани начин може применити само код профила брзина који су измерени непосредно иза генератора вихора, али да се овај поступак не може применити за даље низструјне пресеке. Strscheletzky (1959) одређује пречник језгра мртве воде. У оквиру рада је указао и на промену димензије језгра у зависности да ли се ради о аксијално неограниченом или ограниченом вихору. Schlünkes (1959) је то и експериментално потврдио. Протић (1970), уочавајући произвољност у поступку одређивања пречника мртве воде, детаљно анализирајући претходна истраживања, предлаже поступак одређивања пречника мртве воде помоћу поља аксијалних брзина. Benišek (1977) указује на постојање карактеристичног профила вихорног струјања, односно на чињеницу да се сваки тип вихорног струјања трансформише у комбиновани вртлог. Benišek (1977) и Protić и сар. (1991) показују да се профили константне циркулације могу сматрати профилима развијеног тубулентног струјања. На овом месту се показује и да је низводно смањење циркулације брже са мањим Рејнолдсовим бројем и са већом почетном циркулацијом. У оквиру Benišek (1977) дефинисана је функционална зависност односа коефицијента трења са и без вихора од вихорног броја у низструјном пресеку у правим цевима. Од интереса је напоменути да аутори Vušković и Velenšek (1966-67) предлажу варијантно решење проблема појаве пулзације притиска услед осциловања вртложног језгра, а при раду Франсисове турбине изван оптимума. Аутори предлажу решење без довођења ваздуха кроз шупље вратило, инсталирањем коаксијалног дифузора одговарајућих димензија на улазу у сифон. Vasilescu (1977) је такође изучавао вихорно струјање у цевима, које је генерисано на улазу усмерним апаратом. Симулирао је утицај главчине аксијалног вентилатора Carnot-овим прстенастим дифузорима. Protić и сар. (1991) анализирају и ове експерименталне резултате.

У каснијим радовима: Sawatzki (1972), Lea и Price (1971), Baker и Sayre (1971), Senoo и Nagata (1972), Yajnik и Subbaiah (1973), Ito и сар. (1979), Escudier и Keller

(1985), Nejad и Ahmed (1992), Khezzar (1998), Чантрак и Лечић (1993а) и Čantrak и сар. (1997) разматрани су утицаји Рејнолдсових (Reynolds) бројева, јачине вихора, почетних профила брзине, пречника цеви, као и храпавости површи цеви на вихорно струјно поље.

Актуелни проблеми интермитенције, нелокалног турбулентног преноса и анизотропне турбуленције разматрани су у радовима: Chainais и сар. (1999), Chang и Chen (1993), Chang и Dhir (1994), Čantrak и сар. (1993, 1994, 1996), Bullock и сар. (1987), Hussain и Ramjee (1976), Harlow и Nakayama (1967) и Fu и сар. (1988).

Одређивање интегралних карактеристика осредњеног поља брзине, израчунавање губитака енергије, резултати мерења турбулентних напона, као и анализа утицаја вихора на струјно-енергетске параметре турбулентног вихорног струјања у правим цевима приказани су у радовима Protić и сар. (1991), Čantrak и Benišek (1982), Čantrak (1982), Benišek и сар. (1988, 1990, 1994, 1995, 2003), Kitoh (1991), Yowakim и Kind (1988), Weske и Sturov (1972), Acrivlellis (1973), Saito и сар. (1973), Kind и сар. (1989), Crnojević и сар. (1999), Murakami и Kikuyama (1980), Anwer и So (1993). За праксу значајан проблем одређивања карактеристике отпора цевовода који се спреже са вентилатором без закола се разматра у оквиру рада Протић и Бенишек (1981). Ово је у директној спрези са проблемом избора вентилатора. Benišek и сар. (1988), на основу радова Meldau (1935) и Strcheletzky (1962), одређују бездимензиони пречник вртложног језгра у мерним пресецима. Закључено је да постоји добро слагање између експерименталних резултата и формуле Meldau-а. У истраживањима Бенишек и сар. (1997) успостављена је веза између релативног притиска на зиду цеви и осредњеног притиска у попречном пресеку цеви увођењем коефицијента притиска. Експерименталним истраживањима је утврђено да уведени коефицијент притиска зависи само од вихорног броја у попречном пресеку цеви. Benišek и сар. (2003а) приказују поступак одређивања пречника вртложног језгра дајући преглед литературе. Čantrak (1981 и 1982) експериментално, теоријски и нумерички истражује статистичка својства турбулентних вихорних струјања у цевима и дифузорима. Kitoh (1991), између осталог, врши и класификацију турбулентног вихорног

струјања према расподели обимске брзине, на четири врсте и то принудни вртлог, потенцијални вртлог, Ранкинов вртлог који је комбинација претходна два и зидни млаз где се максимална обимска брзина постиже у близини зида. Предлаже и функционалну зависност између напона смицања на зиду цеви и на одговарајући начин дефинисаног вихорног броја.

Теоријско разматрање вихорног турбулентног струјања у цеви, као и прорачун турбулентних смицајних напона и турбулентне вискозности на основу експериментално одређених расподела притиска и брзина приказани су у радовима Бенишек (1979), Лечић (2003), Тоћић (2007), Colatz и Görtler (1954), Algifri и сар. (1988), Abbas (2011), Kreith и Sonju (1965), Scott и Bartelt (1976), Einstein и Li (1951), Murakami и сар. (1976), Aklyama и Ikeda (1986), Rochino и Lavan (1969), Scott и Rask (1973), Yoshizawa и сар. (2001), Reader-Harris (1994), Вукашиновић и сар. (1994), Чантрак (1992), Чантрак и сар. (1984, 1995), Benišek и сар. (1991), Algifri и Bhardwaj (1985), Collatz и Görtler (1954), Lilley и Chigier (1971), Parchen и Steenbergen (1998) и Akiyama и Ikeda (1986).

Истраживања струјних губитака у правим цевима кружног пресека при вихорном струјању нестишљивог флуида у радовима Бенишек (1976 и 1979), као и Бенишек и Протић (1981), уведена је дефиниција промене струјне енергије вихорног струјања дуж цеви аналогно Дарсијевој формули, увођењем коефицијента губитка струјне енергије при вихорном струјању. Čantrak (1981 и 1982), Benišek и сар. (2010a) и Čantrak и сар. (1985) проширују истраживање турбулентног вихорног струјања на дифузор.

Статистика и структурална истраживања турбуленције у овој дисертацији имала су квалитетно упориште у следећим радовима и књигама: Favre (1965), Frenkiel и Klebanoff (1967), Keller и Friedmann (1924), Lečić и сар. (1996), Kaneda (1993), Lumley (1970), Schade (1970), Stewart (1951), Давыдов (1959), Ландау и Лифшиц (1988), Чантрак (1997), Bass (1954), Bendat и Piersol (1971 и 1980), Acrivlellis и сар. (1982), Чантрак (1984) и Jovanović (2004).

Најновија разматрања конфигурације сонде са загрејаним влакнима за симултано мерење све три компоненте брзине у турбулентном струјању, као и метода за смањење грешке мерења су приказана у Vukoslavčević (2012).

У раду Steenbergen и Voskamp (1998) проучаван је развој, односно "одумирање" турбулентног вихорног струјања у правим глатким цевима помоћу двокомпонентног ЛДА (ласер Доплер анемометар) система. Извршен је преглед дотадашњих истраживања и коришћених мерних метода. Показано је да одумирање вихора зависи од Рејнолдсовог броја на исти начин као и фактор трења. Islek (2004) даје, у смислу наведених извора, непотпун преглед досадашњих истраживања вихорног струјања наводећи само класичне мерне методе, сонде са загрејаним влакнима и ЛДА. У оквиру истраживања се као генератор вихора у цеви користе разне геометрије увијених трака (пераја).

Примена ласерских техника у области механике флуида има вишедеценијску традицију. Основе и илустративни примери су приказани у Durst и сар. (1981). ЛДА мерења турбулентног вихорног струјања у цеви је дато у раду Pashtropanska и сар. (2006) са освртом на дотадашња мерења. Моене (2003) уз помоћ ЛДА мерења и LES (large eddy simulation) прорачуна изучава турбулентно вихорно струјање у цеви са сужењем.

Истраживања из области ЛДА Melling (1997) наставља прегледом материјала за просејавање флуидне струје при мерењима са камерама и ласерима, тзв. ПИВ (particle image velocimetry). Adrian (1991) даје преглед техника снимања флуидних делића и истиче њихов значај за експерименталну механику флуида и мерење тренутног поља брзина, преласком из мерне тачке у мерну површ. Преглед развоја ПИВ мерне технике се даје у раду Adrian (2005).

За проучавање динамике вртлога у раду Adrian и сар. (2000) се наводи значај Галилејеве трансформације, не само за визуализацију вртложног језгра малих вртлога, већ и за анализу индукованих кретања овим вртлозима. У оквиру рада се упоређује значај Галилејеве трансформације са Рејнолдсовом и LES.

Значај доброг просејавања флуидне струје, избор адекватног режима рада ласера и одабира одговарајућег алгоритма за обраду података добијених мерењем вртложних структура отвореног тока се истражује у оквиру Leishman и Ramasamy (2006). У оквиру рада се третира проблем мерне несигурности ПИВ мерне технике, што је од изузетне важности и користи с обзиром да се ради о скоро истом мерном систему који је коришћен у оквиру ове дисертације. Од значаја су и наведена поређења ПИВ и ЛДА мерних техника, која се обављају и у оквиру ове дисертације. Аеродинамичка истраживања применом ПИВ-а и одговарајућих напредних корелационих алгоритама се настављају у оквиру рада Ramasamy и сар. (2008).

Yen и Lin (2006) изучавају струјно поље на потису, као и енергетске параметре, различитих типова аксијалних вентилатора помоћу ПИВ и стандардизованог АМСА мерног штанда. Grosjean и сар. (1997) користе ПИВ и ЛДА мерне технике за изучавање турбулентног вихорног струјања.

Бранисављевић и Продановић (2006) су користили ПИВ методу, тачније Large Scale PIV, за мерење отворених токова, али без коришћења ласера као извора светлости. Метода, која је уведена у хидролошку праксу последњих година, се користи, као неинвазивна метода, за одређивање поља површинских брзина отворених токова.

Анализа структуре турбуленције и секундарних струјања на потисној страни аксијалног вентилатора са променљивим углом лопатица је изучавана у оквиру рада Ого и сар. (2008). Истраживања су обављена са сондом са загрејаном жицом са три сензора. Указано је на зависност између радних режима вентилатора и нивоа генерисане турбуленције.

1.3 ЦИЉ РАДА

Циљ овог рада је да се, у складу са поставком проблема и досадашњим научно-стручним резултатима, истраже сложене структуре турбулентног вихорног брзинског поља иза кола аксијалних вентилатора. У ту сврху је потребно објединити теоријска разматрања, суштински осмишљене експерименте и физичко тумачење резултата врло комплексних мерења. Овакво јединство теоријских и експерименталних истраживања треба да се заснује на формирању одговарајућих мерних система, експерименталне инсталације, метода мерења и нумеричке обраде добијених статистичких података. Постављени циљ рада одређује научни и стручни садржај истраживања, као и адекватну научну методологију, као што следи из даљег излагања.

Садржај истраживања, у складу са постављеним циљем рада, обухвата сложене експерименте, савремене методе мерења и статистичку обраду мерених података. Овакав задатак подразумева изградњу експерименталног штанда, пројектовање и израду пратећих уређаја и опреме, као и развој и примену сопствених софтвера за математичко-физичку интерпретацију сигнала. Предмет истраживања захтева како примену класичних мерних сонди тако и примену најсавременијих мерних техника ПИВ (PIV - Particle Image Velocimetry), ЛДА (LDA - Laser Doppler Anemometry) и анемометрије са загрејаним влакном (HWA - Hot Wire Anemometry). Комплексност задатка се огледа и у развоју и примени мерно-калибрационих поступака за наведене мерне системе, који се користе у вихорном турбулентном пољу формираном иза аксијалних турбомашина.

Савремена експериментална истраживања, која треба остварити применом наведених мерних техника и метода у овом раду имају задатак да дају одговоре на битна питања о структури турбуленције и сложеном механизму турбулентне размене у вихорном струјању иза аксијалних вентилатора. Структурална анализа турбулентног поља у области турбулентног језгра и смицајног вртложног слоја као и изучавање динамике вртложног језгра иза кола аксијалног вентилатора

треба да омогуће ближи увид како у физику турбулентних процеса, тако и у бит њиховог математичког моделирања и прорачуна.

Посебно је значајно, да циљ рада захтева реализацију истраживања којима се експлицитном структуралном анализом на интегралном нивоу, као и имплицитним статистичким методама примењеним на стохастичко вихорно поље турбуленције, функционално повезују корелационе и спектралне величине средњег и флукуационог брзинског поља са конструктивним и струјно-енергетским карактеристикама вентилатора. Овај сложени задатак подразумева истраживање и анализу утицаја како разних типова вентилатора, режима њиховог рада и различитих положаја лопатица њихових обртних кола, тако и јачине генерисаног вихора, циркулације и Рејнолдсовог броја на статистичке карактеристике турбуленције као и на динамику вртложних кохерентних структура које настају иза кола вентилатора.

Циљ рада је и да се основни принципи и једначине механике континуума прикажу савременим математичким апаратом, који сажето и разумљиво упућује на физичку суштину разматраних појава у природи и техници. При томе се неизбежно намеће тензорска анализа, која је заснована на тензор-објектима као инваријантним структурама поља физичких величина. Оваквим приступом треба употпунити суштинску повезаност савремених теоријско-експериментално-нумеричких поступака у области математичко-физичке интерпретације и структуралне анализе процеса турбулентног преноса у стохастичким вихорним пољима.

Сложена истраживања, која су обухваћена циљем овог рада, морају да открију и разјасне извесне феномене и да дају одговоре на постављена питања, с једне стране, као и да на многим местима у раду отворе врата новим проблемима и укажу на могуће правце њиховог решавања, с друге стране. Анализа сопствених резултата, њихово поређење са резултатима других аутора, као и стварање критичког мишљења и ставова, су методе реализације овог задатка. Дакле, крајњи циљ рада је остварење таквих резултата, који ће допринети како новим научним и

стручним знањима, тако и будућим савременим истраживањима турбулентних вихорних струјања у целини, посебно, у струјним просторима иза аксијалних турбомашина.

1.4 СТРУКТУРА РАДА И ПОСТУПЦИ ИСТРАЖИВАЊА

Дефинисани предмет и циљ ове дисертације могли су да се реализују кроз добро осмишљен и комплексан садржај истраживања, као и помоћу примене општих и посебних научних метода. Ово подразумева брижљиво планирање појединих фаза рада и интерактивног садржаја истраживања у њима. Концепција оваквог приступа довела је до формирања структуре рада која се у следећем сажето приказује и која треба да омогући основни увид у садржај и поступке истраживања остварених у овом раду.

У глави 1 се разматрају област и предмет истраживања, при чему је поставка проблема заснована на његовој актуелности, као и његовом научном и стручном значају. Савременост теме долази до изражаја и у приказивању досадашњих научно-стручних резултата који су анализирани при коришћењу релевантне литературе. У оквиру четири поглавља прве главе јасно су истакнути проблем и циљ истраживања, заједно са структуром и научном методологијом решавања постављених задатака.

Глава 2 садржи битна теоријска разматрања, која су неопходна физичко-математичка основа целокупног рада. На основу детаљног изучавања наведене литературе и својих писаних материјала из ове области на докторским студијама, аутор овога рада је на сопствен начин изложио материју која се односи на основне принципе кретања непрекидне средине и статистичку теорију турбуленције. Тако је генеза основних једначина приказана савременом математичком теоријом, која је омогућила сажет и физички оправдан запис базних постулата и физичко-математичких модела. Посебна пажња је посвећена оном делу корелационе и спектралне теорије турбуленције, која се примењује за структуралну анализу оних проблема који се истражују у овом раду. Томе треба додати врло савремену математичку интерпретацију физичких међузависности које се јављају у динамици вртложности, као и у процесима турбулентне размене и генерисања Рејнолдсових напона и кинетичке енергије турбуленције.

Глава 3 је посвећена како детаљном опису експерименталне инсталације и мерних инструмената, тако и разматрању типова аксијалних вентилатора и програма мерења. Приказани су поступци модификације постојећег мерног штанда као и израда нове целокупне експерименталне инсталације. Осим конструисања и израде нових уређаја, анализирани су конструктивне и уградне карактеристике три примењена аксијална вентилатора, и извршено 3Д скенирање лопатица, као и 3Д моделирање обртних кола аксијалних вентилатора. Потребно је нагласити да су у програму мерења детаљно дати радни режими, табела главних мерења и метода мерења. При свему томе развијени су и примењени различити алгоритми, програмски и софтверски пакети и одговарајућа нумеричка методологија.

У глави 4, која садржи пет поглавља, дају се одговори на следећа питања: а) мерни штанд је у својој укупности припремљен и спреман; шта је наредни задатак експериментатора? б) формиран је програм мерења, значи дефинисане су величине које се мере; како ове величине мерити, којим методама, у којим пресецима и струјним областима? в) постоје различите мерне технике; како се одлучити за оне које су најпримереније постављеном задатку и на који начин до њих доћи, да физички буду на располагању? г) мерни системи су ту: како их прилагодити мерном штанду и струјном пољу које се истражује? Како извршити калибрацију мерног система и припремити га за мерење? д) сваки од система мерења има своје техничке и физичке карактеристике: на који најбољи начин све то искористити у изабраној методологији комплексних статистичких мерења, тј. како мерити нехомогено тродимензијско вихорно турбулентно струјање? њ) грешке при мерењу, теорија грешака и научно-техничка комплексност и тешкоће у овој области су познате: природно се поставља питање, на који начин све те утицаје објединити и израчунати грешку, или тачност, са којом је један податак одређен? ж) резултате мерења треба сакупити и обрадити: које су методологије аквизиције и обраде мерних сигнала?

Материја која припада тачкама њ) и ж) обрађује се у наредној петој глави. У четвртој глави су разматрана питања од а) до д). Наиме, у њој су детаљно анализирани мерни системи који обухватају класичне мерне сонде, стерео ПИВ

анемометрију, ласер Доплер анемометрију (ЛДА) и анемометарске сонде са загрејаним влакнима. Разматрани су принципи мерења, методе калибрације, и тест мерења. Посебно су наведени проблеми који се јављају у поступцима прилагођавања појединих мерних техника специфичним условима мерења и геометрији мерне инсталације.

Глава 5 је посвећена проблемима класичне и статистичке обраде мерених података, као и анализи грешака и мерне несигурности. У овој глави се разматра материја обухваћена питањима *ђ)* и *ж)* која су дефинисана у претходном приказивању структуре садржаја главе 4. Дати су и анализирани оригинални мерно-калибрациони и нумерички поступци у вези са специфичностима мерења и статистичком обрадом експерименталних резултата. Приказане су све могућности за отклањање уочених узрочника различитих грешки које се јављају током калибрације, мерења, аквизиције и обраде датотеке података. У наредним деловима овог рада развијају се и примењују софистициране мерно-нумеричке методе и модели за спектралну и корелациону анализу података, као и за истраживање динамике вртложног језгра и структуре турбуленције иза кола аксијалног вентилатора.

У *глави 6* су приказани и анализирани експериментални резултати који се односе на струјно-енергетске карактеристике аксијалних вентилатора, као и на утицај њиховог режима рада на турбулентно вихорно поље које генеришу иза својих обртних кола. Добијена су карактеристична поља притиска и карактеристичне расподеле све три компоненте брзине за различите углове лопатица и бројеве обртаја ротора. Струјне слике се употпуњавају са резултатима мерења статистичких параметара турбуленције при различитим режимима рада три примењена вентилатора. Анализиране су експерименталне расподеле интензитета турбуленције као и централних нормализованих момената трећег и четвртог реда. При томе се посебно изучавају утицаји како углова лопатица кола, тако и броја обртаја аксијалних вентилатора на поменуте статистичке карактеристике турбуленције. Еволуција и међусобна повезаност осредњеног и флукуационог брзинског поља се проучава помоћу низструјних расподела интензитета

турбуленције, коефицијента асиметрије и коефицијента спљоштености густине расподеле вероватноће флукуационе брзине. Анализом измерених расподела добијени су значајни физички закључци.

Глава 7 садржи битне анализе динамике вртложног турбулентног језгра и поља вртложности у цеви иза кола аксијалног вентилатора. Резултати ЛДА и ПИВ мерења у језгру указују на значајна структурална својства у овој струјној области. Дата су физичка тумачења експерименталних резултата за сва три обртна кола и извршена експериментална идентификација вртложних структура. Проучен је такође и утицај Рејнолдсовог броја и јачине вихора на структуру брзинског поља и поља вртложности. Приказане су расподеле нормираних аутокорелационих функција и израчунате временске размере турбуленције, на основу којих су изведени одговарајући закључци о структури турбуленције у попречном пресеку цеви и у области вртложног језгра и смицајног слоја. Обављена експериментална истраживања и примењене статистичко-нумеричке методе су омогућили како истраживање настанка рецикулационог струјања и формирање критеријума стабилности, тако и анализу прецесионог кретања вртложног језгра.

У *глави 8* се истражује структура турбуленције помоћу експерименталних резултата који су добијени за различите вентилаторе и различите вредности Рејнолдсових бројева, тј. различите бројеве обртаја кола аксијалних вентилатора. При томе су примењиване разне методе мерења као и различити статистичко-нумерички програми и поступци. Анализирани су расподеле спектралних карактеристика турбуленције, које заједно са статистичким корелационим величинама дају ближи увид у структуру турбуленције. Спектралне густине обимских флукуационих брзина приказане су у различитим областима мерног пресека цеви за сва три аксијална вентилатора. На основу експериментално одређених расподела корелационих момената трећег и четвртог реда анализиран је утицај јачине вихора, тј. вихорних бројева на структуру турбулентног поља у два пресека цеви, од којих се један од њих налази у непосредној близини кола вентилатора. Поред метода корелационе и спектралне теорије у овој глави је примењена инваријантна теорија за анализу структуре и анизотропности

турбулентног вихорног струјања. Инваријантне мапе анизотропности су приказане за сва три угла вентилатора ЗП, чиме је омогућено изучавање утицаја конструкције и режима рада вентилатора на анизотропност турбуленције. У завршној, осмој глави ове дисертације, су на основу расподела компоненти тензора анизотропности и структурално-корелационих величина анализирани феномени нелокалног турбулентног преноса и неградијентне турбулентне дифузије. Математичка и физичка интерпретација експерименталних резултата, који карактеришу ове појаве, је од великог значаја како за ближи увид у физику механизма турбулентног преноса, тако и за моделирање и прорачун турбулентних вихорних струјања, која се генеришу иза кола аксијалних вентилатора.

У глави 9 се наводе сви закључци до којих се дошло у претходним главама, на логичан начин. Такође се наводи и преглед свих активности које су довеле до спровођења истраживања.

Глава 10 представља списак литературе која је навођена у тексту дисертације.

2 ТЕОРИЈСКА РАЗМАТРАЊА

Турбуленција, као један од најзначајнијих феномена у природи и техници, суштински повезује аналитичка, експериментална и нумеричка истраживања. Она представља још увек један од нерешених проблема теоријске физике, јер подразумева изучавање еволуције просторног и временског хаоса вртложних дисипативних струјања са интензивним дифузионим процесима. Теоријско истраживање турбуленције, као феномена класичне и статистичке механике, заснива се на основним принципима физике и математичкој теорији случајних поља. Основне једначине су нелинеарне парцијалне диференцијалне једначине механике непрекидне средине, са одређеним граничним и почетним условима.

2.1 КОШИЈЕВИ ПРИНЦИПИ, ОСНОВНЕ ЈЕДНАЧИНЕ МЕХАНИКЕ ФЛУИДА И ФУНКЦИЈА ДИСИПАЦИЈЕ

Општи принципи механике континуума обухватају законе одржања масе, количине кретања, момента количине кретања, енергије и принцип ентропије. Истраживање струјних феномена захтева познавање локалних структура поља и вредности физичких величина у просторно-временским тачкама. Стога је сврисходно да се математичка интерпретација набројаних физичких принципа прикаже у диференцијалним облицима, помоћу савременог математичког записа који омогућава суштински увид у физику појава. У том циљу аутор предметне дисертације је у раду Чантрак Ђ. (2007) својим предавањима и штампаним манускриптима у оквиру Семинара на докторским студијама Чантрак Ђ. (2007, 2007а) и Чантрак Ђ. и сар. (2008) анализирао ову материју на основу изучавања следеће литературе: Aris (1989), Warsi (1999), Klingbeil (1966), Анђелић (1973), Serrin (1959), Davidson (2004), Panton (1984), Batchelor (1953), Јарић (1988), Лойцянский (1973), Монин и Яглом (1965, 1967), Rotta (1972), Tennekes и Lumley (1978), Townsend (1976), Frisch (1995), Hinze (1975), Bradshaw (1971), Stanišić (1985), Симоновић (1988), Wylie и Barrett (1982), Смирнов (1974), Jeffrey и Swirles (1966), Седов (1973), Чантрак (2005 и 2005а), Сијерчић (1998), Sommerfeld (1978), Анђелић (1973) и Борисенко и Тарапов (1972).

Фундаменталне једначине кретања непрекидне средине се, сагласно постављеном концепту, приказују у виду синтезе алгебарског и геометријског безиндексног записа тензорске анализе. Инваријантни облици једначина, у којима су тензорска поља изражена тензорима као објектима, омогућују како сажету физичку анализу појединих чланова у једначинама, тако и њихову трансформацију при међусобном пресликавању координатних система.

Закон одржања масе, тј. једначина континуитета има облик

$$\frac{D\tilde{\rho}}{Dt} + \tilde{\rho} \operatorname{div}\tilde{\mathbf{u}} = 0 \leftrightarrow \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \operatorname{div}(\tilde{\rho}\tilde{\mathbf{u}}) = 0, \quad (2.1)$$

у коме горњи таласић $\tilde{\xi}$ означава *тренутну* вредност величине ξ . Посредством Кошијевог (Cauchy, 1789-1857) тензора напона $\underline{\underline{\tilde{\sigma}}}(\mathbf{r}, t)$ и Кошијевог принципа напона следе релације за неполарне флуиде у било ком координатном систему

$$\underline{\underline{\tilde{\sigma}}} = \mathbf{n} \cdot \underline{\underline{\tilde{\sigma}}} = \underline{\underline{\tilde{\sigma}}}^T \cdot \mathbf{n} = \underline{\underline{\tilde{\sigma}}} \cdot \mathbf{n} \quad (2.2)$$

где је вектор напона $\underline{\underline{\tilde{\sigma}}}$ дефинисан скаларним производом јединичног вектора нормале површи \mathbf{n} и симетричног тензора напона $\underline{\underline{\tilde{\sigma}}}^T = \underline{\underline{\tilde{\sigma}}}$. Тензор другог реда $\underline{\underline{\tilde{\sigma}}}^T$ је транспоновани $\underline{\underline{\tilde{\sigma}}}$.

Кошијевом једначином

$$\frac{\partial}{\partial t}(\tilde{\rho}\tilde{\mathbf{u}}) + \operatorname{div}(\tilde{\rho}\tilde{\mathbf{u}}\tilde{\mathbf{u}}) = \tilde{\rho}\tilde{\mathbf{f}} + \operatorname{div}\underline{\underline{\tilde{\sigma}}} \quad (2.3)$$

дефинисано је кретање непрекидне средине, при чему $\tilde{\mathbf{u}}\tilde{\mathbf{u}} \equiv \tilde{\mathbf{u}} \otimes \tilde{\mathbf{u}}$ представља дијаду, тј. дијадни (тензорски) производ вектора брзине којим се дефинише тензор другог реда.

Законима одржања масе и количине кретања додаје се и трећи постулат - *закон одржања енергије*, чији је диференцијални облик дефинисан изразом

$$\tilde{\rho} \frac{D}{Dt} \left(\tilde{e} + \frac{1}{2} |\tilde{\mathbf{u}}|^2 \right) = \tilde{\rho}\tilde{\mathbf{f}} \cdot \tilde{\mathbf{u}} + \operatorname{div}(\underline{\underline{\tilde{\sigma}}} \cdot \tilde{\mathbf{u}}) - \operatorname{div}\tilde{\mathbf{q}} \quad (2.4)$$

у коме чланови на десној страни једнакости означавају снагу масених сила, снагу површинских сила и топлоту размењену провођењем, респективно.

Једначина енергије се, не само знатно упрошћава, већ и физичко значење појединачних чланова у њој постаје јасније, ако се разматра и једначина кинетичке енергије флуида. Ова се добија из првог Кошијевог закона (2.3), тако да диференцијална једначина *кинетичке енергије флуида* има облик

$$\tilde{\rho} \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{2} |\underline{\tilde{u}}|^2 \right) = \tilde{\rho} (\underline{\tilde{f}} \cdot \underline{\tilde{u}}) + \text{div}(\underline{\tilde{\sigma}} \cdot \underline{\tilde{u}}) - \underline{\tilde{\sigma}} : \underline{\tilde{S}}, \quad (2.5)$$

у коме члан $\underline{\tilde{\sigma}} : \underline{\tilde{S}}$ представља унутрашњи, тј. двоструки скаларни производ тензора напона $\underline{\tilde{\sigma}}$ и тензора брзине деформисања $\underline{\tilde{S}}$. Пошто се ради о тензорима другог реда резултат овог множења је тензор нултог реда, тј. скалар.

Појам дисипације кинетичке енергије је од изузетног значаја за разумевање физике различитих процеса. У циљу одређивања оног дела укупне снаге површинских сила, који дефинише неповратну трансформацију кинетичке у унутрашњу енергију флуида, наводи се *једначина унутрашње енергије* у диференцијалном облику

$$\tilde{\rho} \frac{D\tilde{e}}{Dt} = \underline{\tilde{\sigma}} : \underline{\tilde{S}} - \text{div}\underline{\tilde{q}}. \quad (2.6)$$

У општем случају вискозног флуида Кошијев тензор напона одређен је изразом

$$\underline{\tilde{\sigma}} = -\tilde{p}\underline{I} + \underline{\tilde{\tau}} \quad (2.7)$$

у коме је $-\tilde{p}\underline{I}$ изотропни, а $\underline{\tilde{\tau}}$ анизотропни, девијаторски део тензора напона $\underline{\tilde{\sigma}}$.

Релација (2.7) се може сматрати дефиницијом тензора вискозних напона, тј. тензора напона услед вискозности. Из израза (2.7) и (2.6) добија се следећи облик једначине унутрашње енергије

$$\tilde{\rho} \frac{D\tilde{e}}{Dt} + \tilde{p} \text{div}\underline{\tilde{u}} = \tilde{\Phi} - \text{div}\underline{\tilde{q}}, \quad (2.8)$$

чијим уврштавањем у Гибсову (Gibbs, 1839-1903) једначину настаје једначина ентропије \tilde{s}

$$\tilde{\rho}\tilde{T}\frac{D\tilde{s}}{Dt} = \tilde{\Phi} - \text{div}\tilde{\underline{q}} \quad (2.9)$$

која изражава брзину промене ентропије флуидног делића изазвану величинама $\tilde{\Phi}$ и $\tilde{\underline{q}}$. Величина $\tilde{\Phi}$ дефинисана изразом

$$\tilde{\Phi} = \tilde{\underline{\tau}} : \tilde{\underline{S}} \quad (2.10)$$

представља *функцију дисипације*. Наиме, физичко тумачење појединачних чланова у (2.9) показује да $\tilde{\Phi}$ одређује количину топлоте у јединици времена по јединици запремине добијену неповратним процесом вискозне дисипације, тј. дисипације механичке енергије која настаје у процесу деформације флуидних делића. Дисипација има фундаменталну улогу у физици свих процеса у природи и техници, на шта указује и математичка структура израза (2.10). Он у својој бити представља конститутивно-реолошку међузависност поља напона и деформација, којом се дефинишу губици енергије и ирверзибилност појава и процеса.

Разматрани основни принципи, међутим, нису довољни да једнозначно одреде понашање материјалног система, тј. непрекидне средине, иако се зада скуп почетних и граничних услова. Наиме, систем једначина остаје *незатворен*, и проблем затварања система основних једначина подразумева коришћење *конститутивних једначина*, којима се спрежу различита физичка поља и њихова међудејства. Математичка теорија конститутивних једначина заснива се на математичким моделима материјала, који одређују спрегнутост стања напона, деформација и течења, као и особине вискозности, топлотне проводљивости, еластичности, вискоеластичности и друге физичко-хемијске особине разних материјала. Ове конститутивне једначине морају при томе да задовоље и одређене опште принципе, тј. аксиоме.

У складу са материјом ове дисертације у наредним одељцима ће из разматраних основних закона бити изведене једначине које описују струјање *Њутновског нестишљивог* флуида.

2.2 СТОКСОВИ ПОСТУЛАТИ И НАВИЈЕ-СТОКСОВЕ ЈЕДНАЧИНЕ

Скуп конститутивних једначина обухвата, у општем случају, реолошке законитости, постулате термичког флукса, тј. законе провођења топлоте, законитости дифузије, зрачења и хлађења, као и једначине стања и једначине промене стања флуида. У случају струјања *нестетишљивог хомогеног* флуида најважнија конститутивна релација је међузависност стања напона и брзине деформисања. Различита структурална својства флуида описују се и различитим реолошким једначинама. Показује се да систем Стоксових (Stokes, 1819-1903) постулата доводи до реолошке законитости у инваријантно-тензорском облику

$$\underline{\underline{\tilde{\sigma}}} = \underline{\underline{\tilde{\alpha}}}\underline{\underline{I}} + \underline{\underline{\tilde{\beta}}}\underline{\underline{\tilde{S}}} + \underline{\underline{\tilde{\gamma}}}\underline{\underline{\tilde{S}}}^2 \quad (2.11)$$

у коме су α , β и γ непрекидне и диференцијабилне функције главних инваријанти I_s , II_s и III_s тензора брзине деформације $\underline{\underline{\tilde{S}}}$. Релација (2.11) дефинише класу Стоксових флуида. Ако се Стоксовим постулатима дода услов *линеарне* зависности компоненти матрице $\underline{\underline{\tilde{\sigma}}}$ од компоненти матрице $\underline{\underline{\tilde{S}}}$, онда се зависност (2.11) за случај *нестетишљивог* флуида своди на облик

$$\underline{\underline{\tilde{\sigma}}} = -\tilde{p}\underline{\underline{I}} + 2\mu\underline{\underline{\tilde{S}}}, \quad (\text{Њутнов нестишљив флуид}) \quad (2.12)$$

где је μ динамичка вискозност флуида. Дакле, Њутнов флуид је *линеарни* Стоксов флуид, чија је реолошка једначина (2.12) заснована на хипотези о линеарној међузависности тензора напона $\underline{\underline{\tilde{\sigma}}}$ и тензора брзине деформације $\underline{\underline{\tilde{S}}}$. Овом реолошком везом решен је проблем затварања једначина струјања Њутновског нестишљивог флуида. Наиме, за нестишљив хомоген флуид ($\tilde{\rho} = \text{const}$) једначина континуитета (2.1) се своди на једначину $\text{div}\underline{\underline{\tilde{u}}} = 0$, која са Кошијевом једначином количине кретања (2.3) садржи десет непознатих величина. Међутим, релација (2.12) даје шест конститутивних једначина, чиме се формира затворен систем једначина.

Посредством једначине континуитета за *нестетишљив хомоген* флуид

$$\text{div}\underline{\underline{\tilde{u}}} = 0 \quad (2.13)$$

и релације (2.7) Кошијева једначина (2.3) за нестишљив флуид ($\tilde{\rho} \equiv \rho = \text{const}$) добија облик

$$\rho \frac{D\tilde{\mathbf{u}}}{Dt} = \rho \tilde{\mathbf{f}} - \text{grad}\tilde{p} + \text{div}\tilde{\underline{\underline{\tau}}}. \quad (2.14)$$

У претходним трансформацијама коришћене су релације:

$$\frac{D\tilde{\mathbf{u}}}{Dt} = \frac{\partial \tilde{\mathbf{u}}}{\partial t} + (\text{grad}\tilde{\mathbf{u}}) \cdot \tilde{\mathbf{u}} = \frac{\partial \tilde{\mathbf{u}}}{\partial t} + \text{div}(\tilde{\mathbf{u}}\tilde{\mathbf{u}}) - \tilde{\mathbf{u}}(\text{div}\tilde{\mathbf{u}}) \quad (2.15)$$

$$\text{div}\tilde{\underline{\underline{\sigma}}} = \text{div}(-\tilde{p}\mathbf{I} + \tilde{\underline{\underline{\tau}}}) = -\text{grad}\tilde{p} + \text{div}\tilde{\underline{\underline{\tau}}}. \quad (2.16)$$

Тензор вискозних напона $\tilde{\underline{\underline{\tau}}}$ за *Њутнов нестишљив флуид* дефинисан је помоћу (2.7) и (2.12) изразом

$$\tilde{\underline{\underline{\tau}}} = 2\mu\tilde{\underline{\underline{S}}} \Rightarrow \text{div}\tilde{\underline{\underline{\tau}}} = \mu\nabla^2\tilde{\mathbf{u}} = \mu\Delta\tilde{\mathbf{u}}, \quad (2.17)$$

јер је тензор брзине деформације $\tilde{\underline{\underline{S}}}$ симетрични део тензора $\text{grad}\tilde{\mathbf{u}}$ како следи

$$\begin{aligned} \tilde{\underline{\underline{S}}} &= \frac{1}{2} [\text{grad}\tilde{\mathbf{u}} + (\text{grad}\tilde{\mathbf{u}})^T] = \frac{1}{2} [\nabla\tilde{\mathbf{u}} + (\nabla\tilde{\mathbf{u}})^T], \quad \tilde{\underline{\underline{S}}} = \tilde{\underline{\underline{S}}}^T, \\ \text{div}\tilde{\underline{\underline{\tau}}} &= 2\mu\text{div}\tilde{\underline{\underline{S}}} = \mu[\nabla \cdot (\nabla\tilde{\mathbf{u}}) + \nabla(\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}})] = \mu\text{div}(\text{grad}\tilde{\mathbf{u}}) = \mu\Delta\tilde{\mathbf{u}}, \end{aligned} \quad (2.18)$$

при чему је, у складу са усвојеним моделом, флуид нестишљив $\text{div}\tilde{\mathbf{u}} = \nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} = 0$ и динамичка вискозност μ константна.

Кошијева једначина (2.14), посредством израза (2.15) и реолошке једначине (2.17), добија облик

$$\partial_t\tilde{\mathbf{u}} + \text{div}(\tilde{\mathbf{u}}\tilde{\mathbf{u}}) = -\text{grad}(\tilde{p}/\rho) + \nu\Delta\tilde{\mathbf{u}} + \tilde{\mathbf{f}} \quad (2.19)$$

у коме је $\text{div}(\tilde{\mathbf{u}}\tilde{\mathbf{u}}) = (\text{grad}\tilde{\mathbf{u}}) \cdot \tilde{\mathbf{u}}$ с обзиром на једначину континуитета (2.13). Овај члан чини парцијалне једначине другог реда *нелинеарним*, сажимајући у себи битну физику нелинеарних појава у природи и техници. Једначина (2.19) представља инваријантни облик фамозних *Навије-Стоксових* (Navier, 1827, Stokes, 1845) једначина струјања Њутнових нестишљивих хомогених флуида. Систем једначина је затворен, јер се четири непознате величине, три компоненте брзине и притисак, одређују из четири једначине, једначине континуитета и Навије-Стоксових једначина, за задате почетне и граничне услове. Једначина енергије, једначине кинетичке и унутрашње енергије, једначина ентропије и одговарајуће конститутивне једначине такође добијају једноставније облике, који

се овде с разлогом не анализирају, јер за случај нестишљивог флуида нису директно спрегнуте са наведеним једначинама кретања. Наиме, температурско поље се, ако је потребно срачунава на основу брзинског поља које је прорачунато независно од једначине енергије. То није случај, међутим, када су једначине количине кретања и енергије међусобно купловане, тј. спрегнуте.

Претходна разматрања представљају неопходан основ за даља теоријска разматрања и омогућују ближи увид у математичку и физичку теорију случајних поља, тј. стохастичку природу турбуленције, као што ће се видети из одељака који следе.

2.3 ТУРБУЛЕНЦИЈА, СТАТИСТИЧКИ КОНЦЕПТ И РЕЈНОЛДСОВО ОСРЕДЊАВАЊЕ НАВИЈЕ-СТОКСОВИХ ЈЕДНАЧИНА

Физички модел и математичка теорија турбуленције заснивају се на постулатима да турбуленција настаје током хаотичних просторно-временских еволуција нелинеарних међудејстава разноврсних вртложних структура у областима непрекидног спектра таласних бројева. Вртложност, дифузивност, дисипативност, тродимензионалност и нестационарност су суштинска својства турбулентног поља.

Статистички концепт изучавања турбуленције заснива се на теорији случајних поља, здруженим вишедимензијским расподелама вероватноћа, корелационим и спектралним функцијама. Математичко оруђе за истраживање механизма турбулентног преноса и структуре турбулентног поља је тензорска алгебра и анализа. При томе се уважава базни постулат да су Навије-Стоксове једначине егзактно задовољене у било којој тачки турбулентног струјног поља. С математичке тачке гледишта, може се рећи да је централни проблем теорије турбуленције одређивање *статистичких решења* Навије-Стоксових једначина. Да би се ово остварило, имајући у виду како проблеме егзистенције, јединствености и регуларности решења Навије-Стоксових једначина, тако и нелинеарну, стохастичку и иреверзибилну природу турбуленције, требаће још много времена. У том смислу се интензивно развијају различите аналитичке и нумеричке методе у оквиру теорије тополошких структура и статистичке физике.

Стохастичка природа турбуленције омогућава примену различитих метода статистике и теорије вероватноће. Сврсисходни и најчешће примењени су статистички концепти засновани на процесима *осредњавања* случајног турбулентног поља у циљу добијања детерминистичких величина, које се користе при експерименталним и теоријским истраживањима турбуленције.

Турбулентна поља брзине, притиска, температуре и друго су случајна, стохастичка поља. Нека је било која од ових величина приказана случајном

функцијом $\tilde{\varphi}(\underline{r}, t)$. Статистички концепт описивања турбуленције заснива се на концепту средњих вредности које се добијају одговарајућим методама статистичких осредњавања. Сврсисходним експериментима је могуће одредити густину расподеле вероватноће $p(\tilde{\varphi})$, тако да се средња статистичка вредност, тј. математичко очекивање случајне величине и функције $g(\tilde{\varphi})$ дефинише релацијама

$$E\{\tilde{\varphi}(\underline{r}, t)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\varphi} p(\tilde{\varphi}) d\tilde{\varphi}, \quad E\{g(\tilde{\varphi})\} = \int_{-\infty}^{\infty} g(\tilde{\varphi}) p(\tilde{\varphi}) d\tilde{\varphi}, \quad (2.20)$$

где је $g(\tilde{\varphi})$ функција случајне променљиве $\tilde{\varphi}$. Осредњавање (2.20) једнако је осредњавању по ансамблу које се добија као аритметичка средња вредност како следи

$$\langle \tilde{\varphi}(\underline{r}, t) \rangle = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \tilde{\varphi}_k(\underline{r}, t), \quad \langle g(\tilde{\varphi}) \rangle = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N g(\tilde{\varphi}_k), \quad (2.21)$$

при чему $\tilde{\varphi}_k(\underline{r}, t)$ представља k -ту реализацију у серији од N експеримената изведених под истим макроскопским условима.

Временским осредњавањем, тј. осредњавањем по времену добијају се временски осредњене вредности

$$\overline{\tilde{\varphi}(\underline{r}, t)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \tilde{\varphi}(\underline{r}, \tau) d\tau, \quad \overline{g(\tilde{\varphi})} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} g(\tilde{\varphi}) d\tau, \quad (2.22)$$

где величина T означава временски интервал у коме се врши осредњавање, који мора бити знатно већи односно мањи од одговарајућих карактеристичних временских размера турбуленције. Другим речима, период осредњавања T мора бити велики у поређењу са карактеристичним периодом стохастичког турбулентног кретања, међутим, мора бити мањи од временске размере или периода кретања структура великих размера.

Прва систематска истраживања турбулентних струјања везана су за сер Осборна Рејнолдса (O. Reynolds). Идеја Рејнолдсовог приступа састоји се како у издвајању средњих величина из случајних турбулентних поља, тако и у формирању једначина за те осредњене величине. Овакав концепт при истраживању случајних појава описаних сложеним нелинеарним једначинама доводи до одређивања

статистички осредњених параметара, који и јесу од великог интереса за техничку праксу. Наиме, за решавање многобројних практичних проблема потребно је знати средњу брзину, средњу температуру, проток, средњу силу узгона, средњу силу отпора, средње енергетске карактеристике и друго. Основу Рејнолдсовог приступа (1895) чини декомпозиција стохастичког турбулентног поља извесне физичке величине на *средње*, статистички осредњено поље и *флукуационо* поље те величине. У складу са Рејнолдсовом статистиком важе релације

$$\tilde{\varphi}(\underline{r}, t) = \Phi(\underline{r}, t) + \varphi(\underline{r}, t), \quad \tilde{\underline{u}}(\underline{r}, t) = \underline{U}(\underline{r}, t) + \underline{u}(\underline{r}, t) \quad (2.23)$$

у којима су: $\tilde{\varphi}, \tilde{\underline{u}}$ -тренутне вредности, Φ, \underline{U} -средње вредности и φ, \underline{u} -флукуационе вредности турбулентног скаларног и векторског поља. Разматрани процеси осредњавања су линеарни, тако да сагласно основним аксиомама осредњавања следи

$$\langle \tilde{\varphi} \rangle = \Phi, \quad \langle \Phi \rangle = \Phi, \quad \langle \varphi \rangle = 0, \quad (2.24)$$

$$\langle \tilde{\underline{u}} \rangle = \underline{U}, \quad \langle \underline{U} \rangle = \underline{U}, \quad \langle \underline{u} \rangle = 0, \quad (2.25)$$

где угласте заграде, према (2.21), означавају осредњавање по ансамблу реализација.

Статистички *стационарна* турбулентна струјања су изузетно много присутна у природи и техници. Она су описана стационарним случајним функцијама, тако да су густине вероватноћа стационарне и статистички параметри (математичко очекивање, статистички моменти, корелације и друго) не зависе од времена. Другим речима, за стационарну случајну функцију $\tilde{\varphi}(\underline{r}, t)$ средња вредност $\langle \tilde{\varphi}(t) \rangle$ не зависи од времена, тј. $\langle \tilde{\varphi}(t) \rangle = \langle \tilde{\varphi}(t + \tau) \rangle$, док, на пример, аутокорелациона функција $Q_{\varphi\varphi}(\underline{r}, t_1, t_2) \equiv \langle \tilde{\varphi}(\underline{r}, t_1) \tilde{\varphi}(\underline{r}, t_2) \rangle = Q_{\varphi\varphi}(\underline{r}, \tau)$ зависи само од временског размака $\tau = t_2 - t_1$, тј. од разлике своја два временска аргумента. Због тога се *стационарност* описује као статистичка симетрија у односу на "клизање" времена, тј. као транслациона инваријанта у времену и то у статистичком смислу.

Теорија ергодичности, уопштавајући закон великих бројева на непрекидне појаве и процесе повезује временска и просторна осредњавања у стационарним и хомогеним случајним пољима, са осредњавањима у статистички нестационарним

и нехомогеним пољима физичких величина. Важан резултат теореме ергодичности је да временско осредњавање сваке реализације *стационарног* стохастичког процеса даје исту вредност, која је, пак, идентична вредности математичког очекивања. Дакле, процес је ергодичан ако је осредњавање по времену еквивалентно његовом осредњавању по ансамблу реализација

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \tilde{\varphi}(\underline{r}, t) dt = \langle \tilde{\varphi}(\underline{r}) \rangle. \quad (2.26)$$

Очигледно је да само *стационарни* случајни процеси могу бити ергодични и да су у том случају средње статистичке вредности дефинисане изразима (2.20-2.22) идентичне, тј. међусобно еквивалентне. Према томе, са теоријске тачке гледишта је ирелевантно која ће од метода осредњавања бити примењена. Са практичне стране, међутим, теорија ергодичности је од великог значаја при истраживању стационарних турбулентних струјања, јер се у таквим пољима *експериментални* резултати осредњавају по времену у циљу добијања средњих вредности статистичких параметара. Такво формирање средњих вредности је знатно једноставније како од експерименталних одређивања вишедимензијских расподела густина вероватноћа, тако и од осредњавања укупности реализација, што је у експериментима практично тешко остварљиво. Дакле, релација (2.26) се много користи у експериментима при мерењу и израчунавању средњих статистичких величина у турбулентном пољу.

Једначине турбулентног струјања се добијају осредњавањем по ансамблу или по времену Навије-Стоксових једначина. У складу са Рејнолдсовим статистичком концептом осредњавања (2.23) тренутне величине се приказују као збир средњих и флукуационих величина

$$\tilde{\underline{u}} = \underline{U} + \underline{u}, \quad \tilde{p} = P + p, \quad \tilde{\underline{f}} = \underline{F} + \underline{f}. \quad (2.27)$$

Уврштавањем релација (2.27) у изразе (2.13) и (2.19) једначина континуитета и Навије-Стоксове једначине добијају следеће облике:

$$\nabla \cdot \underline{U} + \nabla \cdot \underline{u} = 0 \quad (2.28)$$

$$\partial_t \underline{U} + \partial_t \underline{u} + \nabla \cdot (\underline{U}\underline{U}) + \nabla \cdot (\underline{U}\underline{u}) + \nabla \cdot (\underline{u}\underline{U}) + \nabla \cdot (\underline{u}\underline{u}) = \quad (2.29)$$

$$= -(\nabla (P/\rho) + \nabla (p/\rho)) + \nu \nabla^2 \underline{U} + \nu \nabla^2 \underline{u} + \underline{F} + \underline{f}.$$

Једначине (2.28) и (2.29) се сада подвргавају поступку осредњавања, при чему се има у виду да је процес осредњавања линеаран и да важе релације $\langle \partial_{\xi}(\underline{\underline{}}) \rangle = \partial_{\xi} \langle (\underline{\underline{}}) \rangle$, $\xi = x_i, t$, $\langle \nabla^2(\underline{\underline{}}) \rangle = \nabla^2 \langle (\underline{\underline{}}) \rangle$ и $\langle \langle (*) \rangle (\underline{\underline{}}) \rangle = \langle (*) \rangle \langle (\underline{\underline{}}) \rangle$. Када се у тако добијене једначине уврсте правила осредњавања (2.24) и (2.25) добијају се једначина континуитета и једначина количине кретања за *осредњено* брзинско поље како следи

$$\text{div} \underline{\underline{U}} = 0 \quad (2.30)$$

$$\partial_t \underline{\underline{U}} + \text{div}(\underline{\underline{U}} \underline{\underline{U}}) = -\text{grad}(P/\rho) + \nu \Delta \underline{\underline{U}} - \text{div}(\langle \underline{\underline{u}} \underline{\underline{u}} \rangle) + \underline{\underline{F}}. \quad (2.31)$$

Једначини континуитета (2.30) се придружује једначина континуитета за флукуационо брзинско поље нестишљивог флуида

$$\text{div} \underline{\underline{u}} = 0, \quad (2.32)$$

као што се и једначини (2.31) придружује једначина за флукуационо кретање, која се добија одузимањем једначине (2.31) од једначине (2.29). Једначина (2.31) представља *Рејнолдсове једначине* за турбулентно струјање нестишљивог флуида у векторско-инваријантном облику. У Рејнолдсовим једначинама за поља средњих величина $\underline{\underline{U}}$, P и $\underline{\underline{F}}$ појављује се члан $\text{div}(\langle \underline{\underline{u}} \underline{\underline{u}} \rangle)$ који представља дивергенцију од непознатог корелационог тензора флукуација брзина $\langle \underline{\underline{u}} \underline{\underline{u}} \rangle$. Ова дијада се јавља као неизбежна последица *нелинеарности* полазних једначина количине кретања, тј. Навије-Стоксових једначина. Корелациони тензор $\underline{\underline{T}}(T_{ij})$ дефинисан у Декартовом координатном систему као

$$\underline{\underline{T}} = -\rho \langle \underline{\underline{u}} \underline{\underline{u}} \rangle, \quad T_{ij} = -\rho \langle u_i u_j \rangle \quad (2.33)$$

представља *Рејнолдсов тензор напона*, тј. тензор *турбулентних* напона чије компоненте T_{ij} дефинишу квадратну матрицу 3x3 турбулентних напона. Израз за T_{ij} се добија из релација $\underline{\underline{u}} = u_i u_j \underline{\underline{e}}_i \underline{\underline{e}}_j$ и $\underline{\underline{T}} = T_{mn} \underline{\underline{e}}_m \underline{\underline{e}}_n$, а на основу једнакости компонената $T_{ij} \equiv T_{ji}$ се закључује да је тензор Рејнолдсових, тј. турбулентних напона *симетричан* тензор другог реда. Коришћење једначине (2.31) за решавање проблема турбуленције је знатно отежано, јер је потребно одредити непознату величину $\underline{\underline{T}}$ да би се систем једначина (2.30-31) затворио. Ту се рађа проблем

затварања једначина турбулентног струјања, који је, још увек, нерешен проблем турбуленције и њеног моделирања.

У следећим одељцима овог дела рада биће дате основне статистичке карактеристике корелационе и спектралне теорије турбуленције, које ближе одређују турбулентно струјање које се истражује у предметној дисертацији.

2.4 СТРУКТУРА ТУРБУЛЕНЦИЈЕ У СВЕТЛУ КОРЕЛАЦИОНЕ И СПЕКТРАЛНЕ ТЕОРИЈЕ

Тензор Рејнолдсових напона $\underline{\underline{T}}$ карактерише међусобну повезаност, тј. корелисаност флукуационих брзина у извесној тачки струјног простора. Овај корелациони момент, тј. статистички централни момент другог реда игра суштинску улогу у Рејнолдсовом приступу и има велики значај при описивању удела случајних флукуација у еволуцији средњих поља у турбулентном струјању. *Корелационом* теоријом се изражава статистичка природа турбуленције, која се заснива на просторно-временским корелационим функцијама, тј. на скупу мешовитих централних момената вишег реда, којима се повезују брзине и друге величине поља у различитим тачкама простора у различитим тренуцима. Најчешће коришћен и најважнији је корелациони тензор другог реда

$$Q_{ij}(\underline{r}, \underline{r}', t, t') = \langle u_i(\underline{r}, t) u_j(\underline{r}', t') \rangle \quad (2.34)$$

за две флукуационе брзине $u_k = \tilde{u}_k - U_k$, $k=i, j$ у различитим паровима просторно-временских тачака на растојањима $\underline{\xi} = \underline{r}' - \underline{r}$ и за тренутке са временским размаком $\tau = t' - t$. За даљу анализу сврсисходно је претходни мешовити централни момент другог реда написати у облику

$$Q_{ij}(\underline{r}, \underline{\xi}, t, \tau) = \langle u_i(\underline{r}, t) u_j(\underline{r} + \underline{\xi}, t + \tau) \rangle, \quad (2.35)$$

који се за случај поклапања просторно-временских тачака ($\underline{r} = \underline{r}', t = t'$, тј. $\underline{\xi} = 0$ и $\tau = 0$) своди на Рејнолдсов корелациони тензор $\langle u_i u_j \rangle$ у Рејнолдсовој једначини (2.31). Корелационе функције оваквог типа могу се, уз одговарајућу мерну технику и мерне методе, експериментално одредити. Такви резултати су драгоцени, јер дају битне исказе о *структури турбуленције*, што ће бити потврђено и у наредним одељцима овога рада. За случај да се тензор формира са истим флукуационим компонентама брзине ($i=j$), онда су изразом (2.35) дефинисане просторне и временске аутокорелационе функције, помоћу којих се одређују како интегралне просторне и временске размере турбуленције, тако и просторне и временске микроразмере у турбулентном пољу.

За случај статистички *стационарне хомогене* турбуленције просторно-временска корелација (2.35) добија облик

$$Q_{ij}(\underline{\xi}, \tau) = \overline{u_i(\underline{r}, t) u_j(\underline{r} + \underline{\xi}, t + \tau)}, \quad (2.36)$$

јер Q_{ij} не зависи од положаја просторно-временских тачака, већ зависи једино од њиховог међусобног растојања $\underline{\xi}$ и временског размака τ . Корелационе функције трећег и вишег реда, које повезују флукуационе брзине у различитим тачкама и различитим временима, формирају се на аналоган начин као и корелациона функција (2.35).

Истраживање динамике турбуленције заснива се на спектрално-корелационој теорији, која подразумева разматрање међусобних повезаности *спектралних* тензорских функција и корелационих тензора. Временска и просторна Фуријеова (Fourier) анализа омогућује узајамну трансформацију просторно-временских корелационих функција у таласно-фреквентне спектралне функције у простору таласних бројева и у фреквентном простору. Метод Фуријеове трансформације се екстремно много и незаобилазно користи у теоријској и експерименталној анализи турбулентних струјања. Наиме, концепт турбуленције, као статистичког хијерархијског спектра вртлога различитих размера и интензивних међудејстава, коренито се темељи на Фуријеовим методама у простору таласних бројева и фреквенција.

У складу са постављеним циљем ове дисертације главна пажња у оквиру спектрално-корелационе теорије се посвећује експерименталном одређивању и физичкој анализи расподела централних момената, аутокорелационих функција и спектралних густина флукуација брзина у *статистички стационарној нехомогеној* турбуленцији. Увођењем нормираних корелационих функција, тј. корелационих коефицијената R_{ij} израз (2.35) добија облик

$$R_{ij}(\underline{r}, \underline{\xi}, \tau) = Q_{ij}(\underline{r}, \underline{\xi}, \tau) / \sigma_i \sigma_j \quad (2.37)$$

где величина σ_k , $k=i,j$ представља интензитет турбуленције у k -том правцу

$$\sigma_k \equiv \left(\overline{u_k^2} \right)^{1/2} = \left\langle u_k^2 \right\rangle^{1/2} = \left[\int_{-\infty}^{\infty} u_k^2 p(u_k) du_k \right]^{1/2} \quad (2.38)$$

који је дефинисан у складу са изразима (2.20), (2.22), (2.21) и (2.26). Наиме, битне структурне карактеристике турбулентног поља описују се централним моментима различитог реда, при чему средње квадратно одступање $\sigma_i^2 \equiv \overline{u_i^2}$ представља централни момент другог реда. Задавањем функције $g(\tilde{\varphi})$ у релацијама (2.20) и (2.22) у облику степене функције $g(u_i) = u_i^n$ одређују се централни momenti реда $n=2,3,\dots$ како следи

$$\overline{u_i^n} \equiv \langle u_i^n \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} u_i^n p(u_i) du_i = \frac{1}{T} \int_0^T u_i^n dt. \quad (2.39)$$

За истраживање структуре турбуленције од посебног значаја су momenti трећег и четвртог реда $\overline{u_i^3}$ и $\overline{u_i^4}$ чији се нормирани облици дефинишу изразима

$$S_i \equiv \overline{u_i^3} / \sigma_i^3 \text{ и } F_i \equiv \overline{u_i^4} / \sigma_i^4, \quad (2.40)$$

у којима S_i и F_i представљају коефицијент асиметрије и коефицијент спљоштености густине расподеле вероватноће флукуационе брзине u_i . Ове величине су у овом раду експериментално одређене и њихове расподеле су детаљно физички тумачене при анализи структуре турбуленције.

Ако је функција $g(u_i, u_j)$ дата изразом $g = u_i^m u_j^n$, онда су мешовити централни momenti дефинисани релацијама

$$\overline{u_i^m u_j^n} \equiv \langle u_i^m u_j^n \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u_i^m u_j^n p(u_i, u_j) du_i du_j = \frac{1}{T} \int_0^T u_i^m u_j^n dt, \quad (2.41)$$

из којих се за $m=n=1$ добија корелација $\langle u_i u_j \rangle$ у Рејнолдсовој једначини, тј. тензор турбулентних напона $T_{ij} = -\rho \overline{u_i u_j}$.

Суштинска анализа турбуленције у значајној мери има ослонац у истраживању аутокорелционих функција, које су такође, експериментално одређене у оквиру ове дисертације. Наиме, када се у израз (2.37) уврсти $\xi = 0$ и $\underline{r} = \text{const}$ добијају се нормиране временске кроскорелационе и аутокорелационе функције

$$R_{ij}(\tau) \equiv \frac{Q_{ij}(\tau)}{\sigma_i \sigma_j} = \frac{\overline{u_i(t) u_j(t+\tau)}}{\sigma_i \sigma_j}, \quad R_{ii}(\tau) = \frac{\overline{u_i(t) u_i(t+\tau)}}{\sigma_i^2} \quad (2.42)$$

флуктуационих брзина u_i и u_j . Због касније интрепретације резултата потребно је нагласити важност релације $R_{ii}(\tau) = R_{ii}(-\tau)$. Посредством експерименталних расподела временских аутокорелационих функција у овом раду се израчунавају временске интегралне $T_{Ei}(\underline{r})$ и временске микро размере $t_{Ei}(\underline{r})$ у статистички стационарној турбуленцији

$$T_{Ei}(\underline{r}) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} R_{ii}(\underline{r}, \tau) d\tau, \quad t_{Ei}(\underline{r}) = \left[-\frac{1}{2} \partial_{\tau}^2 R_{ii}(\underline{r}, \tau) \Big|_{\tau=0} \right]^{1/2}. \quad (2.43)$$

У истраживању структуре турбуленције *спектрална* теорија заузима важно место. Међузависности спектралних и корелационих функција дефинисане су Фуријеовим трансформацијама, којима се просторно-временски домен пресликава у таласно-фреквентни и обратно, чиме се добија ближи увид у гигантски број различитих размера турбуленције, као физичког система са бесконачним бројем степени слободе. Фуријеова разлагања могу бити у времену и простору, и она се у овом раду дају само за компоненте брзинског поља. Фуријеове трансформације корелационе функције (2.35) у временско-фреквентном домену дефинишу зависности између спектралне функције $\Phi_{ij}(t, \omega)$ и корелационе функције $Q_{ij}(t, \tau)$ како следи

$$\Phi_{ij}(t, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Q_{ij}(t, \tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \Leftrightarrow Q_{ij}(t, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{ij}(t, \omega) e^{i\omega\tau} d\omega \quad (2.44)$$

где је $\omega=2\pi f$ кружна учестаност, а f фреквенција. Случај статистички *стационарне* турбуленције, која се карактерише тиме, да Q_{ij} и Φ_{ij} не зависе од времена t , садржан је у једначинама (2.44). Уствари, Фуријеово разлагање корелационе тензорске функције је двоструко, тј. по τ и t . У вези са структуром турбуленције је значајан скоро само развој по τ . Из (2.44) за $\tau=0$ следе релације

$$\langle u_i u_j(t) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{ij}(t, \omega) d\omega \rightarrow \overline{u_i u_j} = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{ij}(\omega) d\omega, \quad (2.45)$$

у којима величина $\Phi_{ij}(\omega) d\omega$ означава допринос корелацији $\overline{u_i u_j}$, који настаје од Фуријеових компоненти у фреквентном домену од ω до $\omega+d\omega$. Аналогно се просторном Фуријеовом анализом, тј. Фуријеовим развојем по просторним координатама добијају битне релације за опис структуре турбуленције. Узајамна

пресликавања из физичког простора у простор таласних бројева и обратно, дају релације

$$\Phi_{ij}(\underline{r}, \underline{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{V(\underline{\xi})} Q_{ij}(\underline{r}, \underline{\xi}) e^{-i\underline{k} \cdot \underline{\xi}} dV(\underline{\xi}) \Leftrightarrow Q_{ij}(\underline{r}, \underline{\xi}) = \iiint_{V(\underline{k})} \Phi_{ij}(\underline{r}, \underline{k}) e^{-i\underline{k} \cdot \underline{\xi}} dV(\underline{k}), \quad (2.46)$$

које повезују корелациону тензорску функцију $Q_{ij}(\underline{r}, \underline{\xi})$ са спектралном тензорском функцијом $\Phi_{ij}(\underline{r}, \underline{k})$, при чему су: $\underline{k}(k_i)$ - вектор таласног броја k , $dV(\underline{\xi}) \equiv d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3$ и $dV(\underline{k}) \equiv dk_1 dk_2 dk_3$ - елементи запремине у физичком простору и у простору таласних бројева и $\underline{k} \cdot \underline{\xi} = k_j \xi_j = k_1 \xi_1 + k_2 \xi_2 + k_3 \xi_3$.

У наредном одељку се анализирају битне међузависности корелационих и спектралних функција са пољима вртложности, кинетичке енергије турбуленције и њене дисипације.

2.5 ДИНАМИКА ВРТЛОЖНОСТИ И РЕЈНОЛДСОВИХ НАПОНА СА АНАЛИЗОМ МЕХАНИЗМА ПРЕНОСА КИНЕТИЧКЕ ЕНЕРГИЈЕ ТУРБУЛЕНЦИЈЕ

Турбулентно струјање се одликује значајним флукуацијама *вртложности*, интензивним процесима дифузије и каскадним преносом енергије од већих ка мањим вртлозима по непрекидном спектру таласних бројева. У вртлозима најмањих размера јавља се *дисипација* кинетичке енергије турбуленције, јер су у тим областима највећи како градијенти брзине, тако и брзине деформисања. При свему томе постоји суштинска међузависност поља турбулентних напона и флукуационог поља вртложности.

Просторно-временска еволуција векторског поља вртложности $\underline{\tilde{\omega}} = \text{rot}\underline{\tilde{u}}$ дефинисана је једначином вртложности. Она се добија израчунавањем ротора Навије-Стоксове једначине (2.19), која се претходно напише у сврсисходнијем облику у коме се појављује вртложност

$$\partial_t \underline{\tilde{u}} + \text{grad}\left(\frac{1}{2}|\underline{\tilde{u}}|^2\right) + \underline{\tilde{\omega}} \times \underline{\tilde{u}} = -\frac{1}{\rho} \text{grad}\tilde{p} - \nu \text{rot}\underline{\tilde{\omega}} - \text{grad}\chi \quad (2.47)$$

при чему је претпостављено да је поље масених сила конзервативно $\underline{\tilde{f}} = -\text{grad}\chi$. После израчунавања ротора сваког члана и коришћења уобичајених идентитета векторске анализе следи једначина вртложности за нестишљив флуид, тј. Хелмхолцева (Helmholtz) једначина

$$\partial_t \underline{\tilde{\omega}} + (\underline{\tilde{u}} \cdot \text{grad})\underline{\tilde{\omega}} = (\underline{\tilde{\omega}} \cdot \text{grad})\underline{\tilde{u}} + \nu \nabla^2 \underline{\tilde{\omega}}, \quad (2.48)$$

у којој је члан $(\underline{\tilde{\omega}} \cdot \nabla)\underline{\tilde{u}} = \underline{\tilde{S}} \cdot \underline{\tilde{\omega}}$ посебно значајан за динамичко понашање вртлога, јер карактерише како повећање вртложности при издужењу вртложног влакна, тако и његову ротацију.

Када се у складу са концептом Рејнолдсове декомпозиције (2.23) - (2.27) тренутни вектор вртложности $\underline{\tilde{\omega}}$ растави на средњи $\underline{\Omega}$ и флукуациони $\underline{\omega}$ вектор вртложности следе релације

$$\underline{\tilde{\omega}} = \underline{\Omega} + \underline{\omega}, \quad \langle \underline{\tilde{\omega}} \rangle = \underline{\Omega}, \quad \langle \underline{\omega} \rangle = 0, \quad (2.49)$$

при чему Ω_i и ω_i означавају осредњену, тј. средњу вртложност и флукуацију вртложности у i -том правцу, респективно. После уврштавања израза (2.23) и (2.49) у једначину (2.48) и након осредњавања сваког члана добија се једначина за средњу вртложност у векторском-инваријантном облику

$$\partial_t \underline{\Omega} + (\nabla \underline{\Omega}) \cdot \underline{U} - (\nabla \underline{U}) \cdot \underline{\Omega} = \nu \nabla^2 \underline{\Omega} + \nabla \cdot (\langle \underline{u} \underline{\omega} \rangle - \langle \underline{\omega} \underline{u} \rangle). \quad (2.50)$$

Пошто је поље вртложности соленоидно, тј. $\text{div} \underline{\omega} = 0$, онда важе релације $\nabla \cdot \underline{\Omega} = 0$ и $\nabla \cdot \underline{\omega} = 0$.

Инваријантна природа једначина континуитета, количине кретања и вртложности је значајна за практичне прорачуне. Наиме, решавање осредњених једначина турбулентног струјања повезано је са струјним просторима различитих геометрија, па се у таквим случајевима једначине пишу у оним координатама, које најбоље прате разматрану геометрију. За проблеме који се разматрају у овом раду најподеснији су Декартов правоугли координатни систем и цилиндрични координатни систем. На овом месту је, за даљу анализу, корисно једначине (2.30, 31 и 50) написати у Декартовим правоуглим координатама (x_1, x_2, x_3) , при чему се користи индексна нотација и Ајнштајнова конвенција о сабирању како следи

$$\partial_i U_i = 0, \quad (2.51)$$

$$\partial_t U_i + U_j \partial_j U_i = -\rho^{-1} \partial_i P + \nu \partial_{jj} U_i - \partial_j (\langle u_i u_j \rangle), \quad (2.52)$$

$$\partial_t \Omega_i + U_j \partial_j \Omega_i - \Omega_j \partial_j U_i = \nu \partial_{jj} \Omega_i + \partial_j (\langle u_i \omega_j \rangle - \langle \omega_i u_j \rangle), \quad (2.53)$$

где је $\partial_j \equiv \frac{\partial}{\partial x_j}$ и $\partial_{ij} \equiv \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j}$. У једначини (2.52) је занемарен утицај поља сила

\underline{F} . Задњи члан у једначини (2.53) је аналоган члану Рејнолдсових напона у једначини (2.52) за средњу брзину U_i . Дакле, он физички означава осредњено преношење ω_i услед међудејства са флукуационим брзинама u_j у правцу градијента ∂_j . Корелација $\langle \omega_i u_j \rangle$ мења средњу вртложност Ω_i једино ако постоје промене ове корелације у правцу x_j -осе. Динамика Рејнолдсових напона углавном се најчешће заснива на интеракцији брзине и вртложности. То међудојство флукуација вртложности и генерисања Рејнолдсових напона повезује динамику вртлога, тј. еволуцију вртложних структура са физичким механизмом продукције поља Рејнолдсових напона. Суштински, турбулентни напони зависе од

компонената флукуације вртложности. Наиме, поређењем Рејнолдсових једначина написаних у различитим облицима долази се до битне релације између Рејнолдсових напона и поља флукуационе вртложности

$$\langle \underline{u} \times \underline{\omega} \rangle = \text{div}(k \underline{I} - \langle \underline{u} \underline{u} \rangle) \Leftrightarrow \varepsilon_{ijp} \langle u_j \omega_p \rangle = \partial_j k \delta_{ji} - \partial_j \langle u_i u_j \rangle, \quad (2.54)$$

где је $k = \langle \underline{u} \cdot \underline{u} \rangle / 2$ - кинетичка енергија турбуленције, $\underline{\omega} = \text{rot} \underline{u}$, тј. $\omega_p = \varepsilon_{prs} \partial_r u_s$ - флукуација вектора вртложности и \underline{I} - јединични тензор. Једначина (2.54) показује да се корелације флукуација брзине и флукуација вртложности изражавају помоћу извода Рејнолдсових напона. Важно је још, с обзиром на продукцију вртложности, истаћи да члан $\partial_j \langle u_i \omega_j \rangle \equiv \langle \omega_j \partial_j u_i \rangle$ у једначини (2.53) карактерише генерисање или нестајање средње вртложности Ω_i помоћу истезања и ротације вртложних влакана услед међудејства флукуација вртложности и флукуационе брзине деформисања. Аналогни члан $\tilde{\omega}_j \partial_j \tilde{u}_i$ у једначини (2.48) је једнак нули за случај дводимензијског струјања. Тродимензијска и нестационарна поља су неопходна за стварање и одржавање турбуленције. Уочава се да се задња два члана у једначини (2.53) могу трансформисати помоћу релација (2.54), тако да се у једначини средње вртложности Ω_i (2.53) директно појављују Рејнолдсови напони, тј. њихови други изводи, који су помоћу (2.53) спрегнути са пољима средње вртложности Ω_i и средње брзине U_i . Тиме се добија ближи увид у динамику вртложности, посебно у њену продукцију и дифузију.

Претходна сажета анализа је у функцији циља ове дисертације, која садржи експериментално истраживање поља турбулентних напона и вртложности. У том смислу је потребно анализирати и једначину просторно-временске еволуције централних момената, дисипацију кинетичке енергије турбуленције и међузависност циркулације вртлога и вртложности. Доследно претходном излагању једначине се дају у инваријантно-тензорском облику, тако да једначина преноса централних момената другог реда, тј. једначина еволуције корелационог тензора $\underline{Q} = \langle \underline{u} \underline{u} \rangle = -\underline{T} / \rho$, сагласно једначини (2.33), гласи

$$\partial_t \underline{Q} + \underline{U} \cdot \nabla \underline{Q} = \underline{P} + \underline{D} + \underline{\Pi} - \underline{\varepsilon}, \quad (2.55)$$

где поједини чланови на десној страни једначине имају следећа физичка значења:

$\underline{\underline{P}}$ -тензор продукције Рејнолдсових напона, $\underline{\underline{D}}$ -тензор молекуларне (вискозне) и турбулентне дифузије, $\underline{\underline{\Pi}}$ -корелациони тензор флукуација притиска и брзина и њихових извода, $\underline{\underline{\varepsilon}}$ -тензор вискозне дисипације Рејнолдсових напона, тј. деструкције тензора $\underline{\underline{Q}} = \langle \underline{\underline{uu}} \rangle$. Ови тензори, приказани као објекти са уобичајеном тензорском алгебром, дефинисани су следећим изразима:

$$\begin{aligned} \underline{\underline{P}} &= -[\underline{\underline{Q}} \cdot \nabla \underline{\underline{U}} + (\underline{\underline{Q}} \cdot \nabla \underline{\underline{U}})^T], \quad \underline{\underline{D}} = -\nabla \cdot \langle \underline{\underline{uuu}} \rangle + \nu \nabla^2 \underline{\underline{Q}}, \\ \underline{\underline{\Pi}} &= -[\nabla \langle \underline{\underline{pu}} \rangle / \rho + (\nabla \langle \underline{\underline{pu}} \rangle / \rho)^T] + \left\langle \frac{\underline{\underline{p}}}{\rho} [\nabla \underline{\underline{u}} + (\nabla \underline{\underline{u}})^T] \right\rangle, \quad \underline{\underline{\varepsilon}} = 2\nu \langle (\nabla \underline{\underline{u}})^T \cdot (\nabla \underline{\underline{u}}) \rangle. \end{aligned} \quad (2.56)$$

Ове релације су добијене помоћу једначине (2.29) и (2.31). Наиме, одузимањем једначине средњег кретања (2.31) од једначине тренутног кретања (2.29), добија се једначина флукуационог кретања, која се најпре дијадно множи флукуационом брзином $\underline{\underline{u}}$, а потом се сабира са својим транспонованим обликом. Осредњавањем тако добијене једначине настаје једначина (2.55), са изразима (2.56). За прорачун конкретног проблема турбулентног струјања ове једначине се пишу у компоненталном облику у оном координатном систему који најбоље дефинише геометрију струјног простора. При томе су, наравно, изрази за поједине чланове различити у различитим координатним системима, али њихово физичко значење остаје исто, што ће се видети и у наредним деловима овога рада. Декартов координатни систем дозвољава сажет запис компоненталних облика, тако да се једначина (2.55) може написати како следи

$$\partial_t \langle \underline{\underline{u_i u_j}} \rangle + U_k \langle \underline{\underline{u_i u_j}} \rangle_{,k} = \underline{\underline{P}}_{ij} + \underline{\underline{D}}_{ij} + \underline{\underline{\Pi}}_{ij} - \underline{\underline{\varepsilon}}_{ij}, \quad (2.57)$$

при чему се компоненте Φ_{ij} тензора $\underline{\underline{\Phi}}$, где је $\Phi = Q, P, D, \Pi, \varepsilon$, израчунавају у Декартовим координатама помоћу релација (2.56). Како је $\underline{\underline{\Phi}} = \Phi_{ij} \underline{\underline{e_i e_j}}$ и $\underline{\underline{Q}} = \langle \underline{\underline{uuu}} \rangle = Q_{ijk} \underline{\underline{e_i e_j e_k}}$, онда се применом тензорске анализе и диференцијалне геометрије добија:

$$\begin{aligned}
P_{ij} &= -(\langle u_i u_k \rangle U_{j,k} + \langle u_j u_k \rangle U_{i,k}) \\
D_{ij} &= -\langle u_i u_j u_k \rangle_{,k} + \nu \langle u_i u_j \rangle_{,kk} \\
\Pi_{ij} &= -(\langle u_i p_{,j} \rangle + \langle u_j p_{,i} \rangle) / \rho = \langle (u_{i,j} + u_{j,i}) p \rangle / \rho - (\langle u_i p \rangle_{,j} + \langle u_j p \rangle_{,i}) / \rho \\
\varepsilon_{ij} &= 2\nu \langle u_{i,k} u_{j,k} \rangle.
\end{aligned} \tag{2.58}$$

Пошто је брзина деформисања флукуационог поља дефинисана изразом $s_{ij} = (u_{i,j} + u_{j,i})/2$, први члан у изразу за Π_{ij} представља корелацију притисак-деформација, која карактерише редистрибуцију (прерасподелу) Рејнолдсових напона помоћу флукуација притиска, док други члан означава корелације флукуација притиска и брзине, и он се често придружује члану турбулентне дифузије $D_{ij}^t = -\langle u_i u_j u_k \rangle_{,k}$ када се пише у облику $-(\langle p(u_i \delta_{jk} + u_j \delta_{ik}) \rangle_{,k}) / \rho$. Уочава се да је, у Декартовим координатама, коришћена ознака за први и други извод у облику $\partial_k(\) \equiv (\)_{,k}$ и $\partial_{km}(\) = (\)_{,km}$, да би се на овај начин наговестиле потребе за коваријантним и контраваријантним изводима вектора и тензора, као и за Ламеовим коефицијентима и Кристофеловим симболима прве и друге врсте када се употребљавају ортогоналне или уопштене криволинијске координате.

Систем диференцијалних једначина (2.30), (2.31) и (2.57) је *незатворен*, јер, сагласно изразима (2.56), у једначини (2.57) за момент другог реда $\underline{\underline{Q}} = \langle \underline{u} \underline{u} \rangle$ појављује се централни момент трећег реда $\underline{\underline{\underline{Q}}} = \langle \underline{u} \underline{u} \underline{u} \rangle$. Кључна тачка је да увек има *више непознатих него једначина*. У томе се састоји *проблем затварања* једначина турбуленције! Проблем, који је још увек нерешен.

Динамика турбуленције заснива се на динамици вртложности и кинетичкој енергији средњег и флукуационог брзинског поља. Због тога се већ анализираној једначини вртложности придружује у овој дисертацији једначина кинетичке енергије турбуленције $k = \langle q^2 \rangle / 2 = \langle \underline{u} \cdot \underline{u} \rangle / 2 = \langle |\underline{u}|^2 \rangle / 2 =$, $= \langle u_i u_i \rangle / 2 = \langle u_i^2 \rangle / 2$, која помоћу Декартових тензора добија облик

$$\begin{aligned} & \partial_t (\rho \langle \underline{u}^2 \rangle / 2) + \underline{U} \cdot \nabla (\rho \langle \underline{u}^2 \rangle / 2) = \\ & = \underline{T} : \underline{S} - 2\rho v \langle \underline{s} : \underline{s} \rangle + \nabla \cdot (-\langle \underline{p} \underline{u} \rangle + 2\rho v \langle \underline{u} \cdot \underline{s} \rangle - \rho \langle \underline{u}^2 \underline{u} \rangle / 2), \end{aligned} \quad (2.59)$$

при чему су: $\underline{T} : \underline{S} = T_{ik} S_{ki} = T_{ik} S_{ik}$, $\underline{s} : \underline{s} = s_{ik} s_{ik}$, $\nabla \cdot (\underline{u} \cdot \underline{s}) = \partial_k (u_i s_{ik})$,

$S_{ik} = (U_{i,k} + U_{k,i})/2$, $s_{ik} = (u_{i,k} + u_{k,i})/2$ и $T_{ik} = -\rho \langle u_i u_k \rangle$ у складу са једначином (2.33). На основу претходних релација једначина (2.59) гласи

$$\partial_t k + U_j \partial_j k = -\langle u_i u_j \rangle S_{ij} - 2v \langle s_{ij} s_{ij} \rangle - \partial_j \{ \langle u_j (p/\rho + q^2/2) \rangle - 2v \langle u_i s_{ij} \rangle \}, \quad (2.60)$$

где је $q^2 = \underline{u} \cdot \underline{u} = u_i u_i$, а $k = \overline{q^2}/2$ је кинетичка енергија турбуленције за јединичну масу флуида. Једначине (2.59) и (2.60) су добијене из једначине корелационих момената другог реда (2.55)-(2.58) помоћу методе контракције индекса ($i=j$), тј. поступком одређивања трага сваког појединачног тензора. Одатле следи да су и физичка значења појединачних чланова идентична. Тако лева страна једначине (2.60) изражена помоћу материјалног извода представља просторно-временску промену кинетичке енергије турбуленције k . Први члан на десној страни једначине (2.60) означава *продукцију* кинетичке енергије турбуленције, а други члан њену вискозну *дисипацију*, у складу са структуром израза (2.10). Последњи члан у једначини (2.60) карактерише турбулентну *дифузију* енергије k проузроковану флукуацијама притиска и брзине, као и молекуларну (вискозну) дифузију кинетичке енергије турбуленције.

У складу са претходним делом теоријског излагања, као и са каснијим експерименталним истраживањем, повезују се на овом месту поља брзине и вртложности помоћу *циркулације* Γ , која представља један од фундаменталних појмова у науци о струјању и техничкој пракси. Ова међузависност је дефинисана Стоксовом (Stokes) теоремом

$$\Gamma \equiv \oint_L \underline{\tilde{u}} \cdot \underline{l} dL = \iint_A \underline{n} \cdot \underline{\tilde{\omega}} dA \Leftrightarrow \Gamma \equiv \oint_L \tilde{u}_i l_i dL = \iint_A n_i \varepsilon_{ijk} \partial_j \tilde{u}_k dA, \quad (2.61)$$

где је $\underline{\tilde{\omega}} = \text{rot} \underline{\tilde{u}} = \nabla \times \underline{\tilde{u}}$ вектор вртложности. У овом раду се израчунава и анализира низструјна промена осредњене вредности циркулације на основу резултата мерења брзинског поља и његовог интегралења по површи попречног пресека цеви.

Претходним релацијама су истакнуте суштинске интеракције вртложности, Рејнолдсових напона и поља брзина деформисања. Тиме се потврђује динамичка улога међудејства флукуационих брзина деформисања и еволуције деформације вртлога у динамичким механизмима преношења енергије од великих ка малим размерама и њеној дисипацији у најмањим вртлозима. Наиме, мали део своје енергије велики вртлози губе директном дисипацијом, јер расподела енергије између вртлога подлеже принципу каскадног преноса енергије (Richardson). Нелинеарним дисипативним механизмом спектралног преноса енергије вискозна дисипација се великом брзином одвија у вртлозима најмањих размера, тј. у финим вртложним структурама које припадају области великих таласних бројева у спектру енергије турбулентног струјања (хипотезе Колмогорова, Колмогоров 1941). Вртложност малих вртлога је знатно већа од вртложности великих вртлога док је са њиховим енергијама обрнут случај. Сви ови феномени сврставају турбуленцију у јако пригушене нелинеарне стохастичке системе.

У овој глави су приказане неопходне теоријске основе, које су потребне за потпун и разумљив приказ планираних истраживања. При томе су на сажет и оригиналан начин сједињени савремено математичко оруђе и физика турбуленције. Такав сопствени прилаз заснован је на брижљиво одабраној и темељито проученој литератури наведеној на почетку ове главе. Дате математичке и физичке интерпретације биће не само обилато коришћене, већ по потреби и допуњене у наредним одељцима и деловима рада. Ту се, на пример, мисли како на примену инваријантне теорије турбуленције, тако и на феномене нелокалног, неградијентног турбулентног преноса. Показује се да је у овим случајевима веома сврсисходно објединити, на једном месту, теоријски и експериментални приступ. На тај начин, физичка интерпретација оригиналних резултата мерења добија своје право утемељење. Тим врло захтевним експериментима, експерименталним инсталцијама и уређајима, мерним техникама и методама, као и статистичкој обради експерименталних резултата посвећују се наредне три главе, трећа, четврта и пета, ове дисертације.

3 ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА ИНСТАЛАЦИЈА, ОПРЕМА И ПРОГРАМ МЕРЕЊА

У оквиру Главе 3 детаљно се описују коришћене експерименталне инсталације и мерни инструменти, програм мерења, разматрају се типови аксијалних вентилатора, њихова геометрија и уградне карактеристике. Детаљно је изложен програм мерења, величине које се директно мере, као и оне које се израчунавају на одговарајући начин. Приказан је, и поступак 3Д скенирања обртних кола аксијалних вентилатора, као и направљени софтвер за 3Д моделирање аксијалних вентилатора.

3.1 ОПИС МЕРНОГ ШТАНДА, ОПРЕМЕ И ИНСТРУМЕНАТА

У оквиру поглавља 3.1 приказане су коришћене инсталације, које су настале или модификацијом постојеће (инсталације тип А, Б и В) или изградњом потпуно нове целокупне експерименталне инсталације (тип Г). У овом поглављу је дат и преглед коришћених мерних инструмената са њиховим карактеристикама.

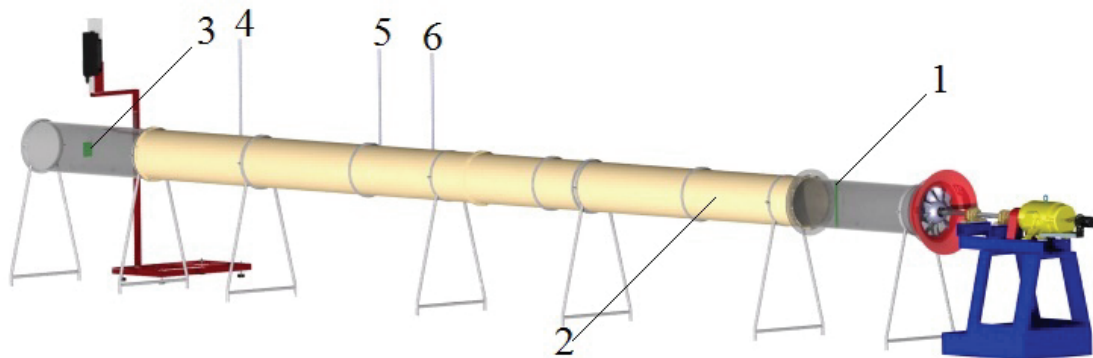
3.1.1 Мерни штанд

Експерименталну инсталацију за испитивање турбулентних вихорних струјања у Лабораторији за хидрауличне машине и енергетске системе, тада Заводу за хидрауличне машине Машинског факултета Универзитета у Београду, постављена је током истраживања Бенишека (1976). Детаљан опис инсталације и мерења је дат у оквиру радова Бенишек (1976 и 1979).

Главна мерења у оквиру ових истраживања урађена су на модификованој инсталацији, која је приказана на слици 3.1. Она се састоји од две непровидне секције од пластике свака дужине по 4m и средњег унутрашњег пречника 0,4m и две провидне секције од клирита једна дужине 1,5m и средњег унутрашњег пречника 0,405m, а друга дужине 1,38m и средњег унутрашњег пречника 0,4m. Обе деонице од клирита имају средњу дебљину зида цеви око 5mm. Провидна

деоница нешто већег унутрашњег пречника је представљала кућиште аксијалних вентилатора, па је, због одређених вибрација при раду, као и несавршености завршне израде лопатица вентилатора, па самим тим и променљивог пречника D_a при различитим угловима β_R , морала да има пречник нешто већи од 0,4m.

Укупна дужина ове варијанте инсталације, у табели 3.1. означена са „В“, је $L=27,74 \cdot D$, узимајући да је $D=0,4m$.



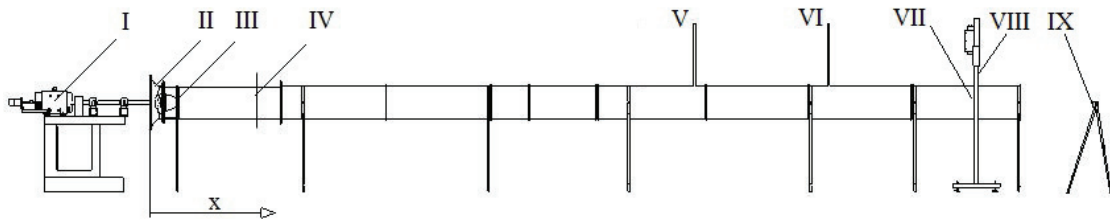
Слика 3.1 Инсталација за главна мерења, тип В, са мерним пресецима: 1- мерни пресек у коме су обављена мерења ЛДА-1 и ПИВ-1 и снимања брзом камером, 2– мерење релативног натпритиска на зиду цеви, 3- мерни пресек у коме су обављена мерења ЛДА-3 и ПИВ-3 и визуализација са димним генератором, 4- мерно место за класичне сонде, 5- позиција димног генератора за визуализацију и 6- мерно место за НВА сонде.

Позиције мерних пресека су дате у следећој табели.

Табела 3.1 Позиције мерних места (слика 3.1).

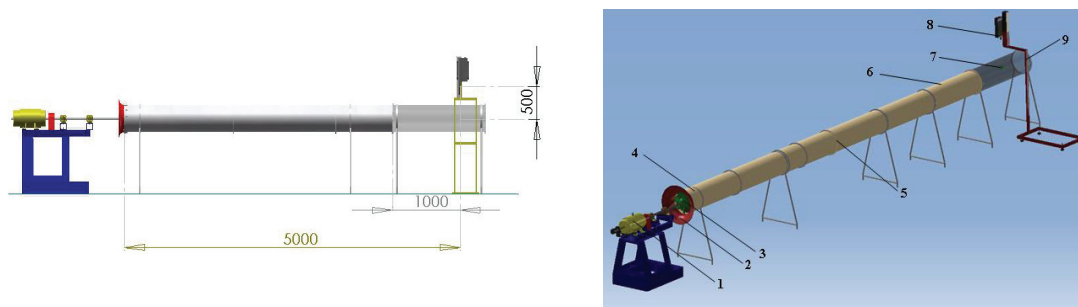
мерни пресек	1	2	3	4	5	6
x/D	3,35	6,78	26,31	21,49	17,24	15,63

Приказ наведених мерних места је дат на слици 3.2.



Слика 3.2 Експериментална инсталација за истраживање вихорног струјања у цеви иза кола аксијалног вентилатора: I- једносмерни мотор снаге 5kW, II- профилисани уводник, III- аксијални вентилатор (генератор вихора), IV- ЛДА-1 и ПИВ-1 мерна секција и место за визуализацију брзом камером, V- позиција сонде димног генератора, VI- позиција за комплет класичних сонди (мерни пресек 4), VII- ЛДА-3 и ПИВ-3 мерна секција, као и пресек за визуализацију струјања, VIII- Nd:YAG ласер, IX- дигитална камера.

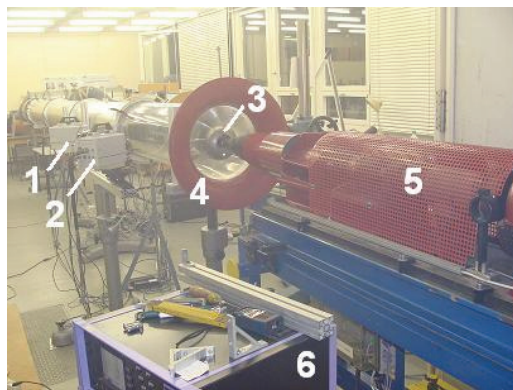
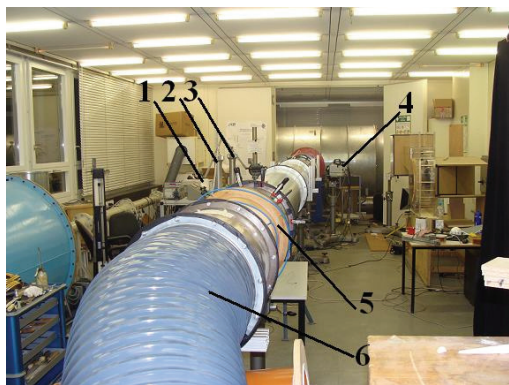
У оквиру истраживања обављена су мерења на још две различите верзије инсталације које су приказане на слици 3.3.



Слика 3.3 а) Инсталација типа А; б) Инсталација типа Б: 1-мотор једносмерне струје, 2-уводник, 3- обртно коло W, 4 и 6- непровидне секције, 5- место сита за умирење струје, 7- ПИВ мерно место, 8-Nd:YAG ласер.

На инсталацији типа А, дужине дужине $L=13,45 \cdot D$, су обављена прва мерења са вентилатором W22. На инсталацији типа Б, дужине $L=23,45 \cdot D$, је урађено калибрационо мерење за стерео ПИВ.

Инсталација типа Г, укупне дужине $22,67 \cdot D + \text{флексибилно црево}$, где је $D=0,404\text{m}$, је пројектована и изграђена на Институту за струјне машине Машинског факултета у Карлсруеу (слика 3.4).



Слика 3.4 Инсталација типа Г: а) 1- Nd:YLF ласер , 2 и 3-Бецови микроанометри, 4-брзе камере, 5- мерач протока типа Вентури и 6-флексибилно црево; б) 1-лева брза камера, 2- десна брза камера, 3- ЗП вентилатор, 4-профилисани уводник, 5-једносмерни мотор са мерачем момента и 6- мерач снаге.

На овој инсталацији су обављена мерења са брзим камерама и ласером, техником стерео анемометрије брзим снимањем просејаног флуида (САБСПФ), односно *Stereo High Speed Stereo Particle Image Velocimetry (SHSS PIV)*. Инсталација се састоји од провидне деонице дужине 1,5m, профилисаног уводника и вентилатора ЗП транспортованих из Београда. Остатак цевовода чине 3 алуминијумске деонице дужине од по 2m, средњег унутрашњег пречника од 0,404m, као и Вентуриметар и флексибилно црево. Контролисано је дихтовање и нивелација инсталације. SHSS PIV мерења су обављена само у једном пресеку и то $x/D=2,48$. Притисак на зиду мерен је помоћу огрлице која осредњава притисак узимајући вредности из четири тачке које су распоређене дуж управних праваца у пресеку $x/D=6,19$. Camere су постављене у стерео конфигурацији и то са „forward scatter“ расејањем како би се максимално искористила расејана светлост.

3.1.2 Опрема инсталације

Уводник је профилисан као Бернулијева лемниската, тачније један њен део, тако да се обезбеди униформна струја на улазу у аксијални вентилатор, што је једна од претпоставки приликом пројектовања машине.

Коришћени мотор једносмерне струје има следеће карактеристике

Тип: IC 139 2 В3

Број мотора: 374501-123347

220 V, 28 A, 5kW, S1

Побуда: 195V

Максимални број обртаја: 3000min^{-1}

Класа изолације: Б

Година производње: 1977.

ТЕМПО 140°C

C-667.52

Произвођач: Раде Кончар, СФРЈ.

Регулисање рада електромотора је вршено са трофазним, пуноуправљивим мостним контролисаним исправљачем (F.C. THYRISTOR BRIDGE, TYPE SVS-3P01), пројектованим и израђеним од стране Стојиљковића. Уређај је прилагођен за погон наведеног једносмерног мотора мале снаге за сврху ових истраживања.

Уређај има могућност регулације напона у интервалу $0\div 440\text{V}$. Исправљач је у овим експериментима повезан на једносмерни мотор од 220V . Код једносмерних мотора је напон у директној вези са бројем обртаја $U\sim n$ (отпор четкица, ...). На слободном крају вратила је постављен тахогенератор, произвођача RADIO-ENERGIE, тип REO-444 A2, сер. бр. 1047242, са показивањем $2\times 0,06\text{ V}/\text{min}^{-1}$, $I_{\text{max}}=2\times 0,09\text{A}$, $n_{\text{max}}=10000\text{ min}^{-1}$ (има два намотаја-тренутно је везан на један, а други је резервни). Значи да је показивање од 60V на дисплеју исправљача при броју обртаја 1000min^{-1} . Повратна спрега, преко тахогенератора, брзо елиминише утицај струје и мери у границама тачности од 1%. Временом расте

температура, што утиче на тачност. Дефинисани прекидачи по струји су за $I_{DC,max}=40A$.

Исправљач може да ради у два режима:

- исправљачки (погон) са мреже у мотор и
- инверторски – кочи генератор и шаље у мрежу (за турбине).

Начин рада је дат на електричној схеми уређаја.

Овако квалитетним уређајем је обезбеђена изузетна поновљивост мерења. У поглављу 4.1 су приказани резултати мерења.

Уређај за регулацију броја обртаја има четири нивоа заштите. Најосетљивији реагује на промену напона на мрежи и искључује га, активирајући један од помоћних контаката на контактору. Како је промена напона мреже била учестана и значајна јављали су се проблеми покретања погонског електромотора. Уграђивањем кондензатора капацитивности $4,7\mu F$, а потом и искључивањем првог нивоа заштите, рад је био омогућен. Интервенцијом на мрежи, напон је постао константан тако да је тај ниво заштите враћен и уклоњен кондензатор.

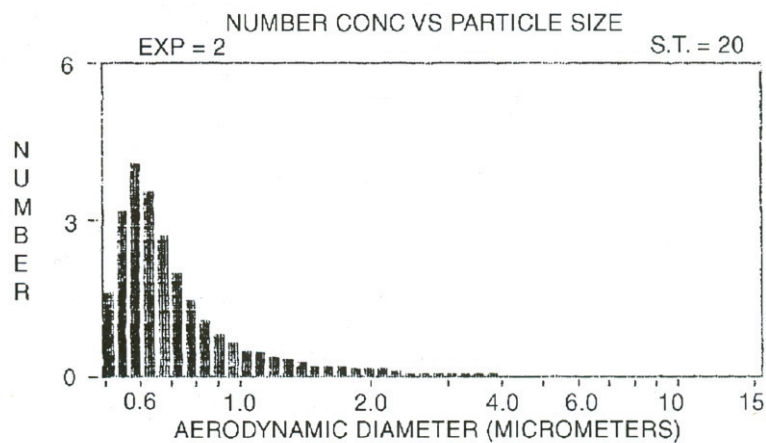
За просејавање флуидне струје при ласерској анемометрији коришћени су атомизатор и димни генератори са грејачем. Коришћена су три модела димних генератора, од чега два наведена заслужују пажњу.

Атомизатор, ејекторског типа, је генерисао честице из маслиновог уља. У следећој табели су дати подаци за проток аеросола по млазнику за различите улазне притиске, који се регулишу уграђеним регулатором притиска.

Табела 3.2 Проток аеросола по млазнику (TSI 2000).

Улазни притисак [kPa]	Излазни проток [l/min]
34,5	2,4
68,9	3,7
103	4,7
138	5,7
172	6,6
241	8,3
310	10,2
379	12

На следећој слици је дата дистрибуција честица по величини за маслиново уље, према спецификацији произвођача атомизатора.



Слика 3.5 Хистограм броја честица у функцији од пречника (TSI 2000).

Из хистограма се може видети да је највећи број честица са средњим аеродинамичким пречником 0,6 μ m.

Први је Fog generator Hurricane 1700, произвођача Chauvet. Проток дима је, према произвођачкој спецификацији 9,45m³/s. Коришћена је течност HI TECH, JBSYSTEMS са еукалиптусовим екстрактом. На њега је додат систем пластичних цеви за акумулацију дима и његову дистрибуцију.

За главна мерења је коришћен димни генератор Z-3000II Pro Fog Generator, произвођача Antari. Проток дима је, према произвођачкој спецификацији дупло

већи од претходно коришћеног модела $18,9\text{m}^3/\text{s}$. Снага грејача је 3kW . Коришћена је течност EFOG, Density Fluid, Invision. За бољу униформност просејавања је коришћен помоћни вентилатор.

Извршени су експерименти са различитим варијантама просејавања флуидне струје, од димних завеса разних боја, преко различитих течности итд., али су се димни генератори са грејачима показали најбоље за ову сврху. Димни генератор Z-3000II Pro Fog Generator је купљен, после приказа резултата мерења спроведених у овој тези, и од стране Института за струјне машине Машинског факултета у Карлсруеу. Потом је успешно коришћен и у мерењима са брзим камерама и ласером.

Стерео микроскоп модел MSZSL 5300, произвођача Krüss, СР Немачка има два пара окулара са увећањем 10x и 20x, као и додатни објектив са увећањем 2x. Поседује сочиво за увећање у интервалу 0,7 до 4,5x. Има рефлектујућу илуминацију и ротирајуће постоље. Радна дистанца је 90mm. На истоветном микроскопу је, у Лабораторији за енергетске процесе на Машинском факултету у Подгорици, прикључена дигитална камера VOPC80, максималне резолуције 3Mpix и брзине снимања 6 снимака у секунди при резолуцији $2048 \times 1536 \text{ pix}$. која је повезана са рачунаром конекцијом USB 2.0. Има и видео мод. У оквиру ове Лабораторије су обављена испитивања нове оригиналне сонде за мерења у турбулентним вихорним струјањима.

Сонда димног генератора Elven, Precision Limited, са геометријом Пито-сонде, је била позиционирана у пресеку $x/D=17.24 \cdot D$ (табела 3.1 и слике 3.1 и 3.2). Сонда се поставља у центар наведеног пресека и има грејач на врху главе где испарава парафинско уље, које се дозира изузетно прецизном пумпом. Овако генерисан дим је служио за визуализацију турбулентног вихорног струјања у пресеку ПИВ-3 осветљавањем са ласером Nd:YAG и стробоскопом.

За потребе позиционирања ПИВ камера и ЛДА ласера коришћене су линеарне вођице корисне дужине 390 mm, са могућношћу директног везивања погона на

вретено и то две типа LES 4 и једна типа LES 5, произвођача ISEL, СР Немачка. Корак навојног вретена вођице, произвођача ISEL, је 5mm са грешком позиционирања од $\pm 0,01$ mm.

Набављено је шест корачних мотора модел Japan Servo KH56QM2-951. У оквиру Лабораторије су израђени носачи од клирита и одстојници мотора од челичних пуних шипки, док су за везу између вретена линеарне вођице и мотора коришћене набављене спојнице изменљиве крутости.

Коришћен је и троосни позиционер (MITUTOYO) са ходовима по 25 mm и читавањем померања са тачношћу 0,01 mm. Позиционер има прецизно вођење, са безазорним погоном (преднапрегнутом конструкцијом) помоћу завојних вретена и навртки.

Приликом рада са ласерима су коришћене заштитне наочаре, наранцасте боје, типа Goggles Safety Nd:YAG 532, 1064, произвођача Glendale, САД.

Због високе концентрације дима, коришћене су заштитне маске произвођача JSP, Oxford, Енглеска, модел Midimask Twin од термопластичне гуме, са два симетрично постављена филтера модел P3(S), Olympus.

Коришћен је уређај за заваривање сензора на сонде са загрејаним влакнима Welding Power Generator, тип 55A12, произвођача Disa, Herlev, Данска, сер.бр. 9006A1781. Време заваривања је било подешено на 100 μ s, док је енергија заваривања била око 20mJ.

За мерења са сондама са загрејаним влакнима је набављено и направљено више уређаја (поглавље 3.2).

Додатни уређаји који су пројектовани и израђени за потребе опремања инсталције су приказани у поглављу 3.2.

3.1.3 Мерни инструменти

Атмосферски притисак је мерен помоћу барографа, тачности 1mmHg стуба, што је у складу са стандардом ISO 5802: 2001(E), тачка 6.1.1 и слично у стандарду ISO 5801:1997(E).

Релативна влажност ваздуха и температура су мерени помоћу сонде модел 0636.9760, тип сензора 0420 0019, са инструментом за читавање Testo 450, која мери температуру у опсегу од -20°C до 70°C, са тачношћу $\pm 0,4^\circ\text{C}$ за опсег од 0°C до 50°C, а за остатак опсега $\pm 0,5^\circ\text{C}$. Резолуција уређаја је 0,1% релативне влажности, а максимална толеранција је $\pm 0,06\%$ рел. влаж./°C. Наведене карактеристике уређаја су у складу са стандардом ISO 5801:1997(E), тачка 8.3. Сонда је, са показивачем, еталонирана у акредитованој лабораторији. Са овим мерним комплетом је коришћена и анемометарска сонда са крилцима пречника главе 16mm, модел 0628 0005/703, мерног интервала брзина од 0,4 до 40 m/s, тачности $\pm 0,2$ m/s $\pm 1\%$ од мерене вредности, истог произвођача Testo, СР Немачка.

Температура при калибрацији класичне сонде је мерена помоћу термопара прикљученог на мултифункционални уређај типа VC 920, произвођача Voltcraft. Тачност мерног уређаја је 0,1°C у интервалу од -40 до 40°C. Температура је упоредо проверавана и са живиним термометром тачности читавања од 0,05°C

За одређивање струјног угла (α) између вектора локалне брзине и аксијалне компоненте локалне брзине, као и мерење тоталног и статичког притиска коришћењем оригиналних класичних сонди, коришћен је Бецов микроанометар тачности 0,5mmVS. За исту сврху су коришћени и коса U-цев са алкохолом и дигитални диференцијални давачи притиска чије су ознаке и карактеристике дате у следећој табели. За калибрацију преносивог аеротунела је коришћен Бецов микроманометар тачности 0,1 mmVS, сер бр. 15446, E. Schiltknecht, Ing., Zürich, инв.бр. 2954, Маш. фак., Београд. У појединим мерењима је коришћен и Бецов

микроманометар тачности 0,2 mmVS, E. Schiltknecht, Ing., Zürich, инв.бр. 12579, Маш. фак., Београд.

Табела 3.3 Коришћени диференцијални давачи притиска фирме Testo.

Ред. бр.	Ознака давача	Δp [hPa]	Тачност	Резолуција [Pa]	Брзина узорковања [Hz]
1.	0638.1347	1	$\pm 0,3\text{Pa} \pm 0,5\%$ од читавања	0,1	1
2.	0638.1447	10	$\pm 0,03\text{hPa}$	0,1	1
3.	0638.1457	100	$\pm 0,1\text{hPa}$ до 20hPa	1	1

Наведени давачи притиска су повезани са логером модел Testo 400, а он са компјутером, тако да је вршено осредњавање у времену. За аквизицију и обраду података је коришћен комерцијални софтвер Comfort Software вер. 3.4, SP 5, шифра 0554.0830, произвођач Testo.

Статички притисак на зиду цеви је, у случају инсталације В, мерен помоћу диференцијалног давача притиска модел Testo 525, са распном 0-25mbar, са тачношћу од 0,1% од пуне скале и брзином узорковања 5Hz. Овај електронски микроманометар има уграђен пиезорезистивни сензор. Прикључак за мерење притиска на зиду цеви је направљен од цевчице дужине 10cm и пречника 10mm на чијем се врху налази гумени наглавак који обезбеђује дихтовање приликом мерења.

На инсталацији типа Г статички притисак на зиду је мерен помоћу Бецовог микроманометра.

За одређивање броја обртаја вентилатора коришћена су следећа три мерна инструмента.

Дифузна рефлексна фотоћелија, типа МДС-20НЛ1/П, произвођача ИХТМ-ЦМТМ Центар за микроелектронске технологије и монокристале, Београд. Ради у инфрацрвеном (ИЦ) подручју и има два излаза. Предајник је ИЦ диода, а пријемник ИЦ фото-транзистор. Предајник шаље импулсно модулисан, усмерен

ИЦ сигнал, који се рефлектује од предмета и враћа до пријемника, где се детектује и претвара у одговарајуће логичко стање на излазу. Фотоћелија је израђена од висококвалитетног материјала у технологији интегрисаних кола, која обезбеђују дуготрајан и поуздан рад. Има елоксирано алуминијумско кућиште заливено у одговарајућу пластичну масу. Фотоћелија је постављена на управном растојању од 20mm од вратила тако да сензори под правим углом „гледају“ маркер који је постављен по обиму вратила. Маркер има два дела светли (рефлектујући, жуте боје) и мат (црни). Израђен је и посебан носач са могућим подешавањем растојања фотоћелије од вратила. Сигнална, црвена LED диода на фотоћелији, јасно светли кад испред ње пролази светли део маркера, а потпуно је угашена за црни део. Основна учестаност импулса фотоћелије је око 2kHz, тако да систем испуњава захтев за мерење брзине од 10 000 min⁻¹. Најмањи мерљив број обртаја је 3 min⁻¹. Фотоћелија је повезана на бројач MPI 05, сер. бр. S/N 0012-2005, истог произвођача. Преко редних стезалки бројач се прикључује на мрежу 220V, 50Hz. Фотоћелија је коришћена и током свих мерења.

У току мерења је коришћен и стробоскоп типа Drelloscop 3009, сер. бр. SN 1356 A 0510, са ручном лампом типа HL 4090, произвођача Drello, CP Немачка. Овај стробоскоп је микропроцесорски контролисан који може да има примену у различитим областима стробоскопије. Дозвољава посматрање брзих и спорих периодичних кретања, као и мерење фреквенције. Може да се контролише и генератором импулса када могу да се посматрају и непериодична кретања. Трајање осветљаја лампе коришћене у овом стробоскопу је 10µs. Мерни интервал фреквенција је од 30 до 25 000 min⁻¹. Интензитет светлости лампе је такође микропроцесорски контролисан и довољан је приликом мерења у просторији са нормалним амбијенталним осветљењем. Тачност кварцне временске базе је 0,001%. Енергија осветљаја је 0,35Ws Joule/flash зависно од подешеног опсега фреквенције лампе. Површина осветљења на удаљености од 0,5m је око 210x150mm, а на удаљености од 1m је 400x300mm. У оквиру упутства за употребу је приложена и крива дистрибуције светлости на растојању до 1,25m.

За одређивање броја обртаја коришћен је и дигитални ласерски/контактни тахометар, типа DT-2236 C, сер. бр. S 270415, произвођача Sinometer. Има микрокомпјутер LSI-кола и кварцну кристалну временску базу. Опсег мерења је од 0,5 до 100000 min⁻¹. Тачност мерења је $\pm(0,05\% + 1 \text{ цифра})$. Овај уређај има могућност и конктактног и безконтактног мерења. На објекат снимања се постави маркер који се циља ласером. У овом случају то је била високо рефлектујућа фолија, која је била постављена на једну лопатицу обртног кола, а друга је провере ради, постављена уздужно на вратило. Удаљеност приликом мерења је 50 до 150mm, док максимално удаљење износи око 300mm, зависно од амбијенталне светлости, као и код других оптичких тахометара.

Електричне величине су мерене на следећи начин. Како је улазна електрична снага у ротор електромотора (P_r) једнака производу струје кроз ротор (I_r) и напона на улазним прикључцима ротора (U_r), то је снага мерена посредно помоћу амперметра и волтметра. Ове величине се мере помоћу уређаја класе тачности 0,2, са различитим распонима мерне скале. То су прецизни волтметар за једносмерну струју, сер. бр. 040208, инв. бр. 1595/71, Маш. фак., Београд и прецизни амперметар за једносмерну струју, сер. бр. 040143, инв. бр. 1546/71, Маш. фак., Београд, произвођач Искра, СФРЈ. За уређаје ове класе тачности, према претходно наведеном стандарду ISO 5801:1997(E), тачка 10.3.3 у вези са електричним мерним инструментима, и одговарајућим IEC стандардима, калибрационе корекције нису потребне.

Мерења у пресеку 4 ($x/D=21,49$) су извршена са мерним комплетом класичних сонди, које су направљене и први пут употребљене у оквиру истраживања Бенишек (1976). Геометрија и поступак мерења параметара турбулентног вихорног струјања у цевима са сондом за мерење угла струјања (α) и комбинованом Прантловом сондом са и без наглавка је детаљно описан у радовима Бенишек (1976 и 1979), као и у Benišek и сар. (2010).

Стерео Анемометрија Снимањем просејаних Честица (САСЧ или СПИВ), одн. енг. *Stereo Particle Image Velocimetry (SPIV)* је примењена у мерним пресецима ПИВ-1 и ПИВ-3. Коришћен је комерцијални систем произвођача TSI, САД.

Компоненте система су:

1. ласер Nd:YAG (итријум алуминијум гранат допиран са атомима неодијума), модел Laser Pulse Solo Mini Dual Nd:YAG, модел YAG30-15, максималне снаге 30mJ/пулсу, таласне дужине светлости 532nm, и учестаности рада 15Hz;
2. синхронизатор (модел Laser Pulse Computer Controlled Synchronizer 610034), који генерише TTL сигнал за ласерске бљескалице, тј. лампе и Q-прекидаче, камере и аквизициону карту. Има улаз за спољшње TTL окидачке сигнале, као и могућност екстерног тригерисања. Временска резолуција је 200ns;
3. оптика за ласер и то сферична сочива са жижама од 500 и 1000mm, као и цилиндрична сочива са жижом од -25 и -15mm, што одговара угловима ширења од 14° и 25° редом;
4. две камере са CCD (Charge Coupled Device) сензором, модел Power View Pulse 2MP, 630057, са резолуцијом 1660x1200 пиксела, ниског нивоа шума, 12-битни излаз, 32 снимка у секунди, објективом 50mm/F1,8 и 64-битним интерфејсом;
5. мета за калибрацију;
6. софтвер за прикупљање и обраду података, INSIGHT 3G;
7. софтвер за приказивање резултата Tecplot;
8. атомизатор са шест млазница, модел Six-Jet Atomizer 9306. За маслиново уље, које је коришћено, индекс рефлексије је 1,47, средњи пречник честица је мањи од $0,6\mu\text{m}$ и излазна концентрација честица је $4 \cdot 10^6$ честица/cm³;
9. механизми за подешавање камера у Scheimpflug позицију за стерео мерења.

За рад атомизатора је коришћен клипни компресор произвођача Енергоинвест Трудбеник, Добој, год. 1981., са максималним притиском од 10bar, ефективним протоком од 800l/min, запремина боце од 460l. На компресор је уграђен и регулатор притиска са издвајачем влаге.

Једнокомпонентна ласер Доплер анемометрија (ЛДА), одн. енг. *Laser Doppler Anemometry (LDA)*, је примењена у мерним пресецима где и САСЧ, односно ЛДА-1 и ЛДА-3, док је двокомпонентна ЛДА примењена само у пресеку ЛДА-3.

Оба коришћена ЛДА система имају назив Flow Explorer Mini LDA, произвођача Dantec, Данска, али су им ласерске сонде, као и процесори различити. Карактеристике коришћених ЛДА система су дати у следећој табели. Оба система користе софтвер BSA Flow Software за прикупљање и обраду података и имају Брагову ћелију.

У табели 3.4 је уочљива и разлика у величини мерне запремине при коришћењу исте оптике, што је последица различитих пречника зрака од 2,5mm и 2mm. Приликом коришћења сочива са већим фокусом, излазни угао је био мањи, па је самим тим мерна запремина већа.

Мерни опсег зависи од растојања између интерференционих линија што зависи од коришћеног сочива.

Мерна несигурност се даје за цео систем, укључујући и процесор и сочиво, у калибрационом сертификату. Калибрациони фактор има номиналну вредност за систем са F60 процесором 3,9 [m/s/MHz]. Тачна вредност се даје на калибрационом сертификату, одакле је 3,353 [m/s/MHz] за црвени ласер и 3,917 [m/s/MHz] за инфрацрвени при коришћењу сочива 300. За случај сочива од 750 mm жижне даљине, је 8,405 [m/s/MHz] за црвени ласер и 9,732 [m/s/MHz] за инфрацрвени. Што је већи фокус сочива, веће је растојање између интерференционих линија, па је и мерна запремина већа као што је већ речено. Процесор F60 дозвољава могућност проширења опсега брзине.

Поларизација црвеног ласера у двокомпонентном систему је управна на раван ласерских зрака. Поларизација ласера из инфрацрвеног домена је паралелна равни у којој су ласерски зраци.

Табела 3.4 Карактеристике једнокомпонентног и двокомпонентног ЛДА система.

ЛДА систем	Једнокомпонентни	Двокомпонентни			
Сигнал процесор	BSA F30	BSA F60			
Својства	1. 8-битно узорковање Доплеровог сигнала 2. FFT процесирање сигнала 3. мрежни интерфејс				
Ласер (диодни)					
Снага [mW]	35	68,1	67	76,5	68,2
Таласна дужина [nm]	660	660	785	660	785
Фокус [mm]	300	300	300	750	750
Пречник зрака [mm]	2,5	2	2	2,6	2
Растојање зрака [mm]	60	60	60	60	60
Бр. интерференционих линија	30	38	38	29	38
Растојање интерф. линија [mm]	3,277	3,316	3,945	8,257	9,82
Мерна запремина [mm ³]	0,1013x0,1008x1,013	0,1267x0,1261x1,267	0,1507x0,1499x1,507	0,2426x0,2424x6,065	0,3751x0,3748x9,378
Максимална брзина [m/s]	27***	212	212	528	528
Мерна несигурност [%]	0,1	0,002*/0,07**	0,002*/0,07**	0,002*/0,07**	0,002*/0,07**

*Вредност представља процентуални износ од мереног брзинског интервала који се подешава приликом мерења. Маскимални интервал током мерења је био 70m/s.

**Мерна несигурност за цео мерни систем.

***Ограничење због аквизиционог система.

Главни делови система са брзим камерама и ласером за HSS PIV су ласер Darwin Duo-527-100-M, произвођача Quantronix, и две брзе камере модел FASTCAM SA4, произвођача Photron. Систем, попут наведеног система са карактеристикама за спорија снимања, има и синхронизатор, одговарајућу оптику, софтвер и сл.

Ласер је типа Nd:YLF (итријум литијум флуорид допиран са атомима неодијума, одн. Neodymium-doped yttrium lithium fluoride). Има два независна и идентична осцилатора и једну главу, диодно је пумпан, просечна снага је 100W на 3kHz. Има укупну енергију по пулсу од 60mJ, док је ширине пулса 170ns. Таласне дужина

светлости је 527nm, са максималном учестаношћу рада до 10kHz. Могућа је потпуна контрола пулсева. Два идентична осцилатора пружају могућност временског и просторног упаривања пулсева, што је од значаја за корелације снимака.

Коришћене камере постижу максимално 3600 слика у секунди са максималном резолуцијом камере од 1MPix (1024x1024). Имају меморију од 8GB, што омогућава снимање 5457 снимака при пуној резолуцији. Сlike се депонују на компјутер после завршеног експеримента мрежним каблом. Коришћена су два објектива Canon EF 85mm f/1.8 USM монтирана на аутоматизован EOS Rings. За просејавање је коришћен исти димни генератор Antari Z3000II, са течношћу “Heavy Fog”.

За брза снимања у Лабораторији је коришћена дигитална камера Casio Exilim Pro EX-F1, 12x оптички зум, 36-432mm, 35mm еквив., са максималном брзином снимања од 1200 снимака у секунди.

За визуализацију са ласером Nd:YAG и наведеним стробокопом, као и снимање фотографија инсталације, уређај и др. коришћена је дигитална камера модел DSC-N3, произвођача SONY, са 10x оптичким зумом, објективом F/3.5-4.4, максималном резолуцијом 8.1MPix и брзином снимања од свега 30 слика у секунди.

За приказ ПИВ и ЛДА података коришћен је комерцијални софтвер Tecplot Focus Bild 10.2-1-017, 2006.

3.2 КОНСТРУИСАЊЕ И ИЗРАДА НОВИХ УРЕЂАЈА У ЦИЉУ РЕАЛИЗАЦИЈЕ ПРОГРАМА МЕРЕЊА

У оквиру поглавља 3.2 приказани су конструисани и израђени нови уређаји потребни за реализацију експерименталних истраживања. Посебан осврт је направљен на уређаје за репарацију сонди са загрејаним влакнима, као и на прецизно позиционирање.

3.2.1 Дорада експерименталне инсталације

У оквиру експерименталних истраживања у области ласерске анемометрије урађено је више модификација инсталације што је дато у опису инсталације и типова А, Б, В и Г. Овде се истиче да су на постојећој инсталацији за испитивање турбулентних вихорних струјања на потису аксијалних вентилатора у Лабораторији за хидрауличне машине и енергетске системе Машинског факултета у Београду (Лабораторија), која потиче из истраживања Бенишека (1976 и 1979), урађене две провидне цевне деонице дужине 1,5m и 1,3m. Друга цевна деоница је дорађена са шупљом кутијом која је испуњавана глицерином који има исти индекс преламања светлости као и коришћени клирит.

Целокупно нова инсталација је изграђена на Институту за струјне машине Машинског факултета у Карлсруеу (поглавље 3.1).

На самој инсталацији је уграђен наведени тахогенератор, као и тиристорски регулатор броја обртаја вентилатора. За ту прилику је урађен носач тахогенератора, као и флексибилна, али без проклизавања веза између његове и осовине једносмерног мотора.

Носач мотора је анкерисан за под Лабораторије. На носачу мотора је уграђен клизајући механизам са ручкама са могућношћу померања целог склопа колорвратило, лежајевима-мотор-тахогенератор. Ово је омогућило одличну организацију

мерења, лакшом заменом обртних кола, без померања инсталације и поновних калибрација за СПИВ или позиционирања за ЛДА.

Израђен је умиривач струје од лима према АМСА стандарду. Уграђен је у инсталацију типа Б при ПИВ тест мерењима.

На пластичној цеви, уз прирубницу, направљен је отвор за носач мете за ПИВ калибрацију.

3.2.2 Дорада обртних кола

Извршена је модификација главчине вентилатора ЗП, како би се могла монтирати новоизрађена наструјна капа.

На главчини SP вентилатора су извршене модификације због везивања са вратилом преко клина. Због монтирања наструјних капа на вентилаторима SP и W су израђени различити елементи за везу обртних кола и вратила.

Израђене су по две наструјне капе за вентилаторе SP и W. Први вентилатор је набављен у оквиру израде тезе (поглавље 3.3). Набављена су и два обртна кола аксијалних вентилатора тип AV 040 и једно без ознаке, фирме Термовент.

3.2.3 Израда помоћних уређаја при инсталацији

Ради боље контроле нивоа осветљења у одређеној мерној позицији конструисан је и урађен помични параван од алуминијумских профила пресека 40x40 mm димензија у основи 1,58x1,78m и висине 2,56m, са антистатичким точковима. На носећу конструкцију су постављени црни застори од кепера, који се могу и преклапати. Истоветни застори су постављени и на под, због значајних рефлексивних и на врх конструкције. Застори су претходно припремљени порубљивањем и нитовањем. Овако је формирана права мрачна комора, која елиминише утицај амбијенталног светла и појаву могућих сенки, које су од значаја за тачност

мерења. На овај начин се елиминише и непожељно ласерско зрачење и рефлексије и остварују и мере заштите на раду.

У смислу обавештавања студената и пролазника су урађени и панои за обавештавање и знаци упозорења за стриктну примену мера заштите на раду због изузетне штетности зрачења ласера четврте категорије.

За потребе ваљаног позиционирања димног генератора по висини, са могућношћу ротације око своје осе, модификован је постојећи носач са кружном основом.

3.2.4 Израда позиционера мете, ласера и камера

Прецизно позиционирање ласера и камера је обављано помоћу линеарних вођица наведених у поглављу 3.1.

Два постојећа сталка, челичне конструкције са кружном основом су модификована за прихват линеарних вођица. Носачима је уграђена могућност нивелације на три ослонца. Носачи омогућавају грубо подешавање по висини, као и фино подешавање помоћу монтираних вођица. За колица вођице су везивани алуминијумски носачи направљени спајањем профила. За профил је, потом, везивана алуминијумска плоча која представља носач камере или диодног ласера за ЛДА. Приликом ЛДА мерења ласер је монтиран на двоосну вођицу због прецизног позиционирања мерне запремине.

За постављање камера у Scheimpflug позицију при стерео ПИВ мерењима, једно од варијантних решења је „П“-носач од алуминијумских профила, као и специјално израђених раванских елемената од дуралуминијума.

Друго варијантно решење за стерео ПИВ Scheimpflug поставку је помоћу равне алуминијумске плоче на чије крајеве се монтирају две камере са механизмима за ротацију. Уграђени механизми имају могућност независне ротације равни CCD сензора и објектива како би се омогућило адекватно позиционирање. Сличан

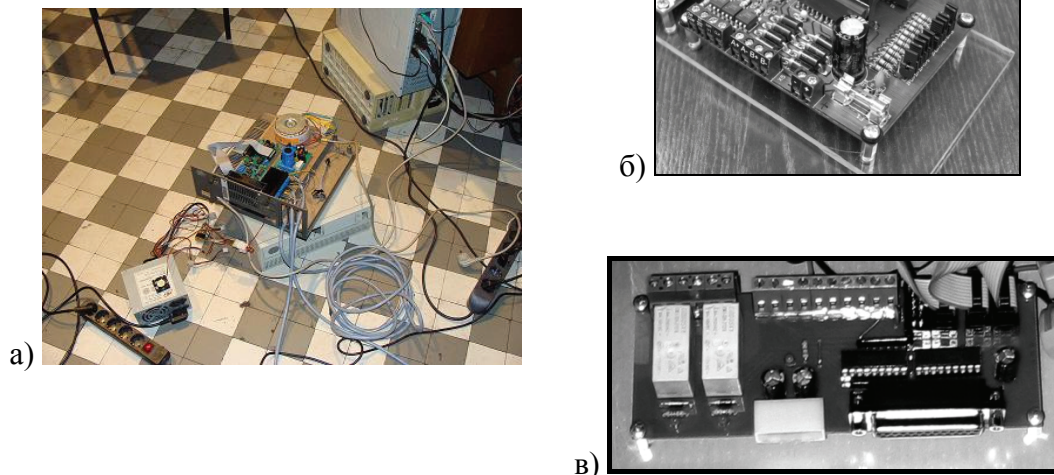
механизам, аутоматизован до нивоа аутоматског фокусирања је коришћен и са брзим камерама на инсталацији Г. Механизам је показивао извесне мањкавости при фокусирању због празног хода који се јављао при кретању у супротном смеру.

Аутоматизација позиционирања ласера и камера је обављена монтирањем корачних мотора, помоћу еластичне спојнице одговарајуће крутости, на вретено линеарне вођице. За електрични погон корачних мотора су набављени специјални оклопљени каблови са четири појединачно изоловане жице. Израђена је серија од пет носача за корачне моторе и њихову везу са линеарном вођицом.

Коришћене су две варијанте система за контролу корачних мотора, и то за три осе. Оба комплета су изведена у домаћој изради. Први систем је набављен у деловима, од произвођача NC-Step, СР Немачка (слика 3.6а). Као трајно решење је усвојен други концепт који је преживео бројна тестирања и који се и овде показао као изузетан. За управљање је служио бесплатан софтвер EMC2, који ради под Ubuntu Linux-ом.

Други систем је израђен и интегрисан од стране фирме ВИВИС индустријски системи д.о.о. Систем се састоји од микростеп драјвера за корачне моторе, модел YD1-2 (слика 3.6 б), и интерфејс картице, модел T1 (слика 3.6 в). Драјвер има максимални напон напајања од 34V и максималну струју од 3A по фази. Избор микрокорака (1/1, 1/2, 1/8, 1/16) се врши помоћу DIP микропрекидача на плочици драјвера.

T1 интерфејс картица намењена је повезивању до четири YD1-2 микростеп драјвера корачних мотора на паралелни порт рачунара или неког другог уређаја који поштује распоред пинова и TTL напонске нивое. У оквиру тезе су повезана три драјвера. Картица користи напајање рачунара са којим се повезује каблом и стандардним 4-пинским MOLEX конектором за периферијске уређаје који обезбеђује +5V/+12V. Картица се са драјверима повезује помоћу четири IDC2x5M конектора.

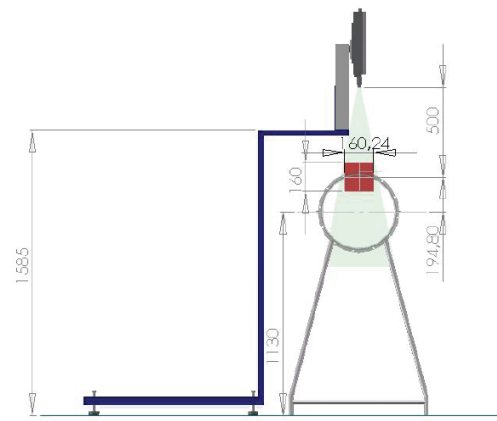
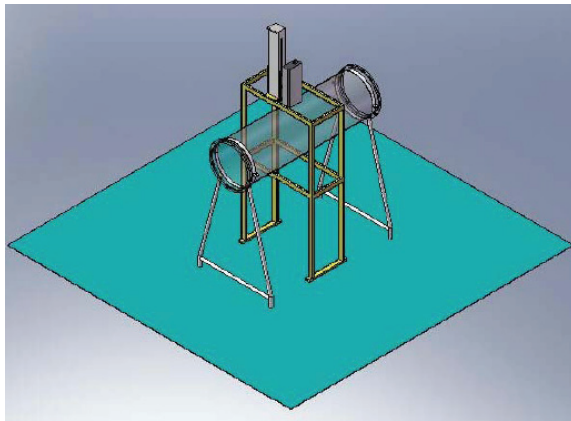


Слика 3.6 Два система за покретање корачних мотора: а) NC-step, K-MOT: б) YD1-2 микростеп драјвер за корачне моторе и в) T1 интерфејс картица.

Кабловима су повезани и постојећи прекидачи на линеарним вођицама како би се одредиле крајње позиције, што је било од значаја приликом поновног укључења система.

Носач мете је имао разна варијантна решења. За потребе позиционирања мете у односу на ласерски сноп у попречном пресеку цеви израђена су и три сталка од стиропора различитих висина (слика 4.40а). Позиционирање мете у попречном и вертикалном меридијанском пресеку 3 је вршено помоћу угаоника у облику заварене констукције. Провлачен је кроз израђени отвор на непровидној цеви. Позиционирање мете на инсталацији Г је вршено помоћу алуминијумских профила који су сложили и као вођице и као граничници и одстојници. Тачна позиција мете је одређивана ласерским даљиномером, док је нивелација вршена прецизном либелом од 0,4mm на 1m.

Првобитна конструкција носача Nd:YAG ласера је била модификација носача сонди са загрејаним жицама (слика 3.7), која је направљена у оквиру дисертације Лечић (2003). То је заварена конструкција од кутијастих профила димензија 20x40mm.



Слика 3.7 Носач Nd:YAG ласера: а) Првобитна конструкција и б) Нова конструкција.

Носач Nd:YAG ласера је урађен као заварена конструкција са уграђеним антистатик ногицама и сферним зглобом. Накнадно су уграђени косници због повећања крутости носача. Пре израде су разматрани крајњи положаји ласера са применом одговарајућих вођица.

3.2.5 Уређај за репарацију сонди са загрејаним влакнима

Уређај за репарацију сонди са усијаним влакнима је рађен према изведеном уређају Вукославчевића. Детаљнијом разрадом идеје уређај добија и на својој мултифункционалности Лечић и сар. (2008).

Функционални захтеви, који су постављени у фази пројектовања овог уређаја су:

- прихват електроде,
- прихват сонди са телом држача квадратног пресека од 6 x 6 до 16 x 16 mm,
- прихват влакна, претходно очишћеног и стегнутог у алуминијумску фолију,
- електрична изолација свих елемената који су под напоном у фази заваривања влакна,
- могућност позиционирања држача влакна, влакна и електроде по више линијских праваца и око довољног броја оса, сагласно захтевима различитих конструкција мерних сонди,
- конфигурација која допушта једноставно постављање под објектив стерео микроскопа и
- допуштен мањи број кретања којима се остварује грубо позиционирање (без континуално остваривог померања у фази заваривања).

У складу са овим захтевима пројектован је и направљен комплексан уређај за позиционирање, приказан на следећој слици. При конципирању је прихваћена логика да се један део подсклопова набави од специјализованих произвођача ових модула, а да се преостали модули реализују у сопственој режији.

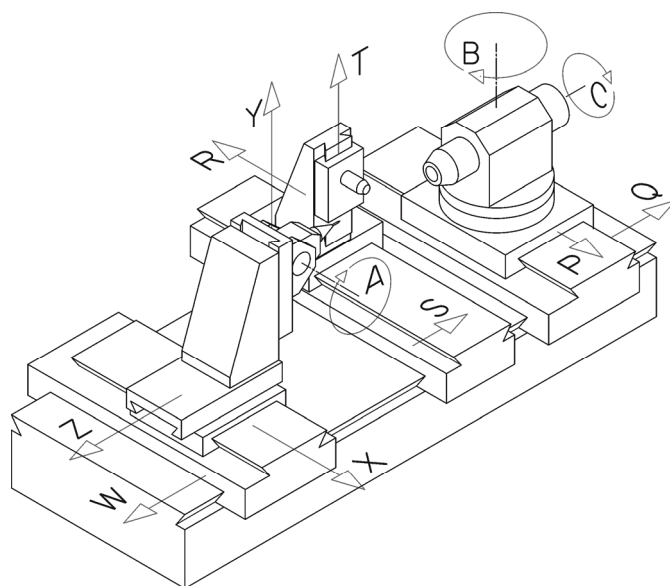


Слика 3.8 Уређај за репарацију мерних сонди у радној позицији са стерео микроскопом.

Као основа је послужио базни модул стоних CNC глодалица за гравирање (ISEL), са вођицама, и погоном преко завојног вретена и навртке. Од готових модула коришћен је и троосни сто за позиционирање (MITUTOYO) и два клизача са вођицама и завојним вretenом (HAIN+KOLB). Остали модули, су тако пројектовани, да се њима прилагоде.

Изведено решење уређаја за позиционирање допушта померање сонде, електроде и влакна по укупно 15 степени слободе, од којих су 6 обртна кретања а преосталих 9 транслаторна. Од свих степена слободе за њих 8 је могуће континуално померање при раду, а преосталих 7 се претходно позиционира и осигурава у жељеном положају. Сва померања се остварују ручним погоном.

На слици 3.9 су поједностављено показане основне функционалне целине уређаја, са усвојеним ознакама за поједина кретања. На скици нису показане ротације сферног зглоба хватаљке влакна.



Слика 3.9 Основни модули и степени слободе уређаја за позиционирање.

Носач сонде

Сонда се поставља у пинолу држача сонде. Прихват сонде се врши двојачко. Један начин је да се користи подсклоп са опругом и еластичном конусном чауром са уздужним прорезима слично прихвату мањих глодала код машина алатки. Други начин је да се тело дршке сонде ставља у два полуцилиндра, који се увлаче у шупљину пиноле и радијално причвршћују вијцима. Оба начина подразумевају електрично изоловање, јер су и чауре и полуцилиндри израђени од полиамида. Отвор пиноле допушта прихват без ограничења у погледу дужине дршке сонде.

Поједина кретања сонде која се остварују уређајем за позиционирање су:

- Q Прецизно вођење и погон преко завојног вретена и навртке са рецикулацијом куглица (ISEL) (Фино позиционирање у уздужном правцу);
- P Прецизно вођење и беззасорни погон преко завојног вретена и навртке

- НАНН+KOLB (Фино позиционирање по попречном правцу);
- В Базна ротација, око вертикалне осе, носача сонде са клизним улежиштењем и погоном помоћу пужног пара (Фино позиционирање);
- С Обртно кретање пиноле држача сонде око сопствене (хоризонталне) осе, са клизним улежиштењем и блокадом (Грубо позиционирање).

Носач електроде

Електрода се поставља у отвор месингане чауре, а радијално се за њу причвршћује помоћу два наспрамно постављена вијка. Један од вијака истовремено служи за причвршћивање стопице кабла којим се доводи струја на электроду. Чаура са електродом се преко једне пластичне чауре поставља у отвор модула који изводи обртно кретање око хоризонталне осе.

Поједина кретања електроде која се остварују уређајем за позиционирање су:

- W Базна translација . Грубо позиционирање дуж жљебова на постољу и на профилима за везу са постољем;
- X,Y,Z Троосни позиционер (MITUTOYO) са наведеним карактеристикама;
- A Нагибно кретање електроде. Фино померање. Клизно улежиштење. Погон помоћу пужног пара.

Носач влакна

Кратки комад влакна се, заједно са пресавијеном алуминијумском фолијом, која је коришћена за његово придржавање у фази чишћења, стеже у штипаљку носача влакна. Задњи крај штипаљке се завршава сферним зглобом. Ради избегавања уношења већих сила у ову нежну конструкцију отварање штипаљке се остварује челичним ужетом са оклопом и опругом. Електрична изолација је остварена ламелама од витропласта, које држе челичну куглу сферног зглоба.

Поједина кретања влакна која се остварују уређајем за позиционирање су:

- S Базна translација за грубо уздужно позиционирање. Вођење по

жљебовима базног модула целог уређаја. Блокада помоћу бочних вијака;

R Fino попречно померање. Вођице преднапрегнуте (танкозида месингана цев по жљебовима профила од елоксираног алуминијума). Погон помоћу завојног вретена и навртке;

T Прецизно вођење и безззорни погон преко завојног вретена и навртке HAHN+KOLB (Фино позиционирање по вертикалном правцу);

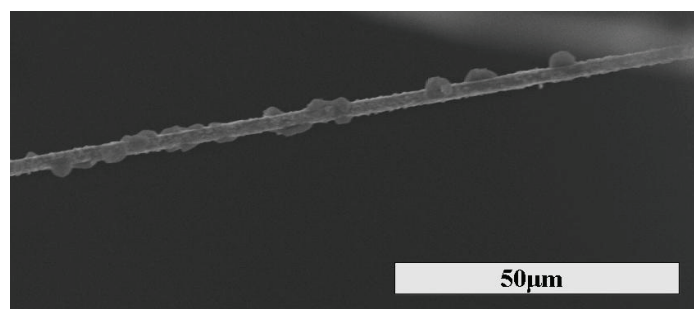
D¹⁾ Грубо позиционирање држача влакна око вертикалне осе. Блокада вијком и еластичном обујмицом;

E,F¹⁾ Ротације сферног зглоба на коме се налази хватаљка за влакно. Преднапрегнута веза кугле и две бочне ламеле у вуду виљушке.

3.2.6 Уређај за припрему и заваривање сензора

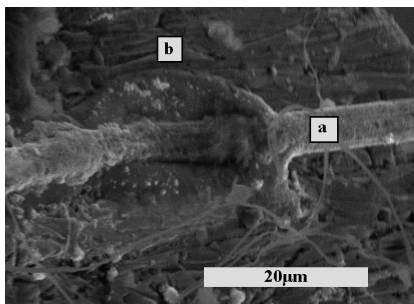
Уређај за припрему сензора

Сензори се израђују поступком Wollaston, где је сензор пречника 2,5 μm заштићен омотачем од сребра. Сребро се уклања специјалним електролитичким поступком у 10% раствору азотне киселине. У оквиру тезе је усвојен и овај поступак припреме сензора. Урађено је испитивање сензора после чишћења наведеним поступком помоћу електронског микроскопа Scanning electron microscope (SEM). Изглед сензора је дат на следећој слици.



Слика 3.10 Сензор од легуре платине и родијума снимљено SEM-ом са увећањем 850 пута.

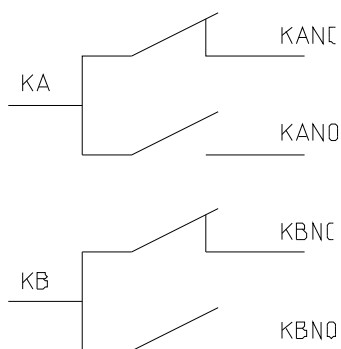
Изглед завареног споја сензора и носача је дат на примеру комерцијалне сонде DANTEC 55P12 HW. Сензор је легура платине и тангстена пречника $5\mu\text{m}$, што је дупло више од сензора приказаног на претходној слици. Увећање SEM микроскопа је 1800 пута.



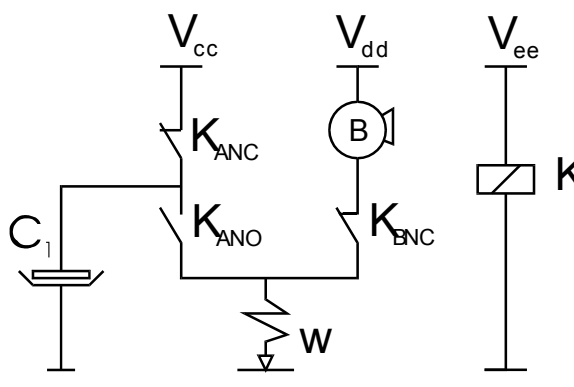
Слика 3.11 Изглед завареног споја: а-сензор и б-носач.

Уређај за заваривање сензора

У току рада на тези је израђен и уређај за заваривање сензора на сонде са загрејаним влакнима. Реализовани уређај служи за заваривање сензора за крајеве носача (тзв. пронгове) брзим пражњењем електролитичког кондензатора кроз платински сензор. Енергија која се ослободи пражњењем кондензатора тренутно загрева платинску жицу и она се заварује за носач. Основа радног кола је радни кондензатор C_1 и релеј K са 2 пара контаката K_A и K_B (DPDT релеј, слика 3.12).



Слика 3.12 DPDT релеј.



Слика 3.13 Схема кола.

Схема кола је дата на претходној слици. Контакт K_A спаја радни кондензатор C_1 наизменично на напон пуњења V_{cc} и масу преко платинске жице W . Контакт K_B спаја платинску жицу W на зујалицу B која даје звучни сигнал о контакту.

Намотаји релеја K („шпулна“) напајају се напоном V_{ee} (12 VDC) преко ножног прекидача. Када релеј није активан, радни кондензатор C_1 је преко контакта K_{ANC} спојен на напон V_{cc} и пуни се.

Истовремено, негативни крај зујалице је преко контакта K_{BNC} спојен на платинску жицу. Зујалица ће се активирати када платинска жица оствари контакт са носачем, спојеним на масу. Тада је потребно активирати ножни прекидач.

Активирањем релеја K преко ножног прекидача доћи ће до тренутног одвајања контаката K_{ANC} и K_{BNC} и спајања контакта K_{ANO} . Деактивацијом контакта K_{ANC} , кондензатор C_1 се одваја од напона пуњења V_{cc} , а активацијом контакта K_{ANO} спаја на масу преко платинске жице. Истовремено се раздваја контакт K_{BNC} и зујалица престаје да даје звучни сигнал. Поновним отпуштањем ножног прекидача успоставиће се контакт K_{BNC} и зујалица ће се огласити уколико је спој заварен. То је уједно и провера.

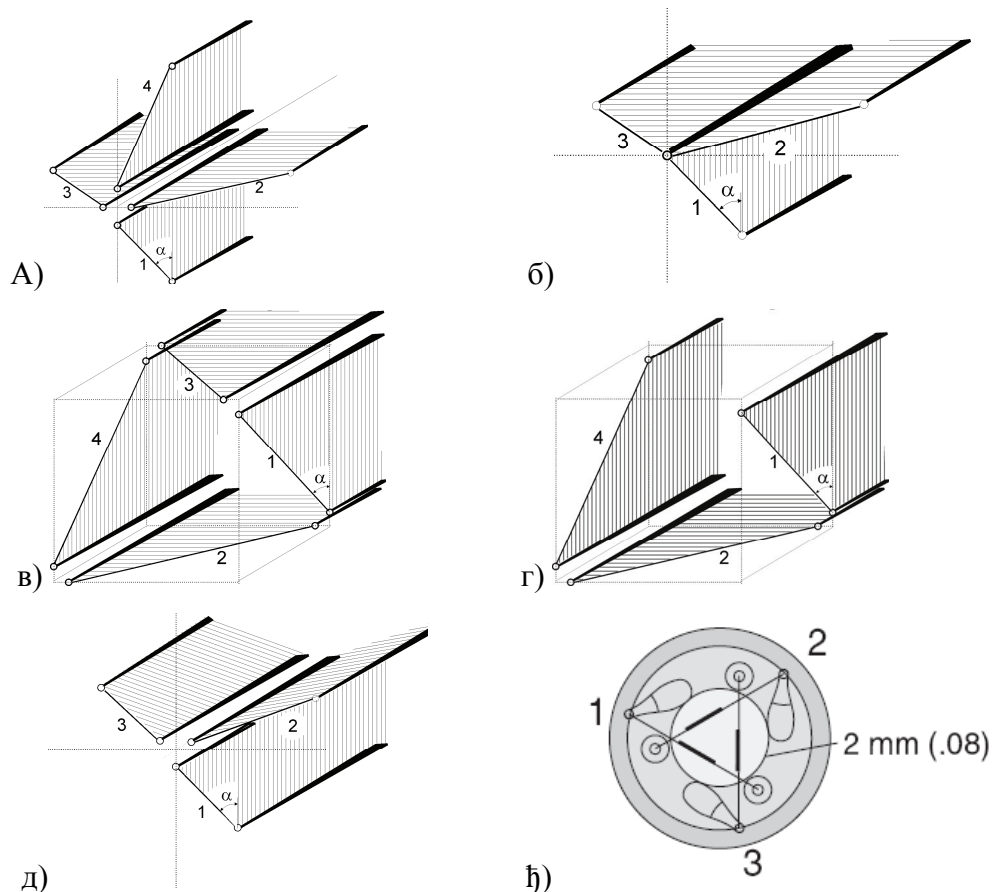
Коло садржи неколико напона и то:

- V_{ee} - $10V_{dc}..14V_{dc}$ – Добија се исправљањем из мини трансформатора, напаја шпулну релеја и DC-DC конверторе за V_{dd} и V_{cc} ;
- V_{dd} – $2,5 V_{dc}..3,5V_{dc}$ – Напон за напајање пиезо зујалице B ;
- V_{cc} – подесиви напон од $2V_{dc}$ до $8V_{dc}$. У пракси ($C_1 \sim 1000 \mu F$) овај напон не би требало да је већи од $4V_{dc}$. Напон V_{cc} добија се помоћу кола MC34063 (www.st.com) увођењем потенциометра у повратну грану.

3.2.7 Оригинална сонда са загрејаним влакнима – избор геометрије и израда

За потребе овладавања поступака репарације сонде са загрејаним влакном Вукославчевић је израдио X-сонду. Њена примена је разматрана у Vukoslavčević и Wallace (1981).

Међутим, за потребе истраживања турбулентног вихорног струјања у дисертацији Вукославчевић је израдио сонду са три сензора. Сонда која мери све три компоненте брзине у турбулентном вихорном струјању је најављена у Лечић (2003). Разматране су геометрије сонди са 3 и 4 сензора. На следећим сликама су приказане различите варијанте тродимензионих сонди (Vukoslavčević и Petrović 2000).



Слика 3.14 Проучаване сонде: а) П (плус), б) Т, в) S (квадратна), г) NP, д) M (ортогонална) и њ) MT (троугласта, Dantec).

Кључна разлика између П и Т сонде је област јединствености. За прву је $39,2^\circ$, а за другу $26,5^\circ$. S-сонда и NP-сонда имају исту област јединствености као и П и Т-сонда, при чему је NP-сонда нова геоматрија. М и МТ-сонда (сонда модел Dantec 55-R91) имају област јединствености $35,3^\circ$. У оквиру рада Petrović и сар. (2010) је разматрано повећање конуса јединствености.

Т-сонда има наведену област јединствености само за $W=0$ и $V>0$. За све друге вредности V и W област је много већа.

М и МТ-сонда имају угао нагиба сензора $\alpha=35,3^\circ$ док је за све остале сензоре 45° . Разлика између ове две сонде је у просторној резолуцији. МТ-сонда заузима мањи простор за активну дужину сензора од М-сонде, па, према томе, има бољу просторну резолуцију. Нажалост, МТ-сонда се не би могла направити заваривањем сензора због њихове велике дужине. Морало би се применити лемљење сензора, па потом скидање слоја облоге на централном делу сензора. Ако би се носачи примакли, смањила би се дужина сензора и онда би заваривање било могуће. Међутим, тада би се сензори нашли у трагу носача.

Са тачке гледишта области јединствености најповољније су П и С-сонда. Треба имати у виду да је област јединствености одређена претпостављајући идеалан одзив сензора. Калибрација сонде за углове веће од 25° је изузетно сложена, јер је тангентна компонента брзина у том случају велика (угао између вектора брзине и сензора постаје мањи од 20°), тако да закони хлађења тешко описују процес хлађења. Практично се поставља питање користи од повећања области јединствености.

Требало би уочити да је угао нагиба сензора код М-сонде мањи него код осталих сонди. Тиме је за исти угао нагиба вектора брзине у односу на осу сонде смањена тангентна компонента брзине, што је позитиван ефекат са тачке гледишта закона хлађења и калибрације. Нажалост, са смањењем угла нагиба сензора, смањује се његова осетљивост на бочне компоненте брзине. Са те тачке гледишта, најповољнији је угао од 45° .

Показано је да се варирањем углова код Т-сонде може повећати угао јединствености (Vukoslavčević и Wallace 2011). То исто важи и за NP-сонду.

Све ове сонде треба да мере са истом тачношћу у струјном пољу у коме нема градијената брзине. Они у турбулентном вихорном струјању постоје. Занемаривање градијената брзине има различите ефекте на горе наведене конфигурације. Тако на пример занемаривање градијента $\partial U / \partial y$, који је изразито висок у граничном слоју због градијента средње брзине, изазива велику грешку при мерењу V компоненте са P и T сондом, док су U и W компонента у реду. Ситуација је потпуно обрнута код S и NP-сонде.

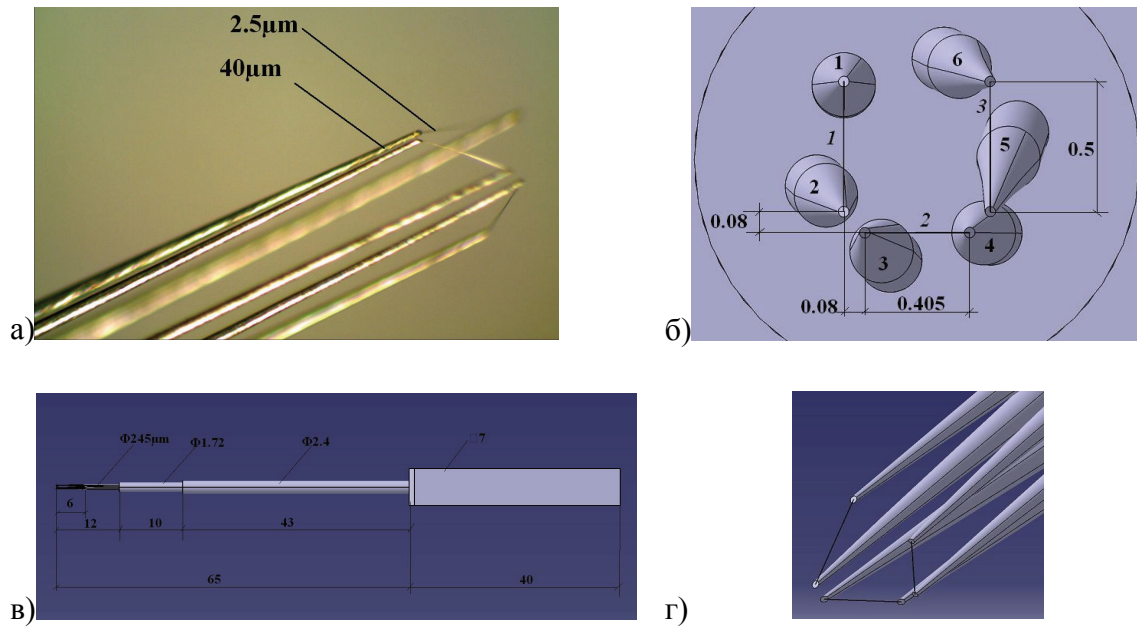
Грешка мерења може бити толико велика да резултат уопште не конвергира. Користећи једну базу података директне нумеричке симулације турбулентног струјања у каналу Вукославчевић је извео симулацију мерења и упоредио понашање P, T, S и NP сонде при идеалном одзиву сензора. Показало се да P и T сонда дају исте резултате. То исто важи и за S и NP сонду.

Симулације су показале да су три сензора сасвим довољна. Четврти сензор не даје готово ништа, ако се преостала три изабери на прави начин, нарочито ако се имају у виду проблеми са калибрацијом за велике углове нагиба вектора брзине.

NP-сонда боље мери аксијалну и радијалну брзину од Т-сонде. NP-сонда је уједно и побољшана варијанта X-сонде, тако да је погодна за упоређивање са резултатима добијеним X-сондом, тако да се уједно добија и X и 3Д сонда.

Због потешкоћа са израдом носача, као и манипулативних проблема при репарацији сонде, носачи сензора су остали прави.

На следећој слици је дат изглед израђене сонде, као и њене целокупне геометрије.



Слика 3.15 Геометрија сонде VP-NP: а) снимак сонде испод стерео микроскопа, б) распоред носача сензора, в) димензије сонде и г) аксонометријски изглед сонде.

Сонда је израђена од носача од нерђајућег челика зашиљених при врху на величину од око $40\mu\text{m}$. На њих се заваривањем наноси припремљени сензор легуре платине пречника $2,5\mu\text{m}$.

3.3 КОНСТРУКТИВНЕ И УГРАДНЕ КАРАКТЕРИСТИКЕ ПРИМЕЊЕНИХ АКСИЈАЛНИХ ВЕНТИЛАТОРА КАО ГЕНЕРАТОРА ВИХОРНОГ СТРУЈАЊА

У оквиру тезе су коришћена три кола аксијалних вентилатора чије су геометријске и уградне карактеристике дате у следећој табели.

Табела 3.5 Геометријске и уградне карактеристике аксијалних вентилатора.

Аксијални вентилатор	Ознака	D_a [m]	v [-]	z	L [mm]	$L_{ув.}$ [mm]	Смер обрт.**
Зоран Протић [†] , Ливница Младеновац, Србија	ЗП/ЗР	0,399	0,5	9	295,5	90	нег. мат.
АР 400, произвођач Минел, Србија	W	0,397	0,434	7	270	90	поз. мат.
TGT/2-400-6/*, произвођач Soler and Palau, Шпанија	SP	0,386	0,5	6	275	190	нег. мат.

*Обртно коло аксијалног вентилатора који се води под бројем N° 5150829200 и има пун назив модела TGT/2-400-6/12/-1,1, где је 2-број полова електро мотора, 400-номинални пречник [mm], 6-број лопатица, 12-угао лопатице, 1,1-снага електро мотора.

**Смер обртања вентилатора се гледа преко електромотора.

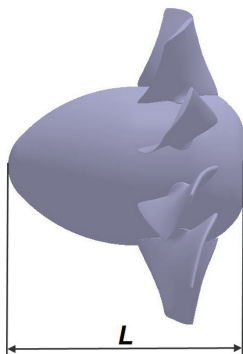
Набављена су још два обртна кола аксијалних вентилатора, при чему једно од њих носи ознаку AV 040. Ова обртна кола немају могућност подешавања угла лопатица, па нису узета за испитивања у оквиру ове тезе.

Одређивање подужне димензије аксијалног вентилатора (L) је приказано на слици 3.16.

Кола су увучена у опитну инсталацију на растојање ($L_{ув.}$) које је наведено у табели 3.5. Растојање ($L_{ув.}$) се мери од улаза у инсталацију до тангентне равни на усисну капу вентилатора на њеном врху.

Сва три обртна кола вентилатора имају могућност подешавања угла лопатица, који је подешаван на пречнику уз кућиште $\beta_R=22^\circ$, 26° и 30° на начин приказан на

слици 3.17. Опсег изабраних углова је присутан у инжењерској пракси. Пример за то је вентилатор SP, где се углови мењају у интервалу од 8° до 32° .



Слика 3.16 Одређивање дужине целог обртног кола вентилатора.



Слика 3.17 Подешавање угла лопатица контролом на пречнику D_a .

Претходно је извршено нивелисање подлоге, тако да се сва подешавања обављају на хоризонталној равни. Потом се коло поставља на трн који није фиксиран за подлогу. На њему је могућа ротација обртног кола. Угломером се одређује угао лопатица на пречнику D_a . За подешавање угла на друга два кола није коришћен трн.

За монтирање обртних кола на вратило су израђени бројни елементи за везу. На главчини вентилатора ЗП је урађена модификација за монтажу наструјне капе на потису.

У оквиру тезе су пројектована и израђена наструјна капа на потису вентилатора ЗП од алуминијума, наструјна капа на усису и потису вентилатора SP од стиропора премазаног у танком слоју специјалним лепком за очвршћавање структуре, као и од алуминијума на усису за вентилатор W у Лабораторији. Протић[†] је пројектовао и израдио аеродинамички обликовану главчину вентилатора ЗП на усисној страни. Она је прилагођена величини вратила на опитној комори за испитивање према стандарду ISO 5801, па је рупа на усисној капи нешто већа и није у потпуности прилагођена вратилу инсталације из ове

тезе. Међутим, како су сви вентилатори у оквиру ове тезе служили као генератори вихора, а не као опитни модели, овом детаљу се није поклањала већа пажња.

На следећим сликама су приказана наведена обртна кола монтирана на вратилу са израђеним наструјним капама. Наструјне капе имају осносимтеричну геометрију са различитим једначинама профила.



Слика 3.18 Монтирана обртна кола на вратилу типа ЗП, W и SP, редом.

Сва три вентилатора су радила у провидном цевоводу који, због могућих вибрација приликом рада има унутрашњи пречник од 405mm. Вентилатор ЗП је пројектован да ради са процепом од 0,5mm, али је овде, због проблема са вибрацијама радио са процепом од приближно 3mm. Те вредности су још веће при раду са друга два вентилатора. Ово је од изузетног утицаја на степен корисности машине.

Однос величине процепа и пречника вентилатора уз кућиште је параметар који квантификује утицај величине процепа на карактеристике аксијалних турбомашина. Истраживања Марциновског (Еск 1975) указује да свако повећање односа d_p/D_a од 1% доводи до смањења укупног степена корисности машине од 2%. За најбољи случај уградње у оквиру инсталације, за ЗП вентилатор, је $d_p/D_a \cdot 10^3 = 3/399 \cdot 1000 = 7,52\%$, где је d_p - величина процепа. На основу дијаграма S.253. (Еск 1975) се може закључити да је максимални степен корисности вентилатора ЗП са овим начином уградње 52,5%. За исту вредност уградних

карактеристика, за непрофилисане лопатице, укупни степен корисности је приближно 45%. Са повећањем вредности односа d_p/D_a разлика између степена корисности аксијалних турбомашина се веома брзо смањује. Вентилатор SP се уграђује у кућиште са унутрашњим пречником од 400mm. На исти начин се показује да максимални степен корисности не може бити већи од 45%, што је и у сагласности са каталогом произвођача.

Велики препуст на вратилу, са малим растојањем између лежајева, је био, поред неизбалансираности кола, узрок великих угиба у раду при одређеним режимима. Балансирање кола није било могуће, због бројних подешавања угла вентилатора при мерењима.

Због обезбеђивања повољних струјних услова на усису вентилатора није извршено смањење препуста вратила. Како би се смањили други извори вибрација, цео носач вентилатора и мотора је фундиран за под Лабораторије за хидрауличне машине и енергетске системе како би се избегло померање вентилатора у односу на цев приликом мерења. Међутим, без обзира на све предузете мере, режим $n=2000 \text{ min}^{-1}$ је, услед великих вибрација, морао да се избегава код SP вентилатора.

Бездимензиони пречник (ν) за сва три вентилатора се налази у интервалу који је уобичајен [0,4; 0,5], при чему је код вентилатора W нешто мањи, што указује на то да припада групи брзоходијих аксијалних турбомашина. Бездимензиони пречник, према Мелдау и Стршелецком (слика 3.41) и једначина (3.2) одређује однос аксијалне и обимске брзине, који за случај $\nu=0,5$ износи $U/W \approx 0,78$, односно за $\nu=0,434$ износи $U/W \approx 1,04$.

Вентилатор ЗП има завршну израду полирањем, док је вентилатор W премазан заштитном бојом. Лопатице обртног кола вентилатора SP су алумијумски одливци без fine завршне израде. У зависности од типа кућишта и уграђених електромотора и веза, оваква радна кола имају извођење отпорно на отворени

пламен. Употреба им је углавном за одимљавање. Испоручују се у пакету са кућиштем и електромотором.

Приликом испитивања бројеви обртаја су били $n=500, 1000, 1500, 2000$ и 2500 min^{-1} . Наведени бројеви обртаја су изабрани због широког дијапазона Рејнолдсових бројева као и техничких могућности. Маскимальни број обртаја коришћеног електромотора је 3000 min^{-1} . Континуална регулација једносмерних мотора са тиристорском групом даје могућност прецизног и конформног подешавања жељених бројева обртаја и изван стандардних вредности.

До сада су вентилатори ЗП и W испитивани у овом распону броја обртаја. Произвођач вентилатора SP, у зависности од броја полова електромотора, даје извођења са бројевима обртаја приказаних у следећој табели. Ово су стандардни бројеви обртаја у индустријској пракси.

Табела 3.6 Број обртаја вентилатора.

Ред. бр.	Бр. полова електромотора	Број обртаја вентилатора [min^{-1}]
1.	8	730
2.	6	950
3.	4	1450
4.	2	2950

Може се закључити да је одабрани опсег режима рада вентилатора покрио област најчешће коришћених бројева обртаја.

Вентилатор ЗП је пројектован да ради са заколом. Друга два вентилатора су пројектована да раде као вентилатори уграђени у цилиндрично кућиште са електромотором без додатних закола.

3.4 3Д СКЕНИРАЊЕ ЛОПАТИЦА ОБРТНИХ КОЛА

За коришћена обртна кола није постојала одговарајућа пројектна документација. Неки параметри су наслућивани, али како би се геометрија детаљније изучила приступило се поступку 3Д скенирања обртних кола, одн. поступцима инверзног инжењерства “reverse-engineering”.

3.4.1 Принцип 3Д скенирања

Нове, мобилне технологије омогућавају снимање геометрије тела на много удобнији начин. Сада је довољно да се повежу преносни рачунар и мобилни скенер који би снимао постављене маркере (мете) на објекту. Потом се врши калибрација самог скенера. На основу три скенирана маркера, софтвер препознаје површ. Померањем скенера по објекту, на одређеној удаљености, препознају се друге површи, и тако редом. Површина објекта се формира у реалном времену, тако да се одмах може интервенисати. Подешавање резолуције скенирања је могуће у току рада.

Скенер има свој ZScan софтвер за комуникацију између скенера и рачунара, који, између осталог, служи и за препознавање текстуре и боје. За детаљнију обраду скенираних података коришћен је софтвер Geomagic, који генерише погодан stl формат фајла, спреман за увоз у одговарајући софтвер за моделирање геометрије или 3Д штампач. Овде је коришћен CATIA (Computer-Aided Three-Dimensional Interactive Application, у даљем тексту: Catia) софтвер за даље моделирање геометрије.

После постављања самолепљивих рефлектујућих маркера, скенер се подешава према осветљености и боји скенираног објекта. LED светиљке елиминишу утицај амбијенталног светла. На објекат се може нанети и мрежа са маркерима уместо да се они директно лепе. Приликом скенирања систем памти позицију једног рефлектујућег маркера у односу на други. Сваки маркер има јединствену позицију

(X, Y, Z координате) што омогућава систему препознавање положаја једног маркера у односу на други.

Табела 3.7 Техничке спецификације коришћених мобилних скенера.

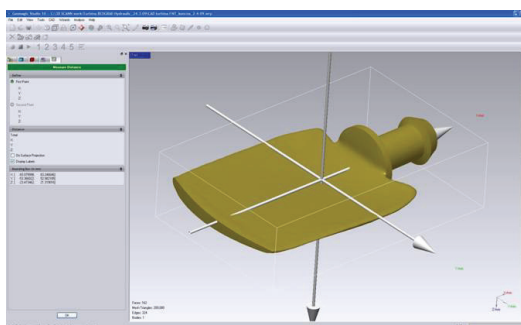
Тип скенера	ZScanner 700	ZScanner 800
Примена	Инверзно инжењерство, дизајн, пројектовање, производња, дигитализација, симулације	Инверзно инжењерство, дизајн, пројектовање, производња, дигитализација, симулације, примена за 3Д проверу
Маса	0,98kg	1,25kg
Димензије	160x260x210 mm	171x260x216 mm
Брзина узорковања	18000 мерења/s	25000 мерења/s
Број камера	2	3
Ласер	Класа II (безбедан за вид)	Класа II (безбедан за вид)
ХУ тачност	до 50 μ m	до 40 μ m
Резолуција	0,1 mm у правцу Z	0,05 mm у правцу XYZ
ISO	20 μ m + 0,2 L/1,000	20 μ m + 0,1 L/1,000
Формат фајла за експортовање	.stl, .txt	.stl, .txt
Пренос података	FireWire	FireWire
Напајање	FireWire	FireWire
Захтеване конфигурације рачунара	процесор Intel Core 2 Duo, 1GB RAM, видео картица са најмање 256MB, најстарији оперативни систем Windows XP Professional	процесор Intel Core 2 Duo, 1GB RAM, видео картица са најмање 256MB, најстарији оперативни систем Windows XP Professional

Наведени коришћени модели ZScanner 700 и ZScanner 800 су од произвођача ZCORPORATION.

3.4.2 Скенирање обртних кола аксијалних вентилатора

Woods-ов вентилатор

Скенирање лопатице Woods-овог вентилатора је обављено уз помоћ скенера ZScanner 800. Резултати скенирања и обраде у оквиру софтвера скенера је приказано на слици 3.19. Моделирано обртно коло W је приказано на слици 3.20.



Слика 3.19 Скенирана лопатица Woods-овог обртног кола у софтверу за обраду података уз скенер.



Слика 3.20 3Д модел Woods-овог обртног кола.

Геометрија главчине обртног кола и наструјне капе је накнадно снимљена. На слици 3.21 се може видети непрактичан начин за подешавање угла лопатица кола, тек након скидања половине главчине што отежава и контролу постављеног угла. На слици 3.21 се види обртно коло после скидања једне лопатице за 3Д скенирање.



Слика 3.21 Изглед обртног кола вентилатора у основној равни приликом скидања једне лопатице за скенирање.

Вентилатор ЗП

У наставку је урађено и скенирање 3Д лопатице обртног кола аксијалног вентилатора ЗП. Скенирање је урађено уз помоћ скенера ZScanner 700. Како није

постојала пројектна документација за овај вентилатор, скенирање лопатице је открило многе појединости у вези са његовом конструкцијом. Циљ је и био да се проучи геометрија вентилатора, јер је део пронађене документације са испитивања указивао да се ради о јако квалитетној конструкцији. На слици 3.22 је приказан изглед потисне стране обртног кола ЗП. Конструкција за одређивање геометрије главчине обртног кола је да на слици 3.23. Она се састоји од изузетно равне подлоге, што је проверено и прецизном либелом и коришћено и у поступку подешавања угла лопатица β_R (слика 3.17), трна на који се навлачи обртно коло и носача за два кљунаста мерила за прецизно одређивање координата у два правца. На овај начин је импровизирана координатна машина.

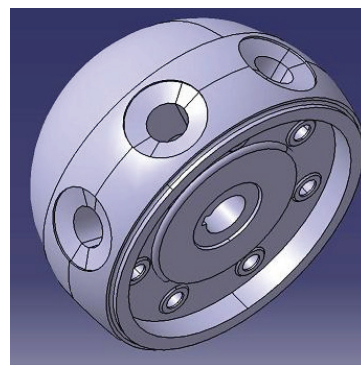
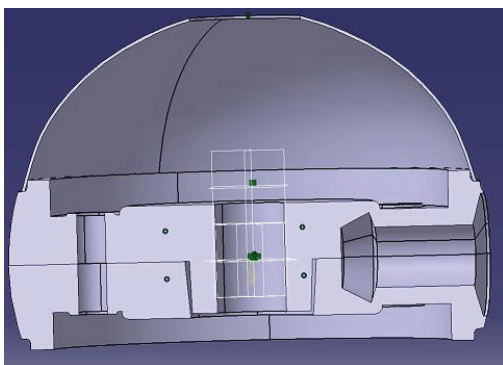


Слика 3.22 Изглед потисне стране обртног кола са једном уклоњеном лопатицом за 3Д скенирање.



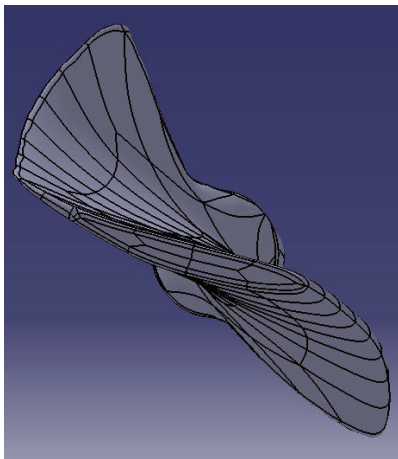
Слика 3.23 Снимање димензија главчине кола.

На овај начин је снимљена главчина обртног кола аксијалног вентилатора. У оквиру софтверског пакета Catia је израђен њен модел (слика 3.24).

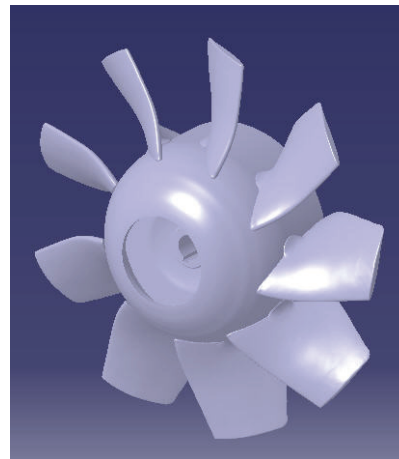


Слика 3.24 Изглед моделиране главчине аксијалног вентилатора ЗП.

Скенирана лопатица, у формату .stl је увезена у програмски пакет Catia и ту је моделирано цело обртно коло аксијалног вентилатора ЗП (слика 3.26). На слици 3.25 се виде површине које су настајале скенирањем лопатице. Посебним алатима, које нуди Catia, вршене су одговарајуће провере "глаткоће" и затворености површи. Провера добијене геометрије је приказана у следећем поглављу.



Слика 3.25 Изглед скениране лопатице.



Слика 3.26 Аксонометријски приказ целог обртног кола.

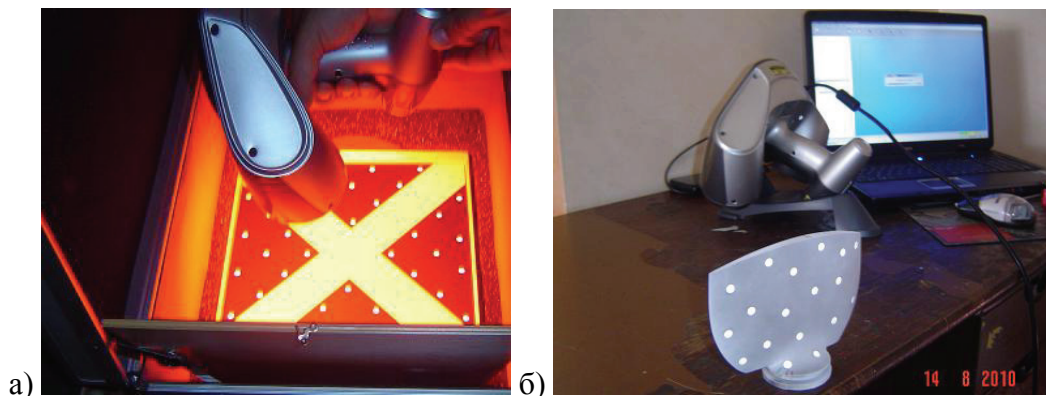
На приказаној конструкцији, где је снимана геометрија главчине аксијалног вентилатора, може се одредити и угао постављања лопатице на више начина, између осталог и одређивањем координата две крајње тачке аеропрофила лопатице на пречнику уз кућиште. Њихова разлика се унесе у програмски пакет Catia и формираном моделу обртног кола се подеси одговарајући угао лопатице. Сада се могу контролисати и упоређивати сви могући геометријски параметри обртног кола аксијалног вентилатора. Овако формиран 3Д модел обртног кола аксијалног вентилатора служи и за геометријске провере, као и за CFD (Computational Fluid Dynamics) прорачуне.

Инверзно инжењерство је овде коришћено у више наврата са циљем добијања геометрије вентилатора ЗП.

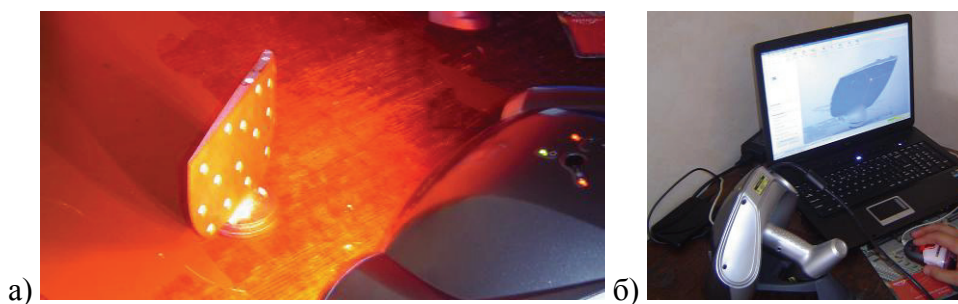
Вентилятор SP

На претходно описан начин је скенирана и лопатица трећег обртног кола SP (слика 3.27). Пре скенирања се врши калибрација скенера на прецизно израђеној мети (слика 3.27а). На објекат скенирања се наносе реперне тачке (маркери) као што је то приказано на слици 3.27б. Скенирање лопатице вентилатора SP и обрада добијених података је приказана на слици 3.28.

Изглед скениране и накнадно обрађене лопатице у софтверском пакету Catia је дата на слици 3.28б. Највећи проблем приликом скенирање, и потом обраде, је било квалитетно одређивање јако оштре излазне ивице лопатице.

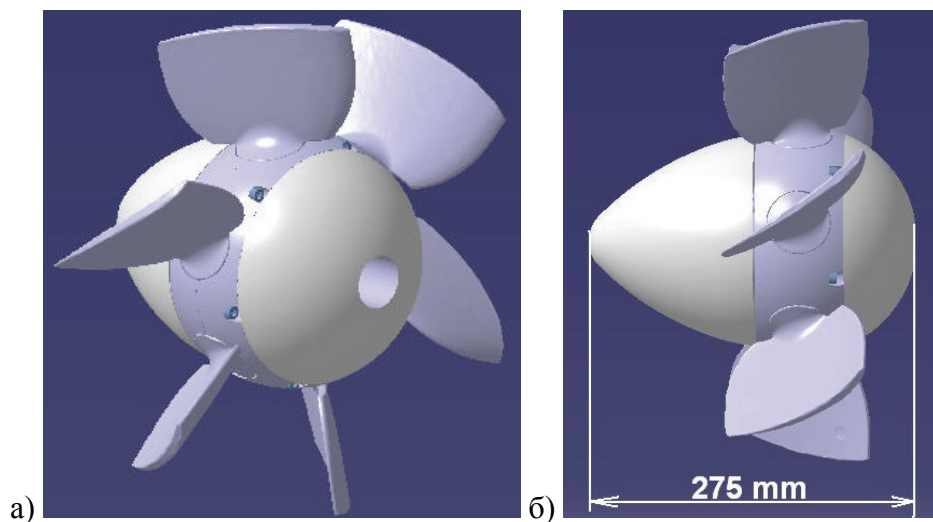


Слика 3.27 а) Калибрација 3Д скенера, б) Постављање маркера на лопатицу.



Слика 3.28 а) Процес скенирања лопатице, б) Обрада добијених података.

На слици 3.29 је приказан изглед скенираног обртног кола SP.

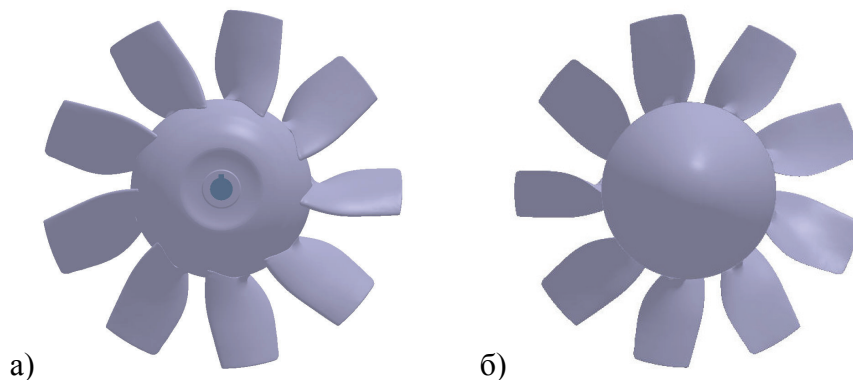


Слика 3.29 Изглед скенираног и обрађеног SP вентилатора у а) аксонометрији и б) меридијанској равни.

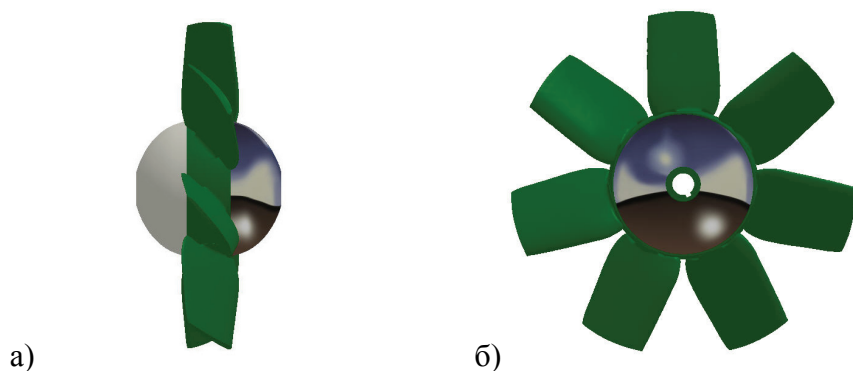
Као и на свим другим лопатицама, пре коришћења модела обртних кола аксијалних вентилатора у сврхе нумеричких прорачуна, потребна је додатна пажљива обрада геометрије добијене 3Д скенирањем, како би се могла формирати ваљана прорачунска мрежа. Ово подразумева знања, како из моделирања геометрије, тако и пројектовања аксијалних турбомашина, као и изузетну стрпљивост и педантност истраживача.

3.5 3Д МОДЕЛИРАЊЕ ОБРТНИХ КОЛА АКСИЈАЛНИХ ВЕНТИЛАТОРА

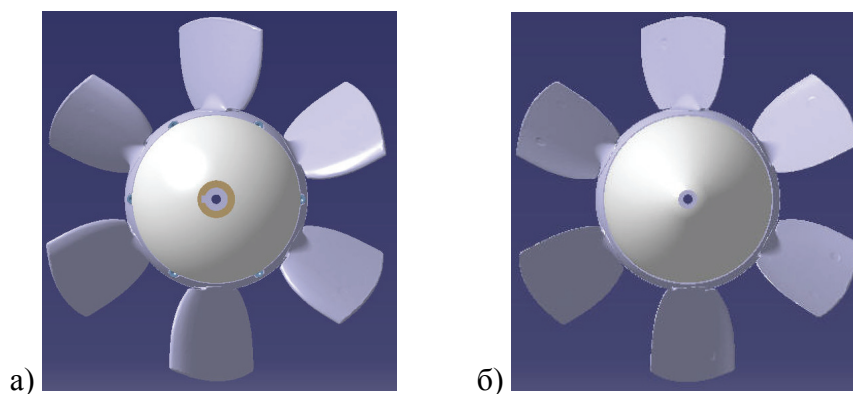
Додатним радом на фајловима добијеним скенирањем се формирају потпуно затворене површи, што је посебан изазов код оштрих ивица, као је већ наглашено. Моделирањем главчине и наструјних капа су формиран 3Д модели обртних кола аксијалних вентилатора који су дати на сликама 3.30-3.32.



Слика 3.30 Изглед вентилатора ЗП у основној равни: а) усис и б) потис.



Слика 3.31 Изглед вентилатора W у: а) меридијанској и б) основној равни.

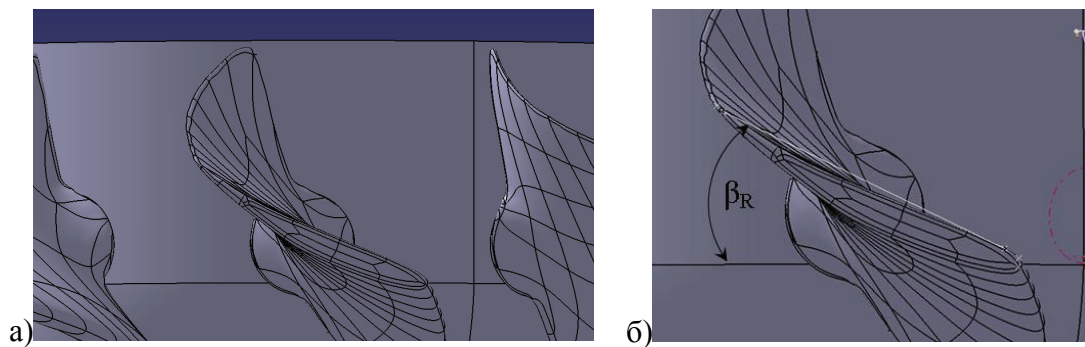


Слика 3.32 Изглед вентилатора SP у основној равни: а) усис и б) потис.

Изглед вентилатора ЗП у меридијанској равни је дат на слици 3.16 у поглављу 3.3, док је изглед вентилатора SP у меридијанској равни дат на слици 3.29б.

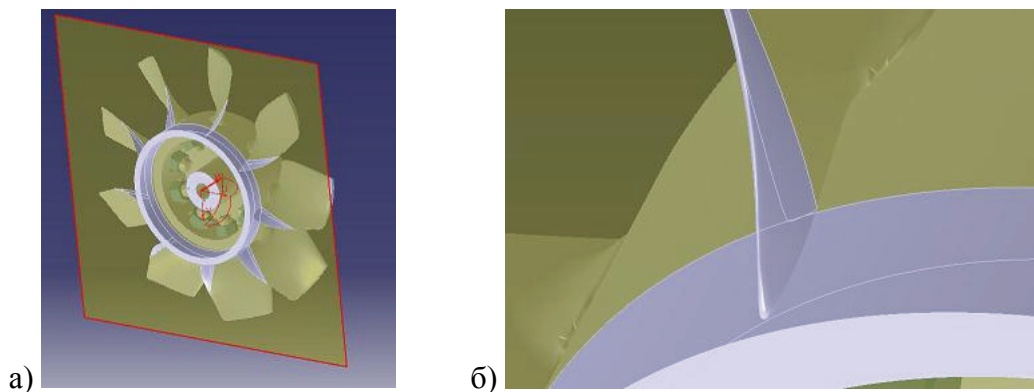
3.5.1 Анализа скениране и моделиране геометрије обртних кола аксијалних вентилатора

Добијена геометрија обртног кола аксијалног вентилатора је проверавана уз помоћ алата које нуди програмски пакет Catia. Одређивање положаја лопатице обртног кола је извршено на начин како је то описано у поглављу 3.3. Тако је подешаван и положај лопатице у оквиру компјутерског модела. Одређивање угла нагиба решетке (β_R) је приказано на слици 3.33б.



Слика 3.33 а) Изглед профила у меридијанској равни и б) одређивање угла нагиба решетке (β_R) на пречнику D_a .

Слично су вршене провере и других геометријских параметара обртног кола. Пресечним равнима које су управне на осу обртања вентилатора су вршене провере налегања лопатице на главчину, како је то приказано на слици 3.34.

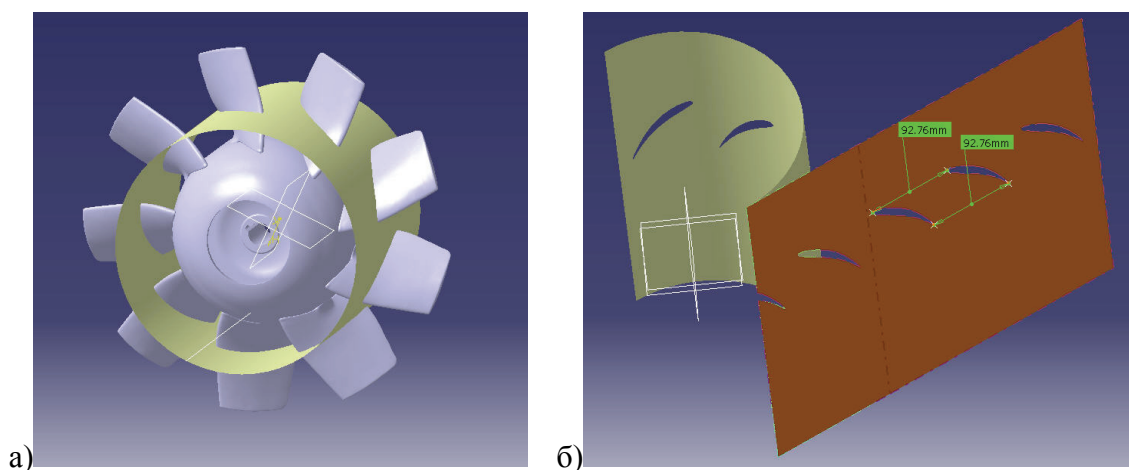


Слика 3.34 а) Провера налегања лопатице на главчину и б) одређивање величине контролисаног налегања.

Види се да лопатица не належе идеално на главчину, што је утврђено и на физичком моделу.

Геометрија праве раванске решетке се добија пресеком обртног кола са цилиндром пречника 266,4 mm (слика 3.35а). На овај начин је дефинисан један од четири профила која према поменутој методи и урађеном софтверу учествују у формирању геометрије лопатице.

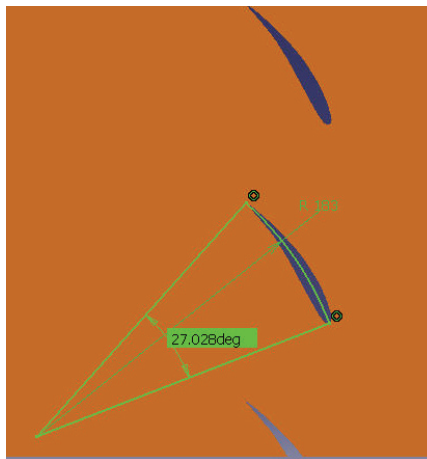
Развијањем цилиндра на начин приказан на слици 3.35б добија се права раванска решетка.



Слика 3.35 а) Пресецање обртног кола цилиндром дефинисаног пречника. и б) формирање праве раванске решетке.

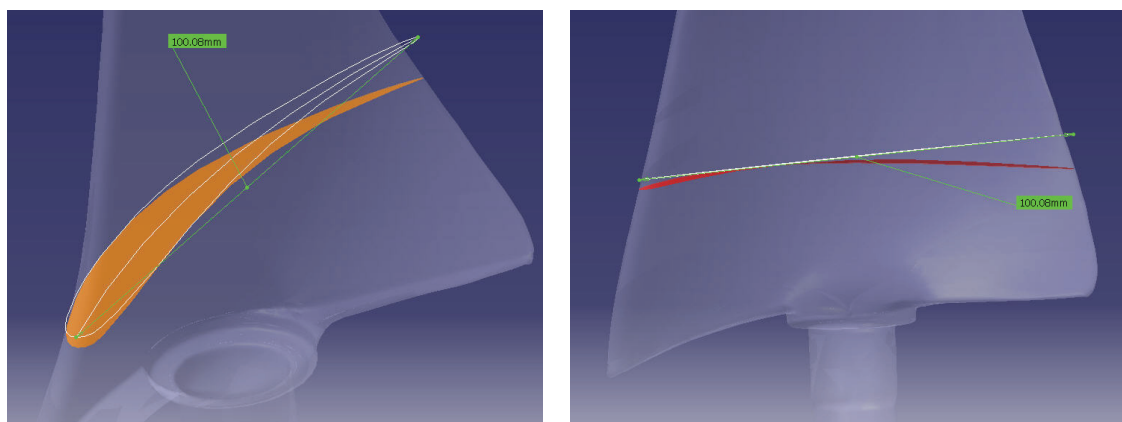
На претходној слици је приказан корак решетке, који је приближно једнак вредности одређеној из једнакости $t=D\pi/z=266,4\cdot\pi/9\approx 93\text{mm}$. Види се и његово слагање на улазној и излазној ивици профила. Ово указује на одлично слагање скениране, а потом и моделиране геометрије са прорачунским параметрима.

На слици 3.36 се види да је коришћена кружно-лучна скелетница. На правој раванској решетци се врши даља провера коришћених аеропрофила и то одређивање кривине лопатице, односно централног угла (θ) и радијуса кривине лопатице.



Слика 3.36 Провера параметара кружно-лучних профила.

Одређивање дужине лопатице (l) је приказано на слици 3.37.



Слика 3.37 Одређивање дужине лопатице.

Приказани елементи показују на који начин је све контролисана геометрија и како се инверзним путем долазило до пројектних параметара обртног кола.

3.5.2 Пројектовање струјне решетке обртног кола аксијалног вентилатора

Постоје разне методе пројектовања обртних кола аксијалних турбомашина. У оквиру овог рада ће бити приказан алгоритам прорачуна према модификованој Weinig-Eckert (Вајниг-Екерт) методи, уведеној од стране Протића[†].

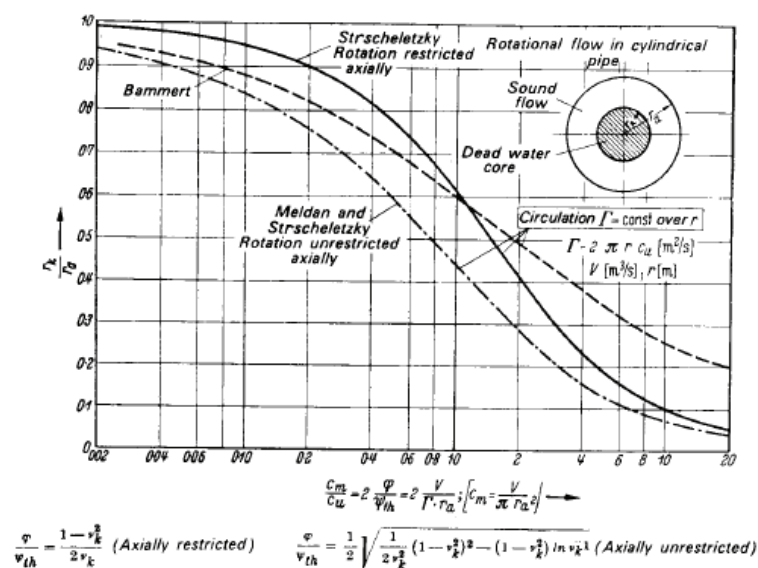
Алгоритам прорачуна по модификованој Weinig-Eckert (Вајниг-Екерт) методи

Пројектовање обртног кола аксијалне турбомашине у много чему зависи од начина уградње машине. Пројектни параметри, односно уведени коефицијенти зависе од тога да ли је иза обртног кола предвиђено лопатично заколо, дифузор, колено, и др. Програм је рађен према прорачунима Протића[†], уз извесне модификације и прилагођавање савременим софтверским пакетима.

Овде се наглашава да усвојени, оптимални, однос значаја протока и напора, мора да задовољи емпиријску релацију Стршелецког за ограничени или неограничени вихор (слика 3.38) и то редом:

$$\frac{\phi}{\psi_{th}} = \frac{1-v^2}{2v}, \quad (3.1)$$

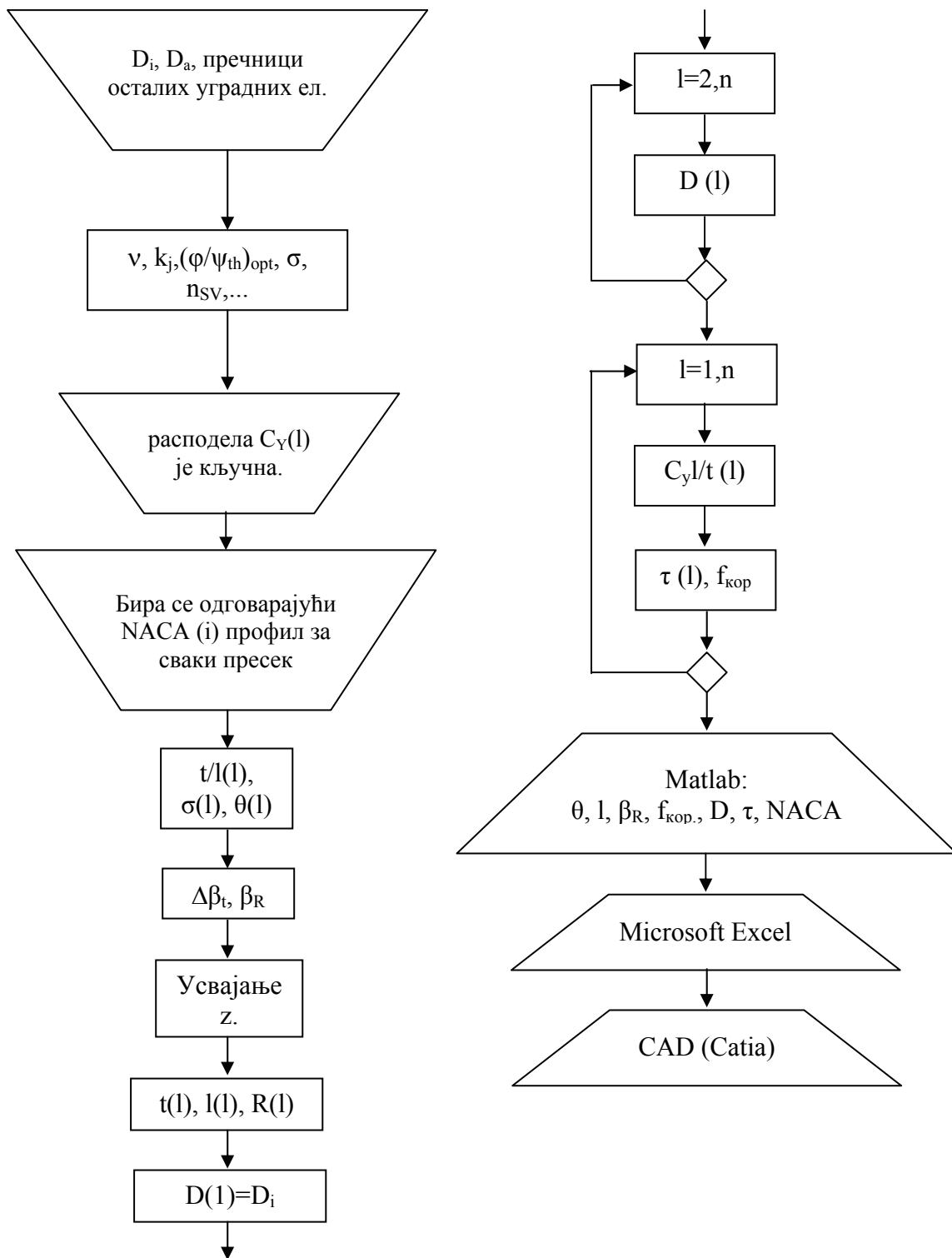
$$\frac{\phi}{\psi_{th}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{2v^2} (1-v^2)^2 - (1-v^2) \ln v^{-1}}. \quad (3.2)$$



Слика 3.38 Формирање области повратног струјања по Стршелецком (Еск 1975).

За прорачун максималног степена корисности уводе се коефицијенти који карактеришу појединачне хидрауличне уградне елементе у оквиру постројења. На основу досадашњих бројних истраживања су дефинисани губици у колу, заколу, дифузору и др. Овде се напомиње да је нпр. утицај самог кућишта на радне карактеристике аксијалног вентилатора изучаван и презентован и у најновијим радовима из ове области Guedel и сар. (2012).

Узимајући у обзир утицаје свих уградних елемената добија се оптимални прорачун обртног кола. Прорачун троуглова брзина се врши на основу претпоставке да колу струја притиче униформно, да је осредњена аксијална компонента брзине иста дуж радијуса и према закону слободног вихора, односно "јаловог струјања" $rW = \text{const}$. Промена по закону слободног вихора је посведочена мерењима приликом испитивања овог аксијалног вентилатора. На овај начин добијена геометрија обртног кола аксијалног вентилатора, у спреси са заколом, је дала одличне резултате на испитивањима у Лабораторији, са степеном корисности од 90% при положају лопатица $\beta_R = 26^\circ$. Како пројектна документација није сачувана приступило се комбинацији поступка инверзног инжењерства и модификације алгоритма за пројектовање аксијалних пумпи, који је приказан на слици 3.39.

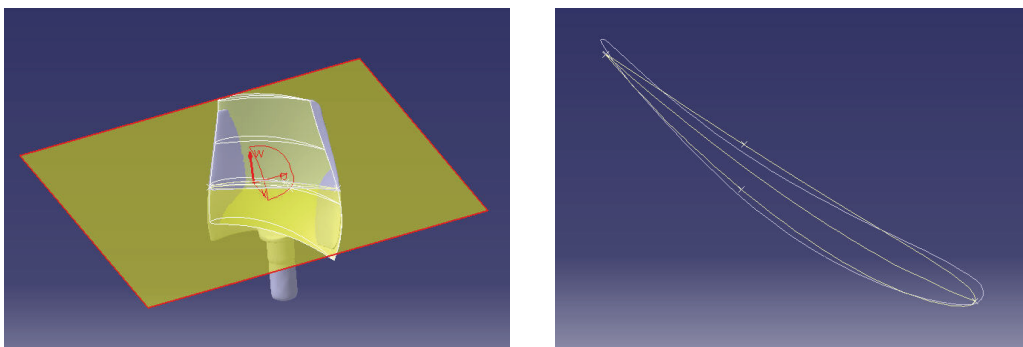


Слика 3.39 Алгоритам прорачуна обртног кола аксијалног вентилатора према модификованој Вајниг-Екерт методи.

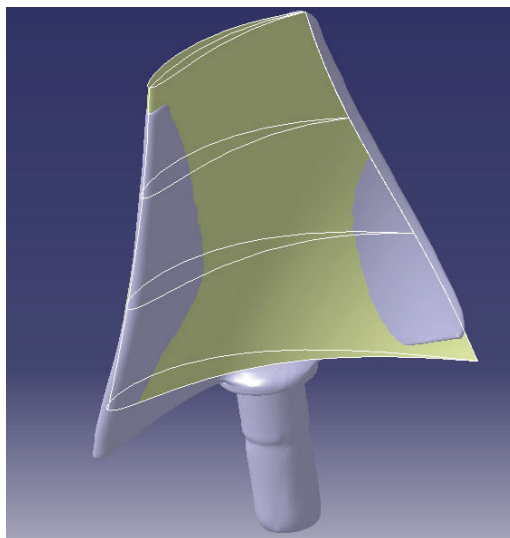
Приказани алгоритам је испрограмиран у оквиру програмског пакета Matlab, одакле су подаци извожени у Microsoft Excell, и потом у софтверски пакет Catia, где је формиран 3Д модел обртног кола аксијалног вентилатора.

Написани програм омогућава избор НАСА профила по пресецима, као и одговарајућих припадајућих коефицијената. Напредним алатима је омогућено да се формирају просторне површи које би математички дефинисаним критеријумима обезбедили тако жељену “глаткоћу” површине лопатице обртног кола. Коришћени су алати за проверу конвексности и конкавности површи лопатице. Формирана површина лопатице, добијена на овај начин, је са двоструком кривином – витопера.

Као један од главних изазова био је промена коефицијента узгона (C_A , одн. C_y) дуж лопатице обртног кола, с обзиром да те вредности произвођачи чувају у тајности. Експериментисањем са израђеним програмом и упоређивањем са скенираном лопатицом вентилатора ЗП, дошло се до вредности које леже у интервалу од 0,8 до 1,2, према препорукама из литературе (Еск 1962), где је реципрочна вредност финесе кола минимална. Изглед добијене лопатице је представљен на сликама 3.40 и 3.41.



Слика 3.40 а) Пресецање преклопљених лопатица хоризонталном равни.
и б) Резултат пресека преклопљених лопатица хоризонталном равни.



Слика 3.41 Изглед преклопљених лопатица пројектованог и скенираног вентилатора.

На слици 3.40а је приказан начин упоређивања скениране и пројектоване лопатице обртног кола пресецањем са хоризонталном равни. Као резултат добијају се профили који се упоређују (слика 3.40б). На слици 3.41 је приказан дат аксонометријски изглед преклопљених витоперих лопатица, где се уочавају и четири профила, типа NASA 0010, на подједнаким растојањима, од којих је и формирана пројектована лопатица.

Из изнесених разматрања, као и из додатне детаљне анализе, показано је да пројектована лопатица одговара скенираној лопатици обртног кола. Модификовани софтвер је тестиран и на пројекту аксијалне пумпе где је, такође, дао добре резултате. На овај начин је, уз поступак инверзног инжењерства, геометрија испитиваног аксијалног вентилатора ЗП проучена у потпуности. То нам даје бољи увид у проучавање феномена струјања иза кола аксијалних вентилатора, посебно модела ЗП чија основна карактеристика јесте струјање по закону слободног вихора.

Реконструкција геометрије скениране лопатице ЗП вентилатора би била још успешнија уколико би се обратила пажња на детаље на површини лопатице.

Требало би још једном нагласити да је овај вентилатор пројектован за рад са заколом што приликом ових испитивања није био случај, јер се жели испитати феномен слободног вихора. Приликом пројектовања кола за рад без закола, била би коришћена друга, нешто сложенија, формула Стршелецког (3.2). Тада би био умањен и број утицајних коефицијената, а спрезање вентилатора са цевоводом би било сложеније с обзиром да се појављује вихорно струјање, што је лошији случај у смислу енергетских карактеристика целог постројења (Протић и Бенишек 1981). Новонастали софтвер у оквиру ове дисертације би задовољио и пројектовање аксијалног вентилатора без закола, који је доста у употреби у инжењерској пракси, као што је то случај са вентилаторима W и SP, што потврђују и најновије нумеричке симулације струјања у аксијалним вентилаторима само са обртним колом (Masi и Lazzaretto 2012).

Изложени софтвер примењен је на најкомплекснију геометрију од три коришћена вентилатора. Вентилатори и W и SP немају витопере лопатице, тј. њихове лопатице су са једноструком кривином. Нагиб профила се не мења дуж радијуса, за разлику од вентилатора ЗП. Изразито дугачки профили аксијалног кола SP вентилатора имају улогу повећања притиска.

3.6 ПРОГРАМ МЕРЕЊА

У оквиру овог поглавља прегледно је дат програм мерења са свим радним режимима, табелом главних мерења и методама мерења. С обзиром на специфичност ТР ПИВ мерења, изложени су сви остварени режими рада ласера и камера. Прегледно су дате величине које су директно мерене, као и оне које се израчунавају на одговарајући начин.

3.6.1 Радни режими

У оквиру истраживања дефинисано је пет радних режима према броју обртаја вратила аксијалног вентилатора (табела 3.8).

Табела 3.8 Радни режими.

Режим	1	2	3	4	5
број обртаја n_i ($i=1,\dots,5$) [min^{-1}]	500	1000	1500	2000	2500

Овако дефинисани режими су једнозначни за све типове вентилатора. За сваки тип вентилатора, као и одговарајући угао лопатица β_R израчунати су интегрални струјни параметри који су дати у табелама 6.1 и 6.2. У табели у наставку је дат преглед главних мерења.

Табела 3.9 Преглед главних мерења.

Вент. ¹	Инст. ²	Ел. вел.	Клас. сон./ Δp_w	Визуализација		ЛДА 1 и 3	ЛДА 3-uv	ЛДА 3-vw ⁴	ПИВ 1 и 3		ТР ПИВ (п.)
				Дим. ген.	Брза кам.				м.	п.	
ЗП22	В, Г ³	х	х	х	-	х	х	х	х	х	х
ЗП26	В, Г	х	х	-	-	х	-	-	х	х	х
ЗП30	В, Г	х	х	-	х	х	х	х	х	х	х
W22	В	х	х	х	-	х	-	-	х	х	-
W26	В	х	х	-	-	х	-	-	х	х	-
W30	В	х	х	-	х	х	х	х	х	х	-
SP22	В	х	х	х	-	х	-	-	х	х	-
SP26	В	х	х	-	-	х	-	-	х	х	-
SP30	В	х	х	-	х	х	х	х	х	х	-

Легенда: м.-вертикални меридијански пресек цеви, п.-попечни пресек цеви.

¹За сваки вентилатор је постављано пет режима, изузимајући вентилатор SP који није био у режиму 4 због изузетно великих вибрација током рада.

²Инсталације су приказане у поглављу 3.1.

³ТР ПИВ мерења су вршена само на инсталцији Г, док су сва остала мерења вршена на инсталцији В.

⁴Мерења су изведена за прва три режима.

Вентилатор W22 је радио и у инсталацији А и Б, али није у свим режимима наведеним у претходној табели.

ЛДА мерења са једнокомпонентним системом су обављена за све три компоненте брзине сукцесивно. Ознака ЛДА 1 и 3 представља једнокомпонентна ЛДА мерења у пресецима и 1 и 3.

Мерење релативног притиска на зиду цеви (Δp_w) у дефинисаном пресеку (слика 3.1) није обављено за режиме од n_1 до n_4 за вентилаторе W22, W26 и SP22.

У таб. 3.10 дати су остварени режими на инсталацији Г. Камере су радиле са дупло већом фреквенцијом од ласера због корелације снимака. Радни режими наведени у следећој табели су дефинисани у таб. 3.8.

Табела 3.10 Остварени радни режими у инсталацији типа Г.

Вент.	Радни режими	Учестаност рада ласера [kHz]	Број снимака	Резолуција снимака [pix ²]
ЗП22	n_1	2	5543	1024x1008
		10	31933	448x400
	n_2	3	8340	832x800
		10	31933	448x400
	n_3	4	11814	704x688
		10	31933	448x400
	n_4	4	11814	704x688
		10	31933	448x400
	n_5	4	11814	704x688
		10	31933	448x400
ЗП26	n_1	2	5543	1024x1008
		10	31933	448x400
	n_2	3	8597	832x800
		10	31933	448x400
	n_3	4	11814	704x688
		10	31933	448x400
	n_4	4	11814	704x688
		10	31933	448x400
	n_5	5	15103	640x592
		10	31933	448x400

3П30	n ₁	2	5543	1024x1008
		5	15103	640x592
	n ₂	3	8597	832x800
		8	24947	512x448
	n ₃	4	11814	704x688
		10	31933	448x400
	n ₄	4	11814	704x688
		10	31933	448x400
	n ₅	4	11814	704x688
		10	31933	448x400

3.6.2 Величине које се мере, њихове дефиниције и физичко значење

Величине које се мере су наведене у следећој табели.

Табела 3.11. Величине које се директно мере.

Величина:	Ознака:	Јединица:	Начин мерења:
Тренутна брзина у i -том правцу	\tilde{u}_i	[m/s]	ласерска анемометрија
Релативни статички притисак на зиду цеви	Δp_w	[Pa]	давач притиска
Релативни тотални притисак	$\Delta p_{tot}, \Delta p_{totVS}$	[Pa,mmVS]	давач притиска и Бецов микроманометар
Релативни статички притисак	$\Delta p_s, \Delta p_{sVS}$	[Pa,mmVS]	давач притиска и Бецов микроманометар
Атмосферски притисак	h_{Hg}	[mmHg]	барограф
Температура ваздуха	t	[°C]	сонда
Релативна влажност ваздуха	φ	[%]	сонда
Струја ротора	I_r	[A]	амперметар за једносмерну струју
Напон ротора	U_r	[V]	волтметар за једносмерну струју
Број обртаја вентилатора	n	[min ⁻¹]	фотоћелија
Угао постављања лопатице на пречнику D_a	β_R	[°]	угломер
Време проласка j -тог делића кроз мерну запремину	t_j	[s]	ЛДА
Померај честице у координатном систему објекта	$\Delta x, \Delta y$	[pix]	ПИВ
Угао између вектора укупне брзине и аксијалне компоненте брзине (очитано)	α_o	[grad]	угломер
Фреквенца регулатора електромотора	f_r	[Hz]	фреквентни регулатор

3.6.3 Величине које се сврсисходним методама (аналитичким, нумеричким) и моделима израчунавају

Величине које се израчунавају су наведене у следећој табели.

Табела 3.12 Величине које се израчунавају.

Величина:	Ознака:	Јединица:	Једначина за израчунавање/вредност
Тежински фактор	η_j	[-]	$\frac{t_j}{\sum_{k=0}^{N-1} t_k}; \frac{1}{N}$
Временски осредњена брзина у i-том правцу	U_i	[m/s]	$\sum_{j=0}^{N-1} \eta_j (\tilde{u}_i)_j$
Флукуациона брзина у i-том правцу	u_i	[m/s]	$u_i = \tilde{u}_i - U_i$
Варијанса за i-ти правац	$(\sigma_i)^2$	[m ² /s ²]	$\sum_{j=0}^{N-1} [(\tilde{u}_i - U_i)_j]^2$
Ниво турбуленције у i-том правцу	σ_i/U_m	[%]	$\frac{\sigma_i}{U_i} \cdot 100$
Коефицијент асиметрије густине расподеле вероватноће флукуационе брзине u_i	S_i	[-]	$\frac{1}{\sigma_i^3} \sum_{j=0}^{N-1} [(\tilde{u}_i - U_i)_j]^3$
Коефицијент спљоштености густине расподеле вероватноће флукуационе брзине u_i	F_i	[-]	$\frac{1}{\sigma_i^4} \sum_{j=0}^{N-1} [(\tilde{u}_i - U_i)_j]^4$
Запремински проток	Q	[m ³ /s]	$2\pi R^2 \int_0^1 kU dk, k = r/R$
Средња проточна брзина	U_m	[m/s]	$Q/R^2\pi$
Убрзање силе Земљине теже у Лабораторији	g	[m/s ²]	9,805643
Атмосферски притисак	p_a	[Pa]	$h_{Hg} \cdot 13,55 \cdot g$
Динамичка вискозност	μ	[Pa·s]	$(17,1 + 0,048 \cdot t) \cdot 10^{-6}$
Апсолутна температура ваздуха	T	[K]	273,15+t
Универзална гасна константа за сув ваздух	R_g	[J/(kg·K)]	287
Густина ваздуха	ρ	[kg/m ³]	$p_a/(R_g T)$
Кинематичка вискозност	ν	[m ² /s]	μ/ρ
Рејнолдсов број	Re	[-]	$U_m D/\nu$

Средња циркулација у попречном пресеку	Γ	[m ² /s]	$\frac{4\pi^2 R^3}{Q} \int_0^1 k^2 U W dk, k = r/R$
Вихорни број	Ω	[-]	$Q/(R\Gamma)$
Угао између вектора укупне брзине и аксијалне компоненте брзине	α	[°]	$\alpha_0 \cdot 360/400$
Густина воде	ρ_v	[kg/m ³]	$1000,1800014 + 0,0084284 \cdot t - 0,0052857 \cdot t^2$
Релативни динамички притисак	$\frac{\Delta p_{din}}{\Delta p_{din,VS}}$	[Pa, mmVS]	$\frac{\Delta p_{tot} - \Delta p_s}{\Delta p_{tot,VS} - \Delta p_{s,VS}}$
Поправка релативног статичког притиска	Δp_{sk}	[mmVS]	$1,3 \cdot (1 - e^{-0,051 \cdot \Delta p_{din,VS}})$
Коригован релативни статички притисак	Δp_s	[Pa]	$(\Delta p_{s,VS} - \Delta p_{sk}) \cdot g \cdot \rho_v / 1000$
Тотални притисак	Δp_{tot}	[Pa]	$(\Delta p_{tot,VS}) \cdot g \cdot \rho_v / 1000$
Укупна брзина струјања при раванској апроксимацији струјања	c	[m/s]	$c = \sqrt{2(\Delta p_{tot} - \Delta p_s) / \rho}$ или $c = \sqrt{U^2 + V^2 + W^2}$ (ПИБ)
Аксијална брзина при раванској апроксимацији струјања	U	[m/s]	$U = c \cdot \sin \alpha$
Обимска брзина при раванској апроксимацији струјања	W	[m/s]	$W = c \cdot \cos \alpha$
Обимска брзина на пречнику D_a	u_a	[m/s]	$D_a \pi n / 60$
Максимални напор вентилатора	$\Delta p_{t,max}$	[Pa]	$\Delta p_w + \rho U_m^2 / 2$
Значица протока вентилатора	φ	[-]	$u_a D_a^2 \pi / 4$
Значица напора вентилатора	ψ	[-]	$2 \Delta p_{t,max} / (\rho u_a^2)$
Улазна електрична снага ротора	P_r	[W]	$I_r \cdot U_r$
Унутрашњи степен корисности	η_i	[-]	$\frac{Q \cdot \Delta p_{t,max}}{P_i}$ P_i из j-на (4.5-4.7)

Тежински фактор има вредност 1/N када се израчунавају сва ПИБ мерења.

4 МЕРНИ СИСТЕМИ, МЕТОДЕ МЕРЕЊА И ПРИНЦИПИ КАЛИБРАЦИЈЕ

У оквиру ове главе приказују се коришћени мерни системи, методе мерења, као и принципи калибрације за сваки од коришћених мерних уређаја. Глава 4 је подељена у пет потпоглавља где су приказани сваки од коришћених мерних система посебно. У радовима Чантрак и сар. (2007), Илић и сар. (2007), Ћантрак и сар. (2008), Протић и сар. (2010), Ћантрак и Јанковић (2011 и 2011а), Ћантрак и сар. (2011, 2011а и 2011b), Ћантрак и сар. (2012, 2012а и 2012b), Маттерн и сар. (2012) су приказане коришћене мерне методе и неки од добијених резултата на експерименталним инсталацијама типа Б, В и Г из дисертације.

4.1 КАЛИБРАЦИЈА РЕГУЛАТОРА БРОЈА ОБРТАЈА И ОДРЕЂИВАЊЕ УНУТРАШЊИХ ГУБИТАКА У МОТОРУ

Коришћени регулатор броја обртаја је један од главних елемената мерног система због потребне поновљивости радни режима током мерења.

4.1.1 Калибрација тиристорког регулатора броја обртаја

Прецизна регулација броја обртаја аксијалног обртног кола у оквиру експерименталне инсталације је обављена помоћу уређаја F.C. THYRISTOR BRIDGE, TYPE SVS-3P01, трофазног, пуноуправљивог мостно контролисаног исправљача, који је конструисао и произвео Стојиљковић.

Калибрација исправљача, односно показивања напона прикљученог тахогенератора, обављено је помоћу три мерна уређаја упоредо, и то фотоћелије, стробоскопа и ласерског мерача броја обртаја (слика 4.1). Карактеристике ових уређаја су наведене у поглављу 3.1.

Резултати мерења и минимална одступања која су настајала приликом рада, као и одговарајуће вредности напона које су дефинисане приликом калибрације су дате у табели 4.1 и на слици 4.2. Поновљивост резултата је била изванредна.

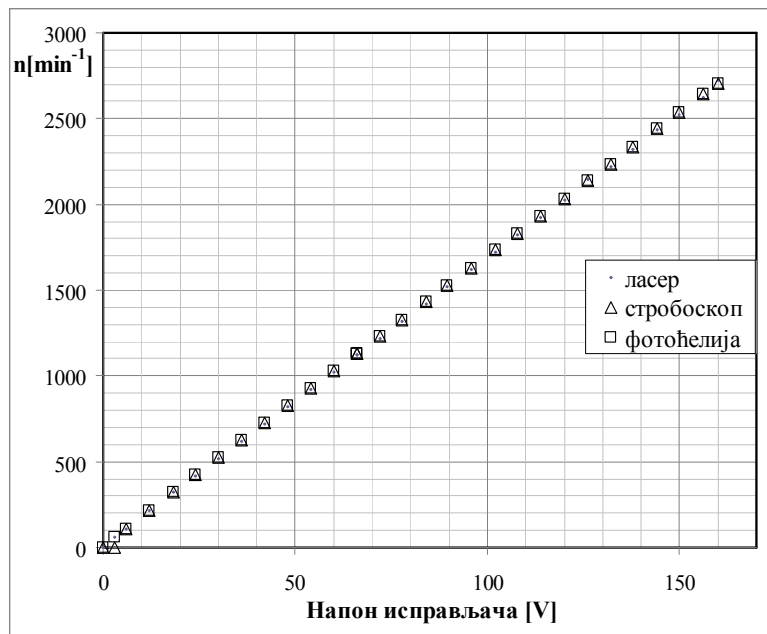


Слика 4.1 Калибрација показивања исправљача.

Табела 4.1 Калибрација тиристорског регулатора броја обртаја.

Ред. бр.	n [min^{-1}]	Одступање [min^{-1}]	Одступање [%]	Напон тахогенератора [V]
1.	500	$\pm 0,5$	$\pm 0,1$	28,8
2.	1000	$\pm 0,5$	$\pm 0,05$	58,5
3.	1500	± 1	$\pm 0,067$	88,1
4.	2000	± 2	$\pm 0,1$	117,8
5.	2500	± 2	$\pm 0,08$	147,7

Ова тачност задовољава услове прописане стандардима ISO 5801:1997(E), тачка 9.1, да мерна несигурност не прелази вредност од $\pm 0,5\%$ од измерене вредности средње брзине обртања. У оквиру наведеног стандарда, под тачком 9.2, су дати примери прихватљивих мерних метода. Коришћени мерни уређаји, фотоћелија, стробоскоп и ласерски мерач броја обртаја, задовољавају критеријуме прописане стандардом.



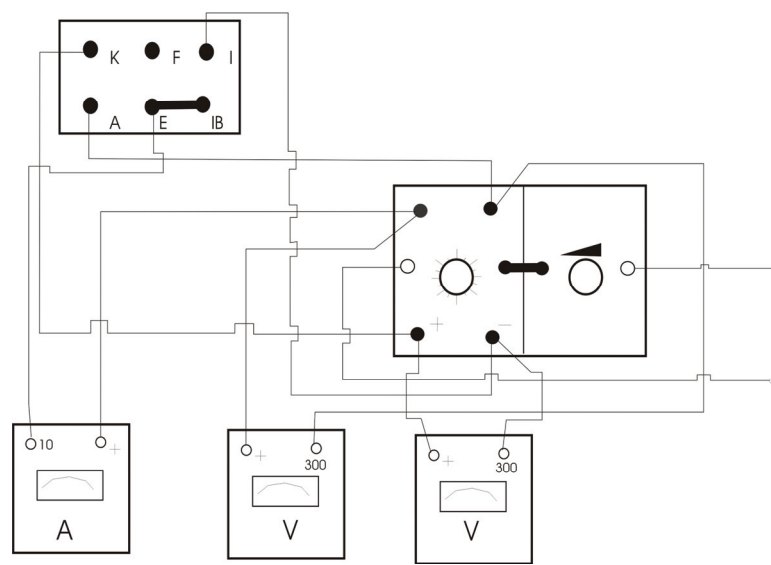
Слика 4.2 Калибрациони дијаграм исправљача.

Како је регулатор пројектован и изведен са статичком грешком 0, тачност мерења је била при сваком броју обртаја мала $\pm 0,5V$. Приликом мерења показано је да је регулација броја обртаја, као и одржавање и поновљивост, изврсна.

На овај начин је дефинисано пет бројева обртаја у интервалу од 500 до 2500 min^{-1} са једнаким кораком. Сви режими имали су изузетну поновљивост, што је од великог значаја имајући у виду проблематику и начин спровођења експеримената са различитим мерним методама када је било потребно поновити исте струјне услове.

4.1.2 Одређивање унутрашњих губитака у мотору

Одређивање снаге кола аксијалног вентилатора је извршено мерењем улазне снаге у ротор електромотора и познавањем снаге губитака који су претходно одређени опитима кратког споја и празног хода електромотора. Група за пуштање у рад једносмерног мотора која је коришћена у експериментима кратког споја и празног хода има могућност двојне регулације, по побуди и по ротору, за разлику од трофазног, пуноуправљивог мостног контролисаног исправљача, F.C. THYRISTOR BRIDGE, TYPE SVS-3P01, који има могућност само по ротору. Схема повезивања инсталације за експерименте који следе је дата на следећој слици.



Слика 4.3 Схема инсталације за извођење експеримента кратког споја и празног хода.

4.1.2.1 Експеримент кратког споја

Експеримент кратког споја под сведеним напоном ротора врши се са укоченим ротором и искљученом побудом мотора. Постојећи систем за упуштање електромотора у рад, дозвољава регулацију по побуди и по ротору. Напон ротора

током целог експеримента има вредност $0V$. При извођењу овог експеримента строго се мора водити рачуна о томе да напон побуде на почетку експеримента буде једнак нули, а ротор укочен, како не би дошло до разлетања ротора због превелике брзине ротора услед малог побудног флуksа. Ротор се укочи одговарајућом полугом (слика 4.4). Претходно проверити смер “обртања” ротора.

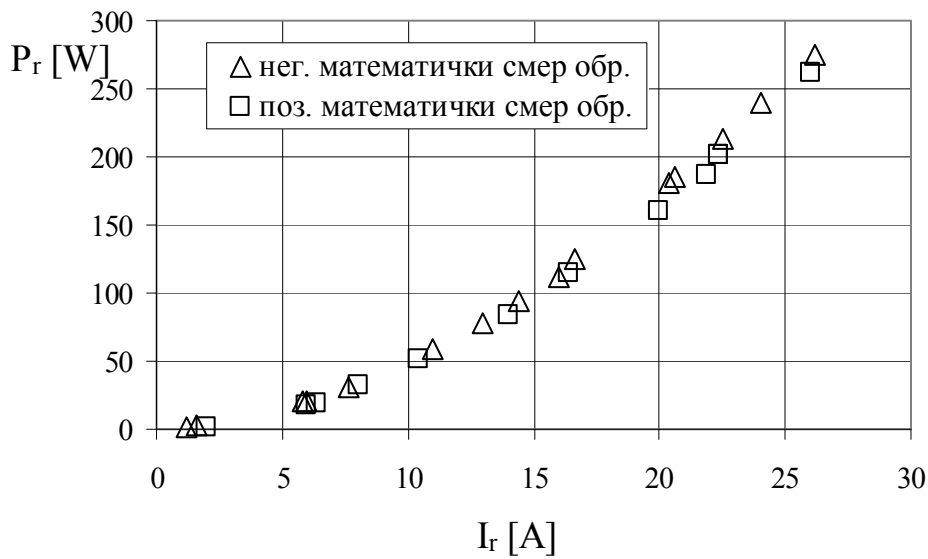


Слика 4.4 Експеримент кратког споја (десни смер “обртања”).

Како је, у оквиру овог експеримента, ротор укочен, корисна механичка снага електромотора је једнака нули, као и губици снаге која се троши на трење и вентилацију, и снаге губитака у гвожђу ротора, који такође зависе од броја обртаја вентилатора. Улазна снага, која се добија као производ мерене струје и напона ротора, једнака је сада омским губицима ротора који зависе од омске отпорности роторског кола и квадрата струје ротора:

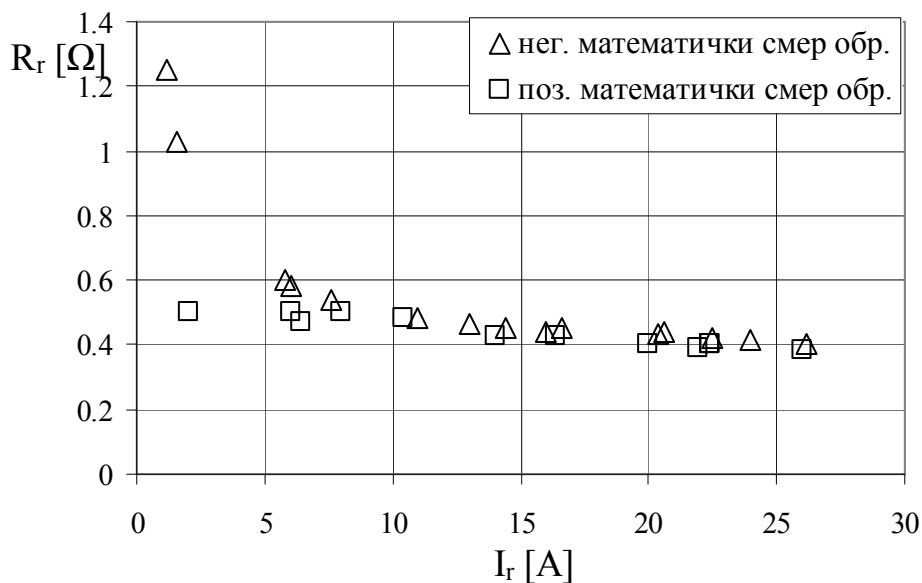
$$P_r = U_r I_r = R_r I_r^2, \quad (4.1)$$

где су P_r [W], I_r [A] и U_r [V]. Када се ово обезбеди, постепено се диже напон ротора и мери напон и струја ротора. Струја се мења од нуле до номиналне вредности, која је у овом случају 28A. Испитивање је извршено за оба смера ротације и представљено је на следећој слици.



Слика 4.5 Добијени омски губици ротора.

Одавде се може израчунати и електрична отпорност намотаја ротора, на основу једначине (4.1) $R_r = P_r / I_r^2$ и података са слике 4.5. Добијени резултати су приказани на сици 4.6. Фитовањем се добијају следеће функционалне зависности: $R_r = 1,799 \cdot e^{-0,8641 \cdot I_r} + 0,6139 \cdot e^{-0,0176 \cdot I_r}$ за негативан математички смер и $R_r = 0,5269 \cdot e^{-0,0126 \cdot I_r}$ за позитиван математички смер, где су I_r [A] и R_r [Ω]. Ове једначине се користе за одређивање укупних губитака мерењем струје и напона ротора.



Слика 4.6 Одређени отпор намотаја ротора.

4.1.2.2 Эксперимент празног хода

Експеримент празног хода се врши са неоптерећеним мотором, дакле без обртног кола, и са пуним побудним напонам од 195V. Променом улазног напона, мењана је угаона брзина ротора од нуле до око 2700min^{-1} , колико је предвиђено испитивањима. Испитивање је извршено за оба смера ротације. Мере се напон, струја и угаона брзина ротора, као и напоне побуде, према схеми датај на слици 4.9.

Струја и напон се, као и до сада, мере уређајима класе тачности 0,2, а број обртаја је одређиван фотоћелијом и стробоскопом паралелно (слика 4.7).



Слика 4.7 Эксперимент празног хода.

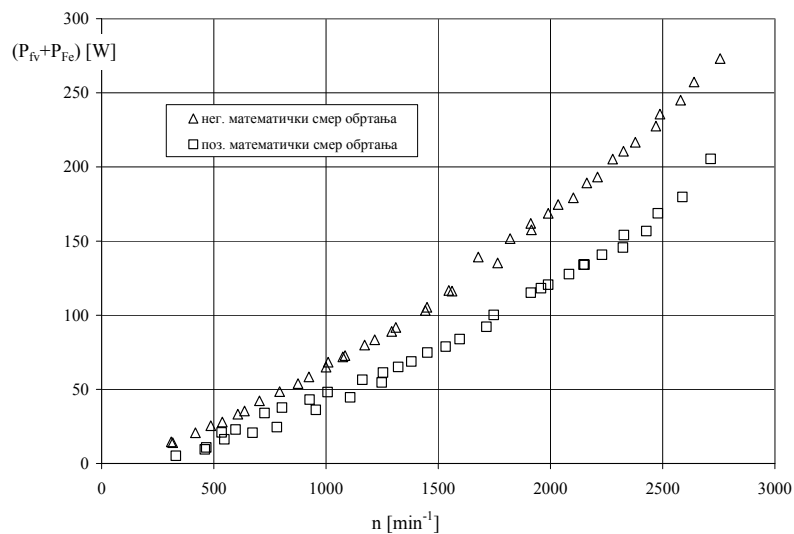
У овом случају је излазна корисна снага електромотора једнака нули, тако да је сада улазна снага дата следећом једначином

$$P_r = U_r I_r = R_r I_r^2 + P_{fv} + P_{Fe}. \quad (4.2)$$

Омски губици су одређени у огледу кратког споја, при побудном напону једнаком 0V, тако да се из претходне једначине, знајући отпор намотаја ротора (R_r), добијају сумарни губици на трење и вентилацију мотора и у гвожђу мотора у зависности од броја обртаја, односно угаоне брзине ротора (слика 4.8):

$$[P_{fv} + P_{Fe}](n) = U_r I_r - R_r I_r^2, \quad (4.3)$$

где су P_{fv} , P_{Fe} [W], I_r [A], U_r [V] и n [min^{-1}].



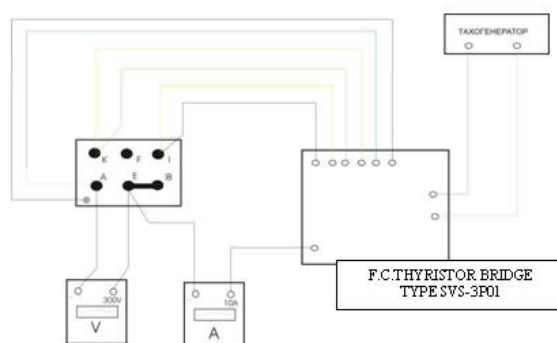
Слика 4.8 Дијаграм промене збирних губитака на трење и вентилацију мотора и у гвожђу мотора.

Мерење унутрашње снаге вентилатора

Сада је могуће, мерећи струју и напон ротора оптерећеног електромотора, а на основу претходних експеримената, одредити унутрашњу снагу аксијалног вентилатора и то на следећи начин:

$$P_i = U_r I_r - R_r I_r^2 - [P_{fv} + P_{Fe}], \quad (4.4)$$

где су P_i , P_{fv} , P_{Fe} у [W], I_r [A] и U_r [V]. Схема повезивања мерних уређаја са исправљачем је дата на следећој слици.



Слика 4.9 Схема повезивања мерних уређаја са исправљачем F.C. THYRISTOR BRIDGE TYPE SVS-3P01.

Оглед празног хода је поновљен са исправљачем типа F.C.THYRISTOR BRIDGE TYPE SVS-3P01, за шта су добијене вредности губитака. Усвојено је, с обзиром на малу вредност омских отпора, да они уједно представљају укупне губитке.

Зависност губитака $P_{gub.}$ [W] од броја обртаја n [min^{-1}] за негативан математички смер је:

$$P_{gub.} = 0,000021 \cdot n^2 + 0,061193 \cdot n + 0,515074, \quad (4.5)$$

док је зависност снаге од броја обртаја за позитиван математички смер одређена на следећи начин:

$$P_{gub.} = 0,000021 \cdot n^2 + 0,06111 \cdot n - 2,039201. \quad (4.6)$$

Сада се унутрашња снага вентилатора P_i [W] добија као:

$$P_i = U_r I_r - P_{gub.}, \quad (4.7)$$

где су U_r [V] и I_r [A] мерени напон и струја ротора, а $P_{gub.}$ [W] према једначинама (4.5) и (4.6).

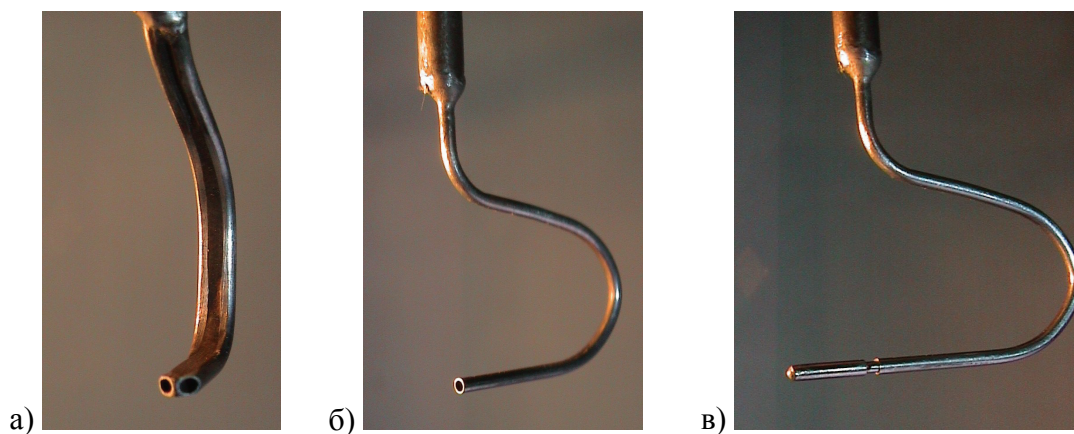
4.2 КЛАСИЧНЕ МЕРНЕ СОНДЕ

У оквиру овог поглавља приказане су оригиналне класичне мерне сонде које су коришћене за одређивање поља релативног тоталног и струјног притиска у мерном пресеку 4. Приказан је и начин и резултати калибрације модификоване сонде са наглавком за одређивање струјног притиска.

4.2.1 Истраживање турбулентног вихорног струјања

Комплет класичних сонди за истраживање турбулентног вихорног струјања је израђен од стране Бенишека (1976). Изглед сонди и методологија мерења је детаљно приказана у радовима Бенишек (1976, 1979), Бенишек и сар. (2010) и Лечић (2003).

У наставку су приказане главе угловне и комбиноване Прантлове сонде, са и без наглавка.

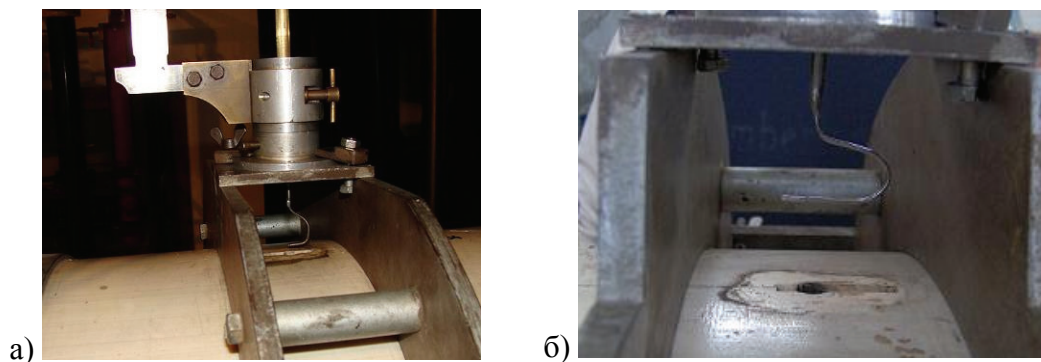


Слика 4.10 а) Кобра или угловна сонда за одређивање правца брзине струјања;
б) Комбинована сонда без наглавка и в) Комбинована сонда са наглавком
(Лечић 2003).

Сонде су позициониране помоћу истоветних носача – позиционера (слика 4.11). Прво се поставља угловна сонда за одређивање угла α у одређеној мерној тачки.

Потом се у истој тачки поставља комбинована сонда без наглавка за одређивање тоталног притиска у одређени угао. Након тога се на исти начин поставља и сонда са наглавком за одређивање статичког притиска.

У носач се смешта месингана цев спољашњег пречника 8mm. Ова цев представља држач за који се причвршћује глава класичне сонде, тако да мерна запремина глава сонде буде на оси цеви-држача. Носач омогућује да се месингана цев помера дуж уздужне осе као и да се окреће око те осе. Уздужно померање се читава на лењиру, са тачношћу од 0,1mm, а закретање на угломеру са тачношћу од 0,25 grad, што је у складу са максималном толеранцијом за позиционирање од $\pm 1\text{mm}$ из тачке 27.4 стандарда ISO 5801:1997(E).



Слика 4.11 Сонде постављене у носач: а) угловна сонда за одређивање правца струјања и б) модификована сонда са наглавком за одређивање статичког притиска.

Мерења класичним сондама се обављају у складу са препорукама стандарда ISO 5802: 2001(E), тачка 6.2.1. Између осталог и због $d/D_h=0,00375<0,02$, где је d пречник сонде, а хидраулички пречник цеви у којој се врше мерења D_h .

4.2.2 Поступци калибрације

Калибрација класичних сонди

Калибрација модификоване сонде без наглавка, која је урађена према стандарду и задовољава критеријуме прописане тачком 27.2 стандарда ISO 5801:1997(E) за Пито-статичке сонде, није потребна.

Извршена је калибрација само комбиноване сонде са наглавком, јер сонда у Пито верзији представља еталонску сонду (Бенишек 1976). Како је однос унутрашњег и спољашњег пречника комбиноване сонде 0,65, то је испуњен услов, према стандардима, да Пито сонда мери прави тотални притисак, односно:

$$\frac{d_u}{d_s} = 0,65 \Rightarrow p_t = p_{ti} . \quad (4.8)$$

Сонда је калибрисана у униформном млазу два ваздушна тунела отвореног типа. Статички притисак у свакој тачки млаза једнак је атмосферском притиску. Калибрација сонде са наглавком би требало да се обави пре или после сваког мерења, што је овде и урађено.

Пре мерења са мерним комплетом класичних сонди врши се провера квалитета спојева сонде њеним постављањем у 70%-ни алкохол под притиском. Мехурићи указују на евентулане прслине. Користи се алкохол, јер много брже и лакше испарава од воде.

Мали аеротунел за калибрацију анемометарских сонди

Мали ваздушни тунел (слика 4.12), отвореног типа, израђен је у оквиру Лечић (2003), где је детаљно и приказан. Користи се за калибрацију анемометарских сонди са загрејаним влакнима.

Струјна машина је дувалка коју покреће асинхрони мотор снаге 250W. Иза вентилатора ваздух тече кроз дифузор, а потом кроз праву цев у коју су постављени саће и две мрежице. На крају цеви се налази млазница. Највећа брзина у млазу, коју остварује овај аеротунел је око 37m/s. Сви елементи аеротунела иза кола дувалке до излаза из млазнице имају улогу да просторну и временску неравномерност брзинског поља иза радног кола дувалке учине што мањом. Изузетно је значајно да наведени аеротунел генерише изотермно струјање.



Слика 4.12 а) Калибрација аеротунела у различитим правцима; б) калибрација малог аеротунела пре почетка калибрације модификоване сонде.

Пречник кубичне млазнице на улазу је 100mm, а на излазу 30mm. Глава модификоване, или комбиноване Прантлове сонде, је направљена од месингане цевчице $\Phi 1,5/1\text{mm}$ и региструје тотални притисак. Сонда са специјалним наглавком са чеоним заобљењем полупречника 0,75mm и бочним рупицама од 0,4mm региструје струјни притисак. Геометрија сонде је у складу са наведеним стандардом. Модификована сонда, са спољашњим пречником 20 пута мањим од излазног пречника млазнице, може прилично успешно да се смести у униформну струју на излазу из млазнице, иако не задовољава најстроже критеријуме.

Промена брзине струјања се постиже променом учестаности обртања асинхроног мотора дувалке помоћу фреквентног регулатора (f_r), резолуције 0,1 Hz.

Брзина је мерена еталон Пито сондом, чији је врх постављен на 10 mm од излазног пресека млазнице. За читавање вредности тоталног, односно динамичког, притиска коришћени су наведени Бецови микроманометри тачности 0,1 и 0,2 mmVS.

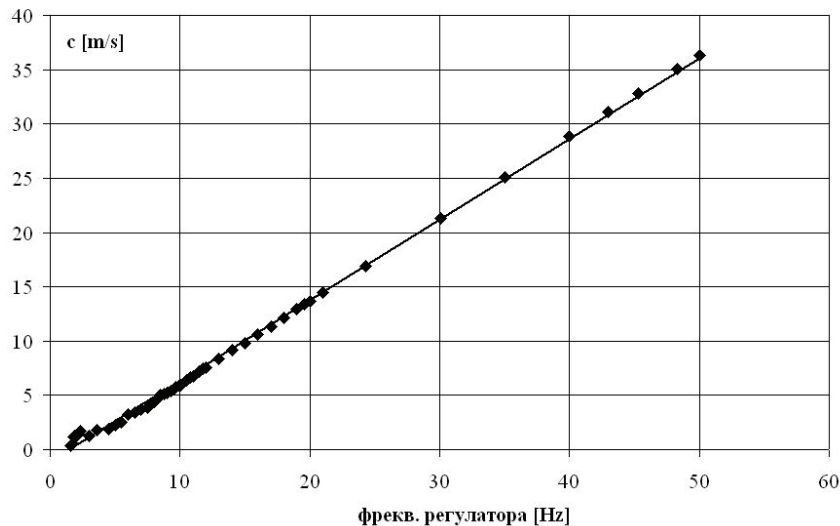
Добијена је следећа функционална зависност између очитаног динамичког притиска у [mmVS] и фреквенце регулатора електромотора:

$$p_d = 0,0352 \cdot f_r^2 - 0,141 \cdot f_r + 0,1608 \text{ [mmVS]}. \quad (4.9)$$

Успостављена је и функционална веза између фреквенце електричне струје напајања електромотора и средње брзине струјања ваздуха у мерној позицији еталон Пито сонде (слика 4.13) која има линеарну функционалну зависност:

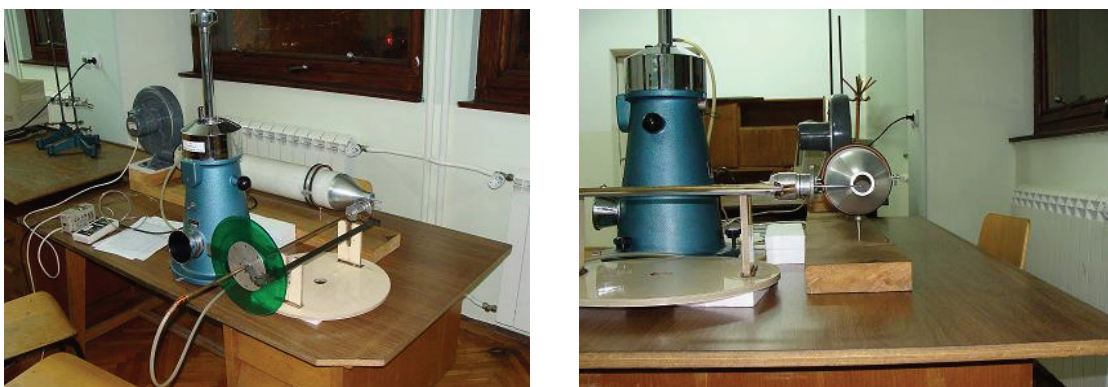
$$c = 0,743 \cdot f_r - 1,1175. \quad (4.10)$$

Ради комфорније употребе овог аеротунела и за калибрацију анемометарских сонди са загрејаним влакнима графички је приказана друга функционална зависност на следећој слици.



Слика 4.13 Дијаграм функционалне зависности средње брзине струјања од фреквенције регулатора електромотора.

У оквиру тезе (Лечић 2003) извршена је и провера равномерности профила брзина у мерном пресеку млаза и око њега. Тренутна брзина је мерена сондом са загрејаним влакном, у више различитих мерних позиција дуж хоризонталног и вертикалног пречника мерног пресека млаза. Просторна равномерност брзине је у границама 1%, што је веома задовољавајуће. Такође је израчунат интезитет турбуленције и утврђена средња вредност од око 0,5%, што омогућава квалитетну калибрацију сонде са загрејаним влакнима.

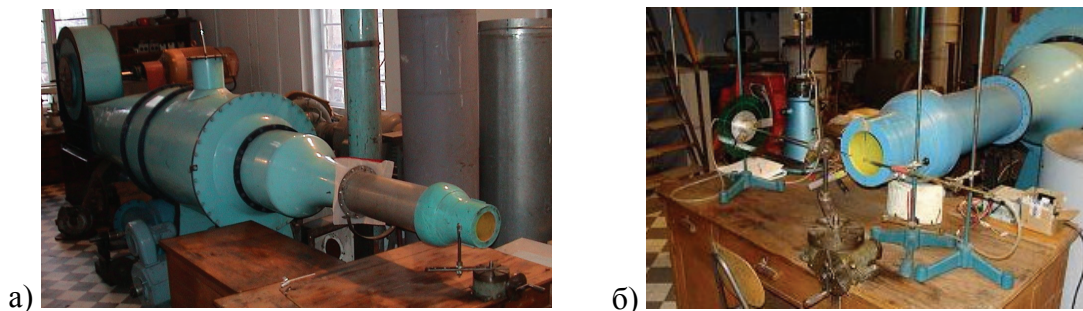


Слика 4.14 Калибрација модификоване сонде са наглавком у униформном млазу малог ваздушног тунела.

У исту позицију, где је била постављена Пито сонда, ставља се калибрисана модификована сонда са наглавком. За читавање вредности статичког притиска коришћен је исти Бецов микроанометар тачности 0,1 mmVS.

Велики аеротунел за калибрацију анемометарских сонди

У Лабораторији за хидрауличне машине и енергетске системе постоји отворени аеротунел за калибрацију различитих брзинских сонди (слика 4.15). Овим аеротунелом се покривају калибрационе брзине веће од 60m/s.



Слика 4.15 а) Велики аеротунел за калибрацију свих врста анемометарских сонди и б) калибрација модификоване сонде са наглавком у млазу великог аеротунела.

Струјна машина овог аеротунела је центрифугални вентилатор, са дванаест лопатица, излазног пречника кола $D_2=950\text{mm}$ и излазне ширине кола $b_2=120\text{mm}$, кога покреће асинхрони мотор снаге 40kW и номиналне учестаности обртања 1464 min^{-1} . Проток центрифугалног вентилатора се регулише помоћу конусног затварача на усису.

Иза вентилатора ваздух тече кроз дифузор који омогућава прелаз са излаза из спирале вентилатора квадрата димензије 600mm на цилиндричну цев димензије $\Phi 1100$ дужине 1440mm , са умиривачем струје укрштеним лимовима - саћем. Одавде, делимично умирен, тече кроз конфузор излазног пречника 600mm и дужине 210mm , а потом кроз кратку цев и још један конфузор излазног пречника 250mm и укупне дужине 940mm за добијање још равномернијег поља брзине. Завршна деоница је цев пречника 250mm и дужине 640mm , на чијем су почетку убачени укрштени лимови.

На излазу аеротунела постављена је дрвена млазница, израђена у оквиру дипломског рада Бенишека. Она се састоји из два дела. Први део је са унутрашње стране обликован као обртна површ настала ротацијом криве чију је једначину предложио Витошински:

$$R(x) = R_{izl} \left[1 - \left[1 - \left(\frac{R_{izl}}{R_{ul}} \right)^2 \right] \frac{\left(1 - \frac{x^2}{L^2} \right)}{\left(1 + \frac{x^2}{3L^2} \right)} \right]^{-1/2} \quad (4.11)$$

Други део је дифузорски наставак који обезбеђује равномерност профила брзине у почетном делу млаза. Млазница је дужине $L=330\text{mm}$, улазног 250mm и излазног унутрашњег пречника 145mm .

Иза овакве млазнице се остварује слободни оносиметрични млаз са равномерним пољем брзина на излазу из млазнице. Разликује се почетни део млаза са језгром и граничним слојем и основни део млаза само са граничним слојем, са битно различитом струјном сликом. Калибрациони пресеци су у почетном делу млаза, у коме се језгро низструјно споро сужава заузимајући све до удаљења од око 100mm готово цео проточни пресек млаза.

Најважнија особина аеротунела за калибрацију је равномерност поља брзине на излазу из млазнице. Провера је извршена у калибрационом пресеку на 70mm од излаза из млазнице, као и у два пресека око калибрационог. У сваком пресеку је по двадесет мерних позиција дуж хоризонталног и двадесет мерних позиција дуж вертикалног великог пречника млаза. Утврђена је изузетна равномерност профила брзина (Лечић и сар. 2003).

Веома је важно да се, у излазном млазу, постигне што нижи ниво интензитета турбуленције, реда 1% . Код овог аеротунела је мерењем утврђено да је средњи ниво турбуленције близу 5% . Додавањем fine мрежице испред последње цевне деонице тај ниво се смањио на 3% .

На излазу из млазнице је постављена подеона главе на столу (слика ...), за коју се причвршћује сонда која се калибрише. То је у овом случају комбинована сонда и то са наглавком.

Приликом рада аеротунела вентилатор прави велику буку, а вибрације се преносе на сто са мерном опремом.

Снага мотора вентилатора је прилично велика, те се радни ваздух приликом рада аеротунела загрева, при чему му, током калибрације, температура нарасте и преко 10°C, што је велики проблем приликом калибрације сонди са загрејаним влакнима, док не представља специјални проблем приликом калибрације класичних сонди, уколико се температура приликом обраде података узима у обзир. На слици 4.15 је приказана поставка калибрације модификоване сонде са наглавком.

Брзина је, такође, мерена еталон Пито сондом, уз коју је, паралелно, на растојању од 100mm постављена модификована сонда са наглавком, чији је врх постављен на 10 mm од излазног пресека млазнице. За читавање вредности тоталног, односно динамичког, притиска коришћен је испред наведени Бецов микроманометар тачности 0,1 mmVS.

Ток прорачуна и резултати калибрације модификоване сонде са наглавком

Модификована сонда са наглавком је калибрисана у малом и великом аеротунелу. У малом аеротунелу су постижане брзине до око 37m/s, док су у великом могуће и преко 60m/s, али се ишло до око 47m/s. Веће брзине од 30m/s нису ни од значаја с обзиром да се у инсталацији, где се врши истраживање тубулентног вихорног струјања, не постижу брзине веће од 30m/s.

Мерење јако малих брзина, у интервалу од 0 до 2m/s је под знаком питања због тачности мерних уређаја.

У малом аеротунелу струјање је изотермно, док се у великом аеротунелу температура у мерном пресеку мењала у интервалу од 23,1°C до 35,7°C, што је промена температуре од око 12,6°C. Температура је мерена помоћу термопара и мултифункцијског уређаја типа VC 920 и живиног термометра. Утицај

температуре је узет у обзир преко густине ваздуха и воде. Ова тачност задовољава услове прописане стандардима ISO 5801:1997(E), тачка 8.1 за тачност коришћених термометара од $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$.

Мерена је и релативна влажност ваздуха у лабораторији помоћу наведеног уређаја Testo 450 са одговарајућим наведеним сондама.

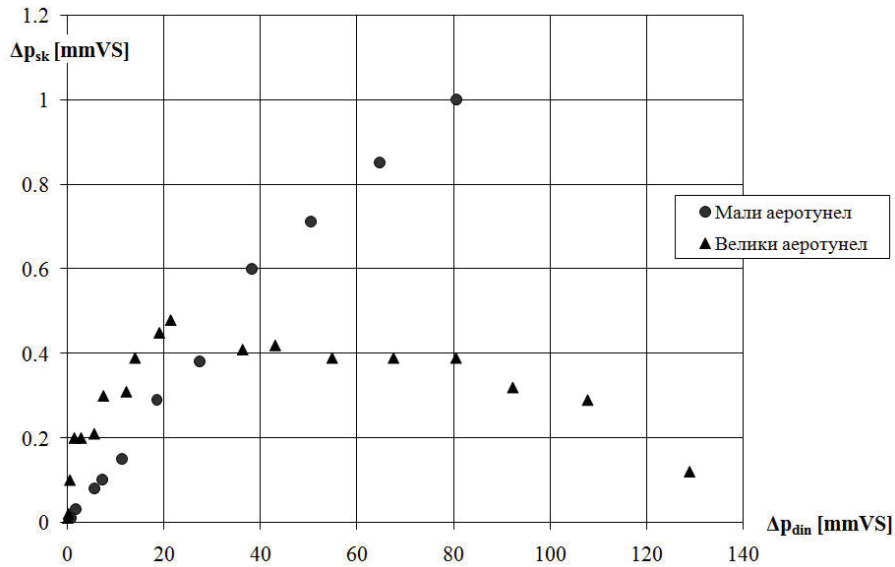
Атмосферски притисак је мерен помоћу наведеног калибрисаног живиног барометра.

У великом аеротунелу је попречни пресек млазника 97 пута већи од пречника модификоване сонде са наглавком, док је у малом аеротунелу пречник млазника 20 пута већи од пречника сонде.

На основу критичне брзине проверава се да ли је прихватљива претпоставка о нестишљивом струјању флуида, за Махов број мањи или једнак 0,2 ($M \leq 0,2$). Ако је вредност брзине струјања c_s мања од критичне брзине, струјање је нестишљиво што је случај у овом раду. Ово је у складу са стандардом ISO 5802: 2001(E).

Калибрација је извршена само за статички притисак који мери модификована сонда са наглавком. Релативни статички притисак Δp_s , при калибрацији, је уједно и поправка Δp_{sk} локалног релативног статичког притиска при мерењу $\Delta p_s'$ на опитној инсталацији. Ова поправка представља разлику између мерног и стварног статичког притиска. Претходни закључак проистиче из чињенице да је поље познатог статичког притиска при калибрацији уствари поље атмосферског притиска (Бенишек 1976.). Ток калибрационог прорачуна је дат у следећем поглављу у оквиру приказивања обраде мерних података.

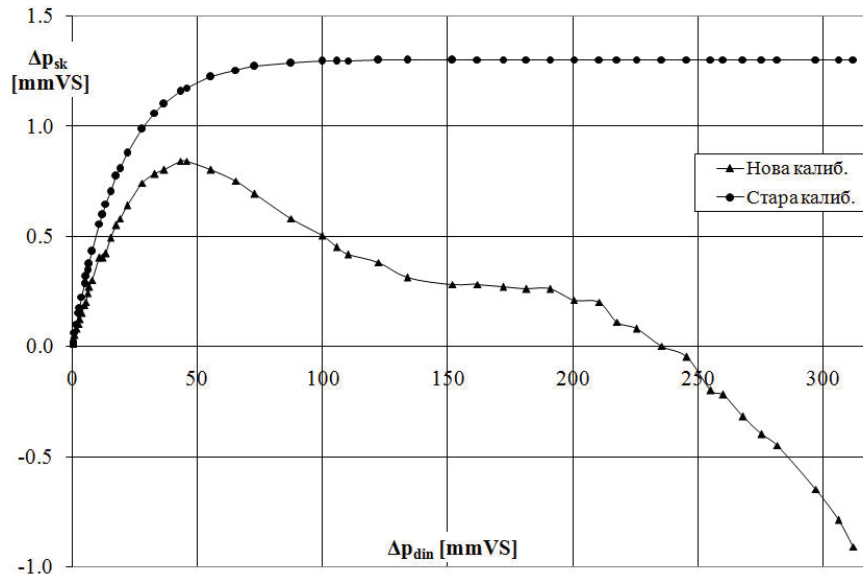
Резултати калибрације модификоване сонде са наглавком, односно одређивање поправке показивања локалног статичког притиска, су приказани на следећем дијаграму.



Слика 4.16 Резултати калибрације модификоване сонде са наглавком у малом и великом аеротунелу.

Калибрација модификоване сонде је извршена са посебним освртом на мале брзине, а потом на веће, па зато није урађена јединствена формула за цео опсег брзина.

Може се закључити да до 30mmVS обе криве имају сличан карактер. Значајније разлике наступају касније. Калибрација у великом аеротунелу је још једном поновљена и добијен је сличан карактер. На слици 4.17 су приказане новодобијена калибрациона крива, као и крива из истраживања Бенишек (1976 и 1979). С обзиром на поновљивост калибрационе криве у млазу великог аеротунела коришћене су вредности корекције добијене током последње калибрације. Претпоставља се да је дошло до мањих измена у геометрији сонде (дужина врата), што доводи и до измењеног облика калибрационе криве.



Слика 4.17 Резултати калибрације модификоване сонде са наглавком.

Фитовањем криве добијене у великом аеротунелу у области до 55,3mmVS (слика 4.17) добија се функционална зависност која је коришћена за корекцију измереног статичког притиска

$$\Delta p_{sk} = -0,0004263 \Delta p_{din}^2 + 0,03751 \Delta p_{din} + 0,01765, \quad (4.12)$$

где су обе вредности релативних притисака изражене у [mmVS].

4.3 СТЕРЕО ПИВ

Поглавље 4.3 даје приказ стерео ПИВ мерне методе, начин калибрације, обраде и интерпертације резултата добијених овом мерном методом у пресецима 1 и 3 инсталације типа В, као и тест мерења која су добијена у инсталацији типа Б и њихово упоређење са резултатима оствареним помоћу класичних мерних сонди.

4.3.1 Шири контекст ПИВ мерења

Данас постоји читав дијапазон мерних техника, које се користе у изучавању турбулентних струјања, од сонди са усијаним влакнима или филмом до данас јако заступљених оптичких метода ласер Доплер анемометрије и њених модификација, као и метода квантитативне научне визуализације струјног тока, где, се према Post (1993), разликују три експерименталне технике.

Прва је група метода са додавањем страног материјала струјном пољу, где су PIV (Particle Image Velocimetry), односно у преводу Анемометрија Снимањем Честица (АСЧ или ПИВ), PTV (Particle Tracking Velocimetry), LSV (Laser Speckle Velocimetry), и друге модификација ПИВ технике. Овде такође спадају електролитичке технике генерисања мехурова водоника или фотохемијски поступци са додавањем боја струјном току, као и друга варијантна решења. Овој групи техника се може придружити и холографска интерферометрија (Илић 2003). У даљем тексту ће се материјал који служи за просејавање флуидне струје, независно да ли се ради о капљицама или ситним честицама, односно о течној или чврстој фази, звати заједничким именом – честице.

Друга група мерних метода су чисто оптичке неинвазивне методе које користе појаву рефлексије на месту велике разлике густина у флуидном току (ударни таласи у гасодинамици) и интерферометрија. У оквиру ових техника чисте визуализације струјања спадају бројне технике, међу којима су снимање тока анилинским бојама, техника сенки, шпирен техника, ... (Илић 2003).

Трећа група техника користи метод додавања рецимо топлотне енергије, која доводи до просторно променљиве густине, када се за визуализацију користи претходна група мерних техника. Једна од варијанти ове технике је и метод побуђивања молекула гаса ласером, који потом флуоресценцијом визуализују флуидни ток (таква је LIF – Laser Induced Fluorescence).

ПИВ мерна техника, припада анемометрији заснованој на пулсирајућој светлости ласера PLV (Pulsed-Light Velocimetry) (Adrian 1991). Поред стандардног, дигиталног ПИВ метода, користи се, Micro Particle Image Velocimetry (MicroPIV) и Large Scale Particle Image Velocimetry (LSPIV) (Чантрак и сар. 2007).

4.3.1.1 Место ПИВ методе у ласерској анемометрији

Неколико деценија уназад развијају се методе ласерске анемометрије, у које спадају ласер Доплер анемометрија (ЛДА) и ПИВ. Овде се указује на групу метода за мерење брзине флуида, заснованих на принципу мерења брзине веома малих честица (маркера) просејаних у флуиду, мерећи њихов померај у познатом временском интервалу. Ова метода по први пут у досадашњој пракси поред квалитативног приказа струјања, односно њене саме визуализације, представља директну и неинванзивну методу мерења брзине флуида (ако се занемари поремећај у флуидној струји изазван присуством маркера) која се при том још може вршити и скоро тренутно, са системима које поседујемо данас, готово у реалном времену.

Метода дигиталног ПИВ-а, која је данас у употреби, се заснива на пулсирајућем ласеру, који врши осветљавање флуидног тока и дигиталним камерама које снимају положаје маркера у веома кратким временским интервалма. Све је ово пропраћено и одговарајућим рачунарским конфигурацијама. Ове методе мерења брзине спадају у групу Анемометрије засноване на принципу пулсирања ласерске светлости (Pulsed-Light Velocimetry или PLV). Само се још негде, из историјских разлога, наглашава DPIV (Digital PIV), што би у овом случају само оптерећивало текст.

Детаљнија подела је према коришћеним маркерима, и то чврсте честице које се користе у течностима и гасовима, гасне мехурове у течностима, капљице у гасовима и разне течности које се међусобно не мешају и сл.

Потподела метода мерења врши се по критеријуму средње вредности броја честица које рефлектују ласерску светлост у јединици осветљене запремине флуидног тока у пољу снимка, а који је у релацији са величином струјног простора који се осветљава и снима. На основу овог критеријума из PLV-а се, на основу Adrian (1991), издвајају три методе мерења брзине струјања:

LSV (Laser-Speckle Velocimetry) – Број честица у флуиду је изузетно велики тако да се ликови честица на снимку преклапају чинећи карактеристичну интерференцијску структуру, названу *laser-speckle*.

PTV (Particle-Tracking Velocimetry) - Број честица је толико мали да на снимцима најчешће доминира лик само једне честице, тако да приликом двоструке или продужене експозиције једног снимка, честица оставља траг које је веома уочљив, те се на једном снимку померај може лако измерити.

High Image Density PIV - При оваквом режиму рада број честица на снимку налази се између броја који је заступљен у LSV и PTV. Он је свакако значајно већи од једне честице, али је ипак толики да се ликови честица на снимку не преклапају и могу се видети у целини. Велики број честица на снимку чини да налажење помераја честица бива веома захтеван и дуг процес и са чињеницом да се при коришћењу ове методе мора обезбедити оптички приступ флуидном току на два места (за ласер и камеру) представља највеће мане ове методе мерења брзине флуида.

ПИБ са великом густином честица и PTV представљају екстреме из класе метода које користе ликове честица.

При употреби молекуларних маркера, који могу бити или сами молекули или делићи молекула, критеријум за потподелу метода овде јесте ефекат који на њих изазива ласерско зрачење, изазивајући при том или њихову флуоресценцију или промену њихове оптичке густине фотохроматским хемијским реакцијама.



Слика 4.18 ПИВ и друге форме анемометрије са пулсирајућом светлошћу (Adrian 1991).

У оквиру израде ове тезе је коришћена метода Анемометрије Снимањем Честица и то High Image Density PIV.

4.3.1.2 Од Леонарда да Винчија до ПИВ-а

Методe визуализације флуидног струјања су окупирале интересовање многих истраживача кроз векове. Остаци сувог лишћа које понесе локално формиран вртлог испред ногу шетача, или мали вртлози који се боље уочавају помоћу лишћа на површини воде, као и многи други феномени који су били опажени у тренутку и забележени у облику цртежа. Леонардо да Винчи (Leonardo da Vinci, 1452-1519) је тако проучавао, у оквиру његових "Студија воде" као најизазовније,

вртлоге. Део цртежа је приказан на слици 4.19. Техника је оловка и мастило на папиру и настао је у периоду од 1509-1511. год.



Слика 4.19 Рад Леонарда да Винчија (извор: Royal Library, Windsor, Web Gallery of Art).

Пажљивог посматрача Теодора фон Кармана (Theodore von Kármán, 1881-1963) је привукла фреска Св. мученика Христофора, (који се празнује 9. маја по јулијанском календару, Св. Вл. Н. Велимировић 2001), коју је видео у музеју у Болоњи, Италији (Mizota и сар. 2000). Аутори претпостављају да је то фреска која се налази у музеју Цркве Св. Доминика у Болоњи нацртана од непознатог фрескописца у четрнаестом веку. У оквиру наведеног рада се претпоставља да је она представљала инспирацију Карману за откриће структуре вртлога при опструјавању тела и Карманов вртложни траг.

Лудвиг Прантл (Ludwig Prandtl, 1875-1953.) се активно упушта у визуализацију струјних појава креирајући свој водени тунел (слика 4.20а) где је у прилици да мења моделе опструјаваних тела као што су цилиндри, призме, хидропрофили (слика 4.20б). Могао је да мења и нападни угао хидропрофила, брзину струјања, као и да изазива стационарно или нестационарно струјање. Вода је кружила уз помоћ ручно покретаног воденог точка. Као маркери служиле су честице лискуна.



Слика 4.20 а) Лудвиг Прантл са својим хидротунелом у ХанOVERу 1904. (извор: DLR-Archiv Göttingen); б) Визуализација турбулентног опструјавања цилиндра (извор: DLR-Archiv Köln).

Методe визуализације су добиле свој пуни замах увођењем и могућности квантификације струјног поља, посебно применом рачунара у процесу анализе снимака.

Година 2004. означена је као двадесетогодишњица појаве појма ПИВ у литератури што је у оквиру прегледног рада Adrian (2005) детаљно изложено.

Са друге стране развој ПИВ-а велике густине ликова проистекао је из LSV-а, у оквиру које је развијена метода Јангових интерференцијских пруга за анализу снимака, потекла из већ постојеће примене интерференције светлости на танком прозачном клину у машинству, тачније, код интерференцијских дилатомера за прецизно мерење термичког коефицијента ширења тела и у поступцима за процену квалитета фино обрађених површина.

ПИВ велике густине ликова установљена је касније као посебан модус PLV-а Adrian (1984). Оспорено је да се овакав модус сматра за LSV, будући да број честица које рефлектују светлост није довољан да би се на снимку формирала тзв. "speckle" структура.

Његова даља истраживања рефлектујућих својстава честица у релацији са фотографским снимцима показала су да пречници честица у опсегу од 1-10 μ m

производе боље снимке. Ово је свакако јако битно приликом просејавања флуидне струје, посебно гасова, где су заступљније мање честице.

4.3.2 Физичке и техничке основе ПИВ система

У оквиру овог потпоглавља приказују се најбитни елементи за СПИВ мерења.

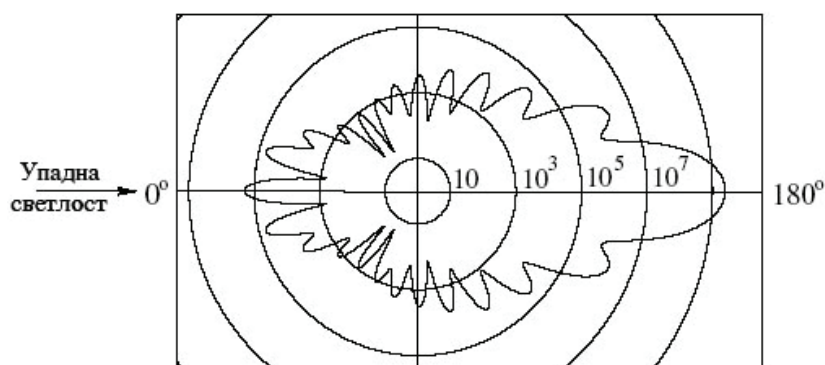
4.3.2.1 Просејавање флуидне струје

Ваљана дискретизација проучаваног домена, уношењем маркера, је од виталног значаја за успешно извођење ПИВ експеримента. Препорука је да постоји пет парова честица у свакој интерогационој тачки (Melling 1997, Hyde 2007). Квалитет просејаности флуидне струје сагледава се анализом самог снимка.

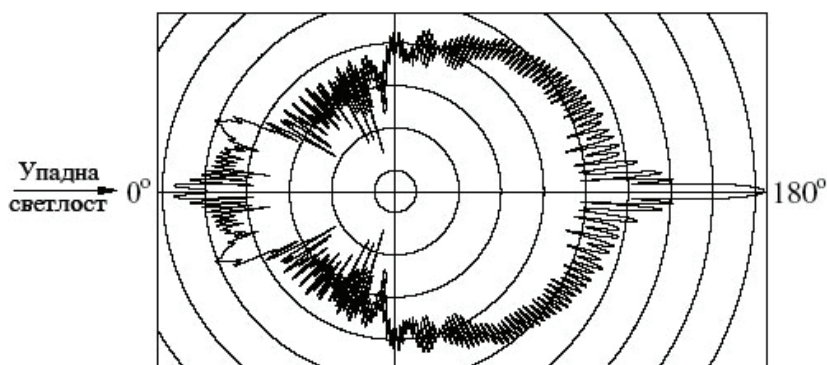
Маркери не смеју реметити флуидни струју, али са друге стране, морају поседовати задовољавајућа својства расејавања ласерске светлости. У води најбоља својства поседују шупље, посребрене стаклене сфере пречника око 10 μm , док се при струјању ваздуха најчешће користе капљице маслиновог уља, пречника око 1 μm . Величина честице би требало да буде већа од пиксела како би се избегла појава “pixel locking”. У току ПИВ експеримента је коришћен атомизатор са маслиновим уљем, чије су карактеристике дате у поглављу 3.1.2, табели 3.2 и дијаграму на слици 3.5.

Брзина таложења се намеће као битан критеријум при избору одговарајућих маркера за успешан ПИВ експеримент. Да би просејане честице аутентично пратиле флуидну струју, вредност брзине таложења мора да буде занемарљива. То је могуће или избором честице сличне густине као и флуида или смањивањем пречника честице. Услед значајне разлике у густини између коришћеног маслиновог уља у ПИВ експериментима и ваздуха мора се смањити пречник честице што се и постиже атомизатором, при чему се мора пронаћи компромис између услова да честица буде довољно мала и захтева да се задовољи расејавања ласерске светлости на квалитетан начин. Квалитет снимка зависи од оствареног

контраста, а који је у директној пропорцији са расејаном светлосном енергијом. Правилан одабир маркера је први начин, а други је повећавања снаге ласерског зрачења. Први начин је ефикаснији и економичнији, мада је некад и други неизбежан. Расејана светлост од малих честица је функција више фактора: односа индекса рефракције саме честице, који за маслиново уље износи $n=1,47$, и околног флуида (у експериментима у дисертацији је ваздух), величине честице (која за коришћени атомизатор у просеку износи $0,6\mu\text{m}$, њеног облика и положаја. За сферичне честице пречника d_p , који је већи од таласне дужине упадне светлости, може се применити Лоренц-Миова теорија расејавања.



Слика 4.21 Расејавање светлости честице пречника $1\ \mu\text{m}$ (Raffel и сар. 2007).



Слика 4.22 Расејавање светлости честице пречника $10\ \mu\text{m}$ (Raffel и сар. 2007).

На сликама 4.21 и 4.22 је приказана расподела интензитета расејане светлости у поларним координатама за честице уља пречника 1 и $10\ \mu\text{m}$. Интензитет светлости приказан је логаритамском расподелом, тако да је разлика интензитета између суседних кругова са фактором 100 . Расејавање светлости по Ми-у може се

описати нормализованим пречником (q) дефинисаним као $q = \pi d_p / \lambda$ (Raffel и сар. 2007). Однос расејавања светлости са повећањем угла, значајно расте са порастом q . Са дијаграма се може приметити и да се расејавана светлост, од више малих честица у ласерском снопу, поново међурефлектује даље у свим правцима.

С обзиром да је индекс преламања воде значајно већи од индекса преламања ваздуха, расејавање светлости у ваздуху је за ред величине веће од истога у води, те се стога, веће честице морају примењивати у воденим токовима, а то је и изводљиво јер нам то омогућава мања разлика у густини између воде и нпр. посребрене стаклене сфере. Здравствени фактори морају се свакако разматрати када се просејавање врши у отвореним токовима. Тада може доћи до удисања оваквих честица, а које касније може нарушити здравље особља. Уља биљног порекла (маслиново или уље кикирикија) се користе, јер се сматрају да су мање нездрава од осталих расположивих материја.

4.3.2.2 Осветљавање флуидне струје

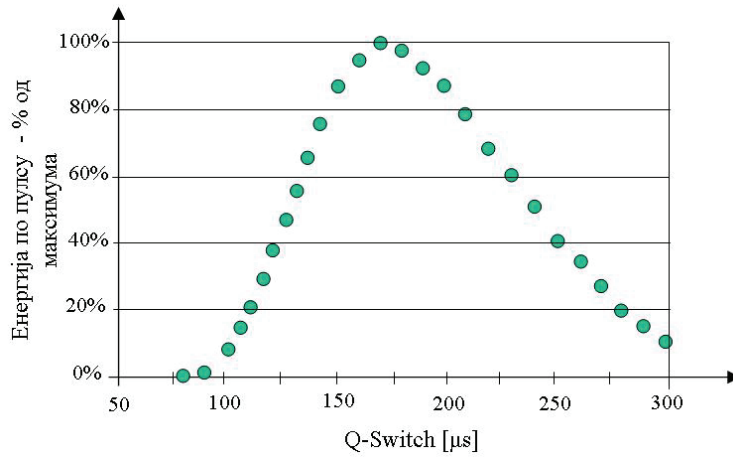
У оквиру ПИВ експеримената коришћена су два типа ласера са кристалима. За мерења на инсталацији В је коришћен ласер мање учестаности рада Nd:YAG ласер, док је на инсталацији Г коришћен ласер високе учестаности типа Nd:YLF. У развоју је коришћење ЛЕД технологије за осветљавање флуидне струје. Скраћени опис коришћених ПИВ ласера се даје у наставку, ослањајући се на прегледну књигу Raffel и сар. (2007).

Неодијумски-YAG кристал ласери су веома заступљни ласери у ПИВ-у, јер имају високо појачање и добра механичка и топлотна својства. Има их мале и високе учестаности рада. Зрак се генерише неодијумским Nd^{3+} јонима који се могу унети у различите основне материјале, што је у овом случају YAG кристал (итријум-алуминијумски гранат, $Y_3Al_5O_{12}$), синтетички кристални материјал из групе граната. Ласери чврстог стања, чије је језгро цилиндричног облика, побуђују се оптички, белом светлошћу, помоћу бљескалице (слика 4.29б), чија светлост је усмерена на језгро помоћу цилиндричних огледала елиптичног попречног

пресека. Из основног стања прелази се у стање инверзне популације побуђивањем ласерског језгра, када се достигне праг инверзне популације који зависи од карактеристика ласерског резонатора. На тај начин се може добити више ласерских импулса у низу. Увођењем квалитативног мењача (Q-switch, quality switch), мењају се оптичке карактеристике резонатора. Ако се резонатору омогући да осцилује у тачки највеће енергије за време трајања циклуса бљескалице, могу се достићи ласерски импулси веома велике снаге. Помоћу Q-switch-а се може генерисати више импулса велике снаге из једног резонатора, међутим ПИВ ласери се састоје од два резонатора. На тај начин се омогућава кориснику да подешава време које протекне између два импулса, независно од снаге истих. Коришћењем Q-switch-а зраци су линеарно поларизовани, основне таласне дужине $\lambda=1064$ nm, која се помоћу посебних кристала преводи из области инфра-црвеног зрачења у област видљивог зеленог зрачења таласне дужине $\lambda=532$ nm. Таласна дужина излазне светлости из ласера Nd:YLF је 527nm.

Будући да се оптичка својства резонатора мењају са променом температуре, добра и непроменљива оптичка својства ласерског зрака могу се постићи само при номиналним вредностима за времена између поновног испаливања сваког наредног импулса и за вредност напона бљескалице. Да би се постигла енергија импулса од 400 mJ или чак и већа, у оквиру једног осцилатора, користе се више бљескалица и критичних резонатора са равним огледалима. Цена која се плаћа за велику излазну снагу огледа се у томе да је профил ласерског зрака слабих карактеристика, које такође варирају са растојањем од ласера. Уочава се такође да је губитак корелације између честица приликом анализе ПИВ снимака изазван углавном неравномерном расподелом енергије по ласерском снопу. Проблеми подешавања профила интензитета светлости дуж ласерског снопа, односно листа, су наведени у потпоглављу 4.3.2.2.2. Детаљан опис ласерског система са удвојеним осцилатором и критичним резонаторима, који одговара коришћеном Nd:YAG ласеру у тези, је дат у Raffel и сар. (2007).

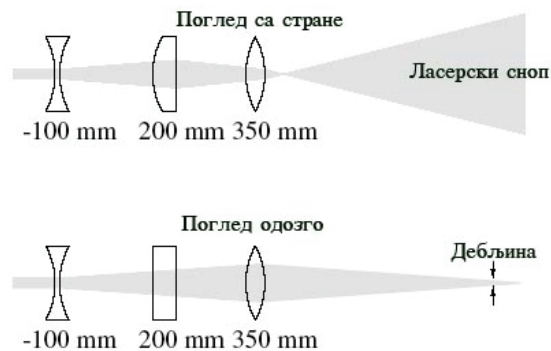
Хармонизација Q-switch-а је од виталног значаја за остваривање максималних карактеристика ласера. На слици 4.23 се види да се максимум енергије постиже при „кашњењу“ Q-switch-а од 175 μ s.



Слика 4.23 Расподела енергије пулса у зависности од времена старта Q-switch-а (Hyde 2007).

4.3.2.2.1 Оптика за формирање ласерског листа

Приликом осветљавања флуидне струје помоћу ласерске светлости мора се пронаћи начин за трансформацију ласерског зрака у танак ласерски лист. Кључни елемент за такву трансформацију јесте цилиндрично сочиво, а за Nd:YAG ласере то се може остварити одговарајућом комбинацијом цилиндричних и сферичних сочива.



Слика 4.24 Комбинација сферних и цилиндричних сочива помоћу којих се ласерски зрак трансформише у лист (Raffel и сар. 2007).

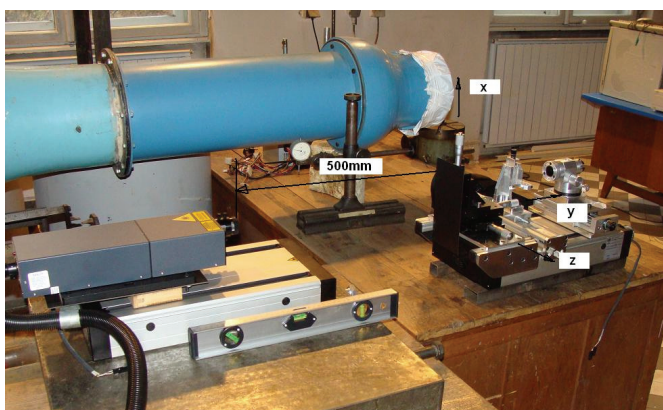
На претходној слици је приказана комбинација једног цилиндричног, заједно са два сферна сочива, од кога је једно дивергентно односно има негативну вредност жижне даљине. Разлог за употребу дивергентног сочива је у избегавању жишне линије. Велика снага ласерског импулса у жижи и непосредној околини јонизује ваздух, тако да и честице прашине могу бити спаљене. Овакви ефекти изазивају појаву акустичног зрачења које значајно мења првобитна својства ласерског зрака. Ширина ласерског снопа углавном је одређена жижном даљином сочива у средини, а промена ове вредности може се вршити само изменом сочива.

Комбинацијом цилиндричног сочива од -25mm и сферичног сочива од 500mm , формира се, према Hyde (2007), ласерски лист са дебљином у струку од $53\mu\text{m}$ и висином од 114mm . Мерна запремина се добија из производа површине мерне регије и дебљине у струку ласерског листа.

У оквиру ПИВ мерења мале учестаности је коришћена комбинација цилиндричних сочива од -15 и -25mm и сферичног сочива од 500mm . За неке експерименте је коришћено само једно од наведених цилиндричних сочива.

4.3.2.2 Тестирање ласера за ПИВ мерења

ПИВ мерењима увек треба да претходи провера преклапања ласерских снопова ласера бр. 1 и 2 у два управна правца. Пошто оптичку путању ласерског зрака обезбеђују огледалца као оптички елементи, до непреклапања ласера може да дође услед механичких вибрација, као и температурских промена у просторијама где је ласер одложен или ради. Резултат неподешености ласера су нелогични резултати.



Слика 4.25 Уређај за тестирање преклопљености ласерских равни.



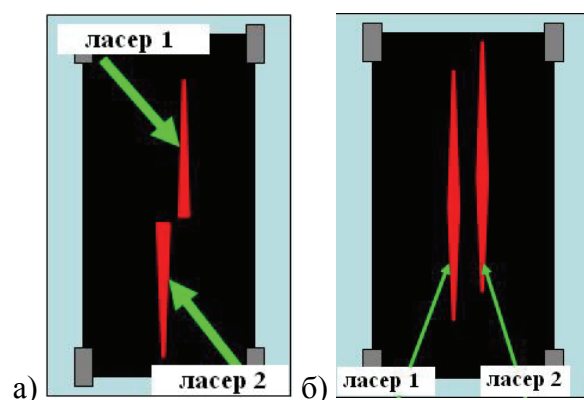
Слика 4.26 Резултати тестирања ласера.

Инсталација за проверу и подешавање ласера би требало да садржи помоћне уређаје који се испоручују уз ПИВ систем и који увећавају цену система. Како то није могуће, конципиран је опитни штанд за проверу и подешавање ласера као што је то приказано на слици 4.25. Ласер, заједно са својом вођицом демонтран је са носача који служи за ПИВ мерења и постављен је на нивелисану равну површину која служи и за подешавање угла лопатица обртног кола. На ласеру је постављена комбинација цилиндричног сочива негативне фокалне дужине -15mm и једног сферичног фокалне дужине од 500mm . Изведено подешавања ласера важи и за друге комбинације сочива. За потребе подешавања ласера је модификован универзални уређај за репарацију сонди и на њега постављен “burning paper” како би имали што тачније померање мете са овим папиром у односу на ласерски сноп. Мета са папиром је постављена на растојање од 500mm (слика 4.25).

Пре тестова, требало би пустити ласер да ради најмање 20 минута како би се постигла термичка стабилност за најбољи квалитет ласерског снопа. Максимално време трајања загревања је 30 минута, јер просечни рок трајања ласерске лампе је $2 \cdot 10^6$ бљескања. Приликом загревања ласера Flash lamp ласера се подеси на позицију INT, а Q-switch ласера на позицију EXT, како не би било емитовања ласерске светлости изван кућишта ласера. Сва тестирања су обављена подешавањима директно на кућишту за напајање ласера, без употребе рачунара што је знатно олакшало физичку манипулацију са целим системом.

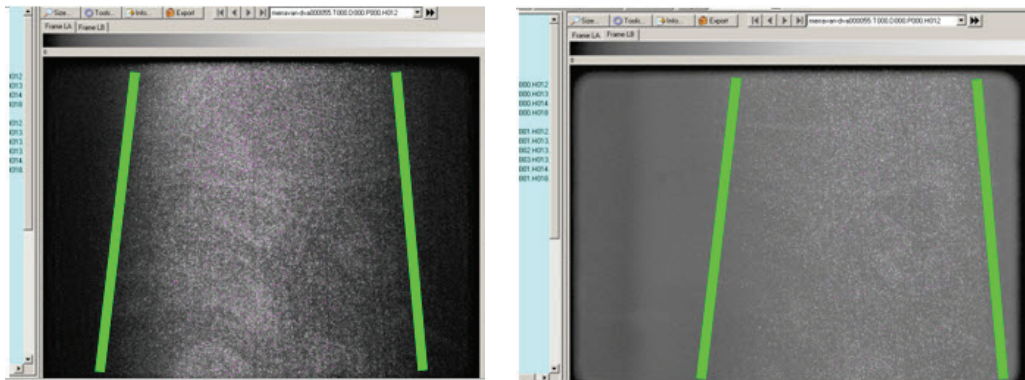
Приликом тестирања пусти се да ради само први ласер са максималном снагом у трајању од 15s. Потом се помери мета за 0,5cm и пусти да ради други ласер под истим условима. На папиру се затим упореде оба трага. Слично је и при тестирању у хоризонталном правцу, када се користи папир за преклапање пола снопа (слика 4.26).

Преклапање ласерских снопова би требало у оба правца да буде што веће, а минимално 80%. Резултати су показали да је ситуација прилично лоша и да је вертикално преклапање око 50%, а да хоризонтално уопште не постоји. Хоризонтално поклапање је од изузетне важности. Очигледно је да су нелогични резултати проузроковани непреклапањем у хоризонталном правцу. Непреклапање ласера у два управна правца је приказано на следећим сликама.

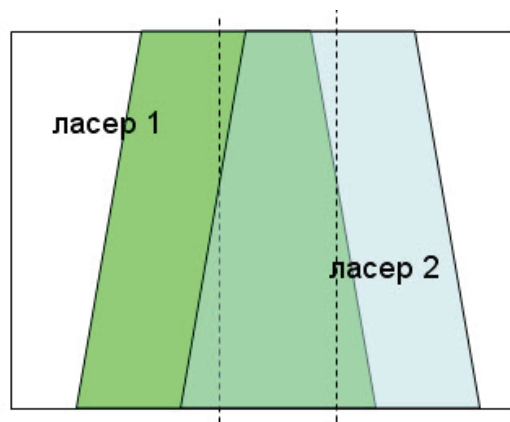


Слика 4.27 Непреклапање ласера 1 и 2 у а) хоризонталном и б) вертикалном правцу.

Вертикално разилажење ласерских снопова на ПИВ снимцима уочава се и на основу интензитета осветљености мерне области од стране једног и другог ласера (слика 4.28), а у хоризонталном правцу посматрањем једне честице и њеног положаја на снимку А и снимку В. Како је то већ наглашено, раздешеност ова два ласерска снопа доводи до погрешних резултата.



а) Снимак после осветљења ласером А и ласером В, редом.



б) Преклапање ласерских снопова ласера 1 и 2.

Слика 4.28 Анализа осветљености ласерима равни посматрања за пример једног снимка при режиму струјања n_1 .

4.3.2.2.3 Подешавање ласера за ПИВ мерења

Подешавање положаја огледала на оптичком путу зрака ласера 2

Да би се извршило подешавање Nd:YAG ласера морао се скинути поклопац са кућишта ласера и поставити бравица (интерлок) како би се обезбедио континуирани рад ласера и без поклопца. Ласер је постављен на инсталацији за тестирање ласерског снопа, као што је то приказано на следећој слици. На слици је приказана путања ласерског снопа ласера 2.

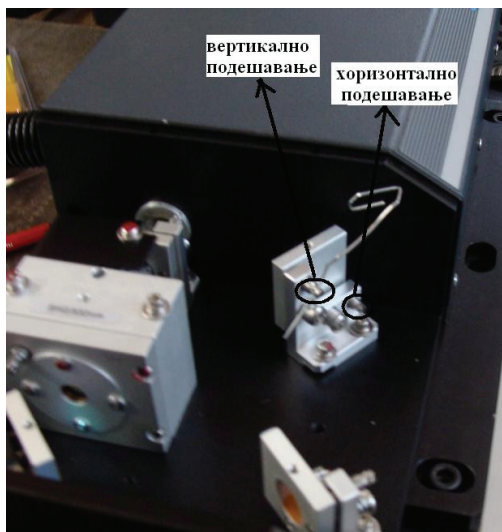


Слика 4.29 а) Изглед ласера и оптике која се подешава; б) Ласер у раду са постављеним интерлоком.

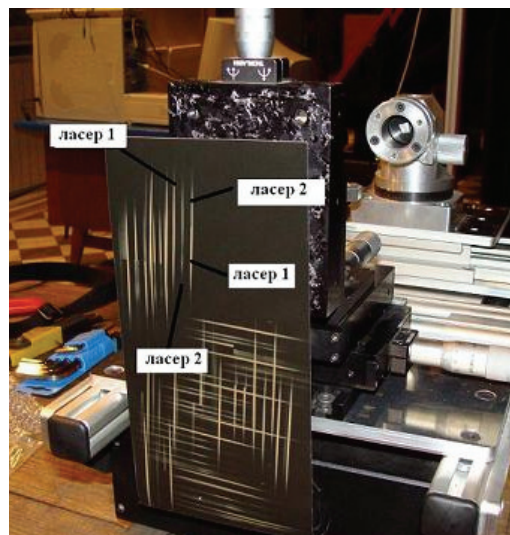
Континуирани рад ласера је битан због постизања термичке стабилности лампе и адекватних резултата провере интервенције на огледалу бр. 1, означеном на претходној слици. Остали оптички елементи нису подешавани. Рад са отвореним кућиштем ласера захтева додатне мере опреза и заштите на раду, тако да је цео процес обављен са одговарајућим заштитним наочарима. Закретање огледалца је обављено најобичнијом спајалицом и то на доњем завртњу за хоризонтално подешавање ласера, односно на горњем завртњу за вертикално подешавање ласера (слика 4.30).

Када је извршено подешавање ласерских снопова, поновљено је тестирање. Добијени су много бољи резултати (слика 4.31). Подешавањем је постигнуто

вертикално и хоризонтално преклапање скоро у потпуности. Понављањем мерења у флуидној струји, добијени су логични и тачнији резултати.



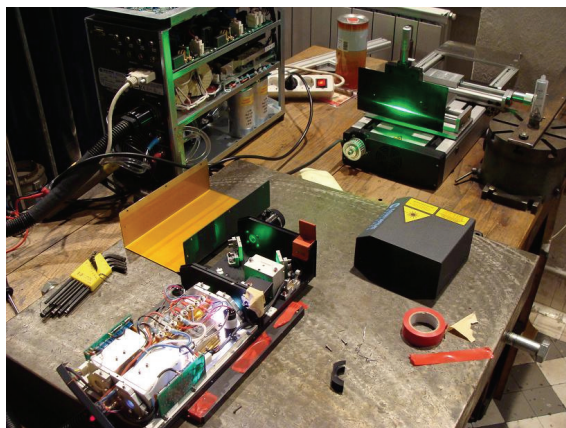
Слика 4.30 Подешавање огледала бр. 1.



Слика 4.31 Резултати подешавања ласера.

Сложенији захвати поправке ласера

При отпочињању нове серије мерења, радио је један ласер, док други није. Досадашња подешавања огледала бр. 1 (слика 4.30) нису давала резултате. Установљено је да је потребно подешавати рефлексионо огледало ласера 2, што је захтевало отварање и другог дела главе ласера. Пажљивим подешавањем, и овај квар је отклоњен. Међутим, током експеримената је дошло до поновног отказа ласера. Цела комуникација са сервисером је обављена путем интернета. После вишедневног рада установљено је да се ради о квару плоче ласера 1, који је смештен у глави ласера.



Слика 4.32 Подешавање ласера после поправке.

Због ове интервенције је поново морао да се отвара и други део главе ласера, као и само напајање (слика 4.32). Извршена је замена и ове плоче, тако да је ласер био спреман за рад.

4.3.3 Принципи стерео ПИВ мерења

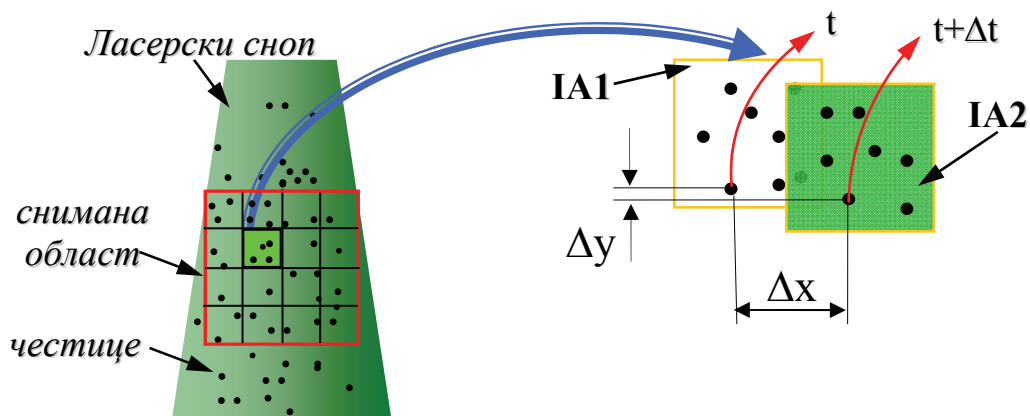
У оквиру овог потпоглавља биће изложене основе раванске и стерео ПИВ калибрације и мерења. Принципи стерео ПИВ мерења су изложени, између осталог и у Prasad (2000).

4.3.3.1 Основе ПИВ мерења

ПИВ мерна техника је анемометрија заснована на мерењу брзине микронских честица просејаних у флуидној струји. Ова техника обезбеђује мерење тренутних вектора брзине у одговарајућим равнима флуидног тока и уколико је у стерео конфигурацији, обезбеђује мерење просторних вектора брзине у једној равни. Техника је неинванзивна, изузев уношења маркера, односно просејавања флуида. Применљива је и за течности и за гасове, у распону од 0, односно пар mm/s, до суперсоничних брзина. При малим брзинама могу се користити постојеће “нечистоће”, тако да је неинванзивност методе потпуна.

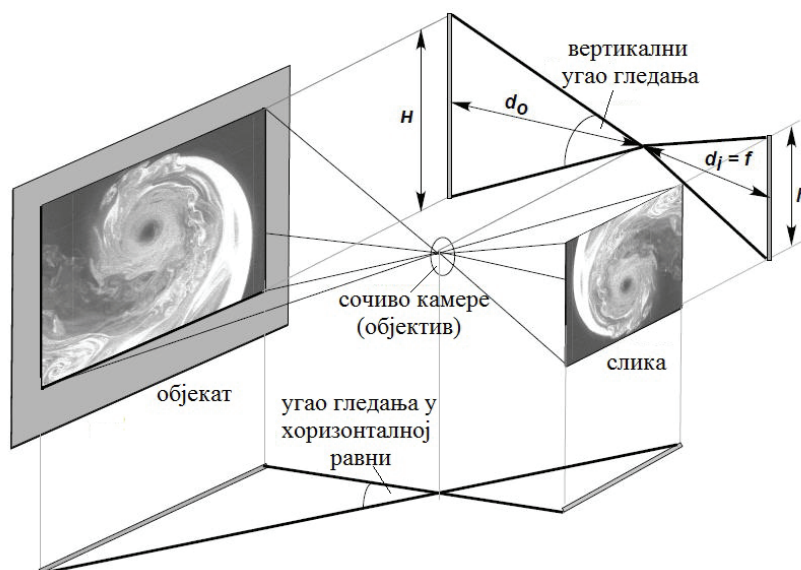
На инсталацији је неопходно обезбедити одговарајући оптички приступ у најмање две равни и то за ласер и камеру. Импулсним ласером јаког интензитета, који има велику излазну снагу и могућност формирања ласерског листа од снопа помоћу пропратне оптике, осветљава се раван струјања, два пута сукцесивно, са тачно дефинисаним временским размаком (Δt), који се бира зависно од мерене брзине. Сlike се, синхронизовано са импулсима ласера, узоркују камерама са CCD (charged-coupled device) сензором. Следи дигитална обрада слика како би се добило дводимензионо поље брзина.

На следећој слици су дати основни појмови за објашњење базичног принципа рада ПИВ система.



Слика 4.33 Приказ основних појмова за рад ПИВ система, где су: IA1, IA2 - прорачунска подсеквенца (interrogation area) после првог, односно другог импулса ласера и Δt - време између два ласерска импулса.

ПИВ мерна техника одређује тренутно брзинско поље. Компоненте у равни се одређују на основу израза $u_x = \Delta x / \Delta t$ и $u_y = \Delta y / \Delta t$. Уводи се M - коефицијент увећања оптичког система, који на основу слике 4.34, гласи: $M = h / H = d_i / d_o$.

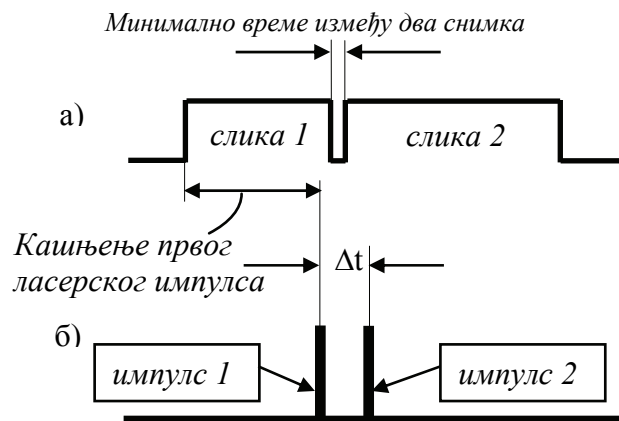


Слика 4.34 Начин рада оптике при ПИВ мерењима (Leishman и Ramasamy 2006).

Овде су h - величина слике објекта, H - величина објекта, d_i - растојање снимка и d_o - растојање објекта. На основу познавања градијената брзине, могу се одредити и вектори вртложности.

Мерна техника праћења честица PTV се заснива на скоро дословној примени овог принципа квантитативне визуализације. Међутим, код ПИВ-а се не мора радити о истој честици, већ статистички довољно квалитетном парњаку.

Значи, параметри, који се подешавају су увећање M , дефинисано одабиром одговарајућег сочива, као и време Δt између два ласерска импулса (слика 4.35).



Слика 4.35 Метод снимања “frame-straddling”. Приказ дуж временске осе. а) експозиција камера, б) ласерски импулси.

Избор времена (Δt) се врши путем покушаја са циљем да се избегне „замрзавање“ флуидних делића. Коришћена времена Δt су дата у табели 5.1. Пошто је снимљена секвенца од две временски блиске слике, оне се деле на мале сегменте (IA - interrogation areas), чија се величина може софтверски подешавати. За сваки пар сегмената (IA) којима је снимљен исти део видног поља у два блиска тренутка, израчунава се крос-корелациона функција. Положај максимума ове функције у односу на центар сегмента представља средњи померај честица снимљених тим сегментом. Висока тачност мерења помераја, а тиме и одређивање брзине, постиже се субпикселском интерполацијом. Знајући време између два ласерска

импулса (Δt), добијају се вектори брзине који се придружују сваком од сегмената и они чине векторско брзинско поље флуида.

У оквиру ПИВ система мале учестаности користе се камере са CCD сензорима, које памте први снимак унутар своје меморије (бафера), а не врше моментални трансфер према рачунару, већ праве следећу слику. Резултат је континуални низ слика са учестаношћу једнакој могућности узорковања камере (refresh rate). При ПИВ мерењима виское учестаности користе се камере са CMOS сензорима, које такође, имају своју меморију, али много већу, од 8GB. Након завршетка снимања врши се трансфер слика на рачунар путем мрежног кабла.

Најпогоднији облик снимања је, с обзиром на карактеристике камере, приказан на слици 4.36. На овај начин, с обзиром да се може подесити да Δt буде јако мало, могу се снимати велике брзине. Ласерске импулсе производи систем, који се састоји из два ласера, при чему се за сваки од њих, софтверски подешава тренутак почетка пумпања (F – flash switch) и тренутак окидања (Q – quality switch).

Као што се могло видети, за извођење једног успешног ПИВ експеримента од главног значаја су следећи кораци:

1. адекватно просејавање флуидне струје,
2. квалитетно осветљавање жељеног простора,
3. поуздана калибрација,
4. снимање довољно брзим камерама и
5. адекватна анализа снимка.

4.3.3.2 Равански ПИВ

Равански ПИВ даје две компоненте вектора брзине у равни. Камера се у овом случају поставља под правим углом у односу на ласерски сноп. На тај начин се добијају најмања оптичка закривљења. Овако се одређују пројекције вектора само у равни ласерског снопа. Будући да су струјања у флуидним токовима скоро увек

тродимензионалног карактера, компонента вектора брзине која је нормална на раван снимања уноси грешку у мерење. Наиме услед присуства ванраванске компоненте брзине у временским тренуцима између два импулса, неке честице улазе у или излазе из снимане прорачунске подсеквенце, а такође и у самој равни неке честице улазе у или излазе из прорачунске подсеквенце, те долази до немогућности упаривања тих честица у два временска тренутка, односно долази до смањивања тзв. сигнал-шум односа (signal-to-noise ratio, односно SNR), који је мера квалитета снимка.

Постоје три начина помоћу којих се овај ефекат може смањити:

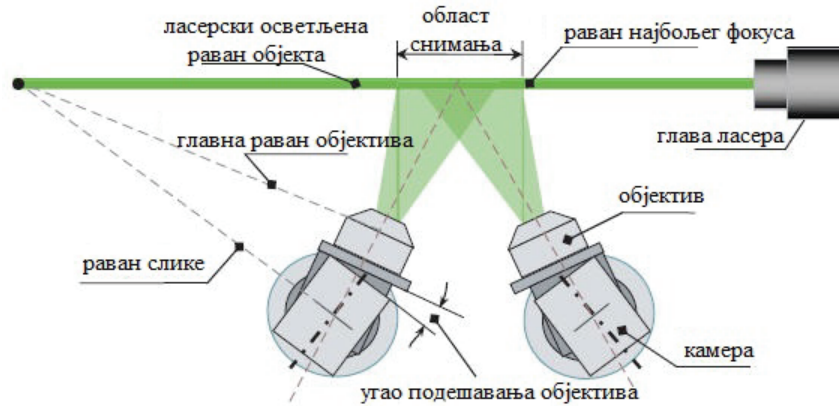
1. Скраћивање временског интервала између два осветљавања (Δt), али тиме се смањује и динамички опсег самог мерења.
2. Дебљина ласерског снопа може се подесити тако да се прилагоди ванраванском померају за дато Δt , мада ни ово није увек могуће, будући да се енергија ласерског снопа смањује са повећањем дебљине снопа.
3. Паралелним померањем ласерског снопа, у тренутку између осветљавања флуида, у правцу флуидног тока. Ова метода даје најбоље резултате када је средња вредност ванраванске компоненте брзине приближно константне вредности у целокупном посматраном подручју.

Најбољи резултати добијају се комбинацијом ова три начина. Користећи статистички Монте Карло експеримент Keane и Adrian (Adrian 1991) показали су да за успешну реконструкцију вектора мора бити најмање четири ефективна пара који се налазе унутар прорачунске подсеквенце.

4.3.3.3 Стерео ПИВ

Стереоскопска поставка уводи другу камеру која посматра сниману површину из другог угла, и тиме омогућава реконструкцију и треће димензије вектора брзине (слика 4.37). Прецизност мерења треће компоненте расте са приближавањем угла под којим се секу осе камера вредности од 90° . Међутим, није увек могуће поставити пар камера на заједничко постоље и још успоставити симетричан

распоред, нарочито када је растојање са кога се посматрани простор снима велико. Због тога су и развијени поступци снимања и калибрације за асиметричне поставке.



Слика 4.36 Scheimpflug стерео поставка камера (Liu и сар. 2006).

Мерење је ограничено простором који се може видети из обе камере, који одређују: фиксна величина CCD сензора чији се центар налази на главној оси сочива и бленда. Да би се на задовољавајући начин извршило снимање малих честица, раван снимка се мора закривити. Најбоља изоштреност обезбеђује се када се раван објекта, раван сочива (објектива) и раван слике, за сваку камеру, секу у заједничкој тачки (Scheimpflug критеријум, слика 4.36). То је у коришћеном систему омогућено механизмима који су набављени уз камере. Scheimpflug критеријум дефинише раван најбољег фокуса. При томе настала закривљеност перспективе (посматрани квадрат на снимку трансформише се у трапезоид) доводи до тога да фактор увећања M више нема јединствену вредност за целокупан посматрани простор. Оваква поставка захтева посебан процес калибрације.

4.3.3.4 Примери раванске и стерео калибрације ПИВ система

Раванска и стерео калибрација ПИВ система представљају један од кључних елемената квалитетног мерења, што се приказује у наставку.

4.3.3.4.1 Раванска калибрација

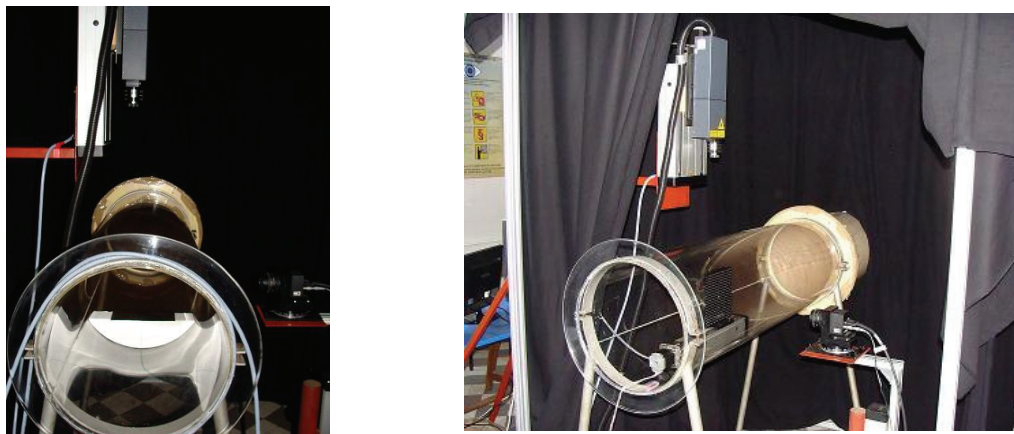
Калибрација ПИВ система представља мапирање простора кроз који струји флуид, а који ће бити посматран. За те потребе, предвиђена је мета величине 18 x 18 cm од челика, са поделом на сваких 1cm. Мета има две равни за за запреминско мапирање простора. О њој ће бити мало више детаља у следећем потпоглављу. Није коришћена цела површина мете, већ само један њен део.

У зависности од површине која се жели снимати постављају се одговарајућа сочива на излазу из ласера. Оптика ласера служи за контролу димензија осветљене површи. Цилиндрична сочива контролишу висину ласерског снопа, а сферична дебљину формирајући струк ласерског снопа у својој фокалној тачки. У оквиру овог експеримента су постављена три сочива и то редом, два цилиндрична сочива негативне фокалне дужине -15mm и -25mm, па потом једно сферично позитивне фокалне дужине од 500mm. На овај начин је дефинисано и растојање од излаза из ласера до центра мерне површи, тако да се камером посматра најдебљи струк ласерске равни где је највећи интензитет, али се такође могу користити и остале тачке у оквиру овог снопа. Овако је дефинисан струк ласера, његова висина и дебљина, као и угао ширења ласерског снопа.

Калибрација подразумева следеће кораке: позиционирање ласера у односу на струјну геометрију, потом прецизно позиционирање мете у односу на ласерски снап, позиционирање и подешавање камере у односу на мету, дефинисање величине и квалитета видног поља, и, на крају фокусирање мете према просејаним честицима у струјном току.

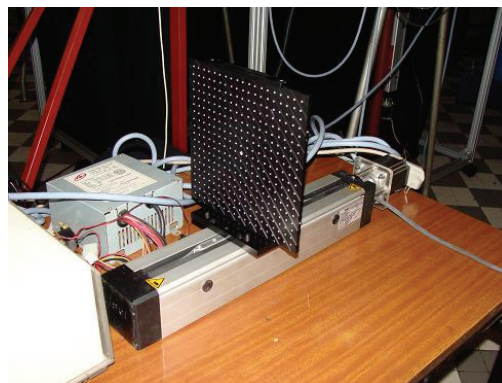
Прво се врши позиционирање ласера у односу на геометрију у којој се врши снимање струјног поља. Поставља се папир који мења својства приликом осветљавања са ласером, тзв. “burning paper” на сталак израђен од стиропора (слика 4.37а).

Када је извршено позиционирање ласера у односу на жељени мерни пресек у оквиру цеви, приступа се позиционирању мете у односу на ласерски сноп. Мета на врху поседује два уграђена стакла која рефлектују ласерску светлост назад према ласеру. За потребе позиционирања мете у односу на ласерски сноп урађена је аутоматизација са три корачна мотора све три вођице, линеарног вертикалног вођења ласера и камере, као и хоризонталног вођења мете. Коришћене су наведене линеарне вођице. На следећој слици је приказана позиција мете $r/R=0$. Систем се може, ротацијом мете за 90° , користити за позиционирање и у попречном пресеку (слика 4.37б).



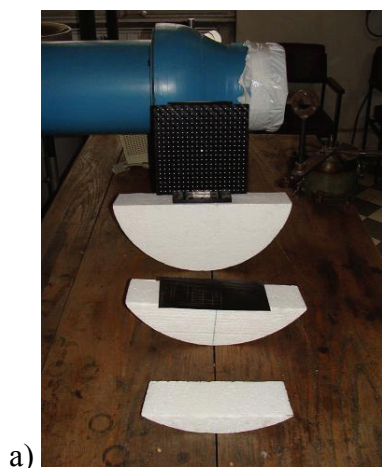
Слика 4.37 Пресек $x/D \approx 22,56$, инсталација тип Б: а) Позиционирање ласера за снимање уз помоћ burning paper-а, б) Позиционирање мете у односу на ласерски сноп за снимање у вертикалној меридијанској равни.

Са оваквим системом је могуће и траверзирање мете у простору, али то није неопходно, с обзиром да мета има две равни.

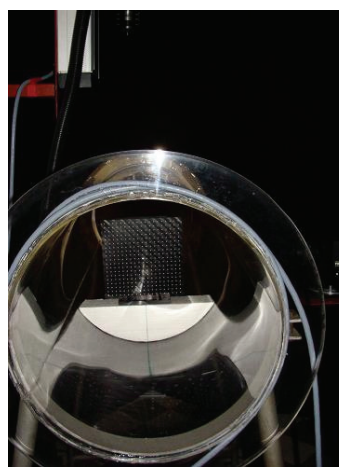


Слика 4.38 Могућности позиционирања мете у односу на ласерски сноп за снимање у вертикалној меридијанској равни.

Ова подешавања се врше при ниском енергетском нивоу ласера, између осталог и због безбедносних разлога, али после загревања ласера у трајању од двадесетак минута при пуној снази. За потребе позиционирања мете у односу на ласерски сноп у попречном пресеку цеви израђена су и три сталка од стиропора различитих висина (слика 4.39а).



а)



б)

Слика 4.39 а) Позиционери од стиропора за три различита положаја; б) Калибрација у попречном пресеку цеви, пресек $x/D \approx 22,56$, инсталација тип Б.

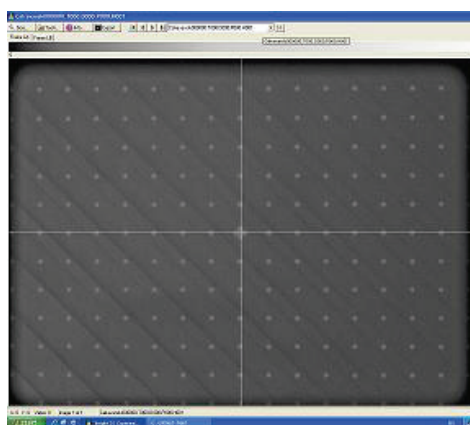
После подешавања положаја мете у односу на ласерски сноп, врши се подешавање камере у односу на мету и то тако да се центар мете нађе у центру

слике. Ова подешавања се обављају без рада ласера. У случају раванских мерења користи се само једна камера (слика 4.39б). Требало би водити рачуна да мета није изобличена. Контрола се врши приликом континуалног снимања.

Ради боље контроле нивоа осветљења приликом мерења је коришћен израђени параван са црним кепером. Истоветни застори се постављају и на под, због значајних рефлексија, као и на сам врх конструкције. Овако је формирана права мрачна комора. На овај начин се елиминише и непожељно ласерско зрачење и рефлексије и остварују и мере заштите на раду.

За раванска мерења је коришћена наведена 12-битна CCD камера модел PowerView Plus 2MP. Подешавање отворености бленде и фокуса се врши у условима затамњења. Приликом ових мерења коришћена је објектив AF Nikkor, 50mm f/1.8D, произвођача Nikon, Јапан, са отвореношћу бленде од 2,8, и фокусом на позицији 0,485. Разматрана је и употреба објектива од 105mm f/2.8 AF DG MACRO, произвођача Sigma.

Када се фокусирају тачке на мети, сниме се један снимак у секвенцијалном моду и приступи његовој обради у оквиру софтвера INSIGHT 3G, како би се успоставила зависност између пиксела и реалне геометрије. Изглед добро фокусиране мете је приказан на следећој слици. Величина мерне површи је 140x110mm.



Слика 4.40 Снимак калибрационе мете спреман за обраду у софтверу INSIGHT3G.

Како су тачке на мети прилично крупне у односу на честице просејане атомизатором, то се додатно фокусирање врши када се уклони мета, оствари струјање, пусти ласер да ради на средњој снази и почне са снимањем у континуланом моду. Тада се врши фокусирање на самим честицама. Сада се може приступити мерењима.

4.3.3.4.2 Стерео ПИВ калибрација

У оквиру мерења, за стерео калибрацију, је коришћена испред поменута, дупла мета са две равни или "Dual Plane Double Sided (DPDS)". На овај начин су била могућа подешавања камера, како са исте, тако и са различитих страна мете. Мета је црна и има беле маркере, на једнаком растојању од по 10mm на себи (слика 4.38). У центру је наглашен маркер у облику крста који представља центар ПИВ координатног система. Он се уноси, а позиције осталих маркера се одређују на основу њега. Равни су удаљене тачно 1mm и то омогућава израчунавање калибрационих коефицијената без померања мете. Међутим, ово утиче и на мерну несигурност одређивања компоненте брзине која није у равни.

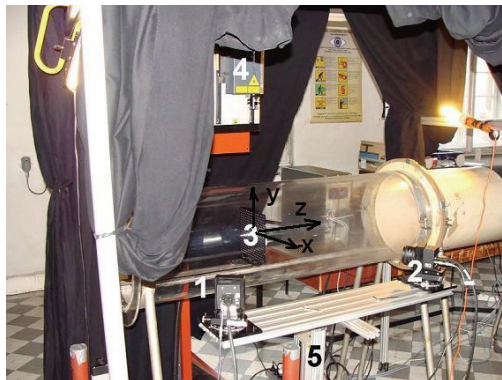
Постављањем овакве калибрационе мете унутар равни објекта, тако да се она поклапа са ласерским снопом, избегава се компликован и захтеван процес тражења оптичких параметара. Снимак калибрационих тачака у две равни довољан је да се израчуна одговарајућа функција пресликавања из равни објекта у раван снимка. Сада се, са сетом података одговарајућих тачака у две равни, користе алгоритми полинома другог или трећег реда који повезују просторне координате објекта са раванским координатама чиме се значајно упрошћава реконструкција вектора у стереоскопској ПИВ поставци.

Мана оваквог приступа састоји се у томе да просторна реконструкција користи велики број коефицијената полинома од којих нису сви статистички значајни. Недовољан број калибрационих података нарочито у близини ивица може да произведе нежељене осцилације у функцијама пресликавања.

Процес реконструкције врши се уз претпоставку да је калибрациона мета у савршеној поравнатости са равни ласерског снопа. У пракси такав услов је тешко задовољити, зато што мало померање и/или ротација мете може да изазове значајну неусаглашеност између првобитно сниманих запремина. Ова закошеност испитиваних запремина и њихова корекција често се назива и корекција неупарености.

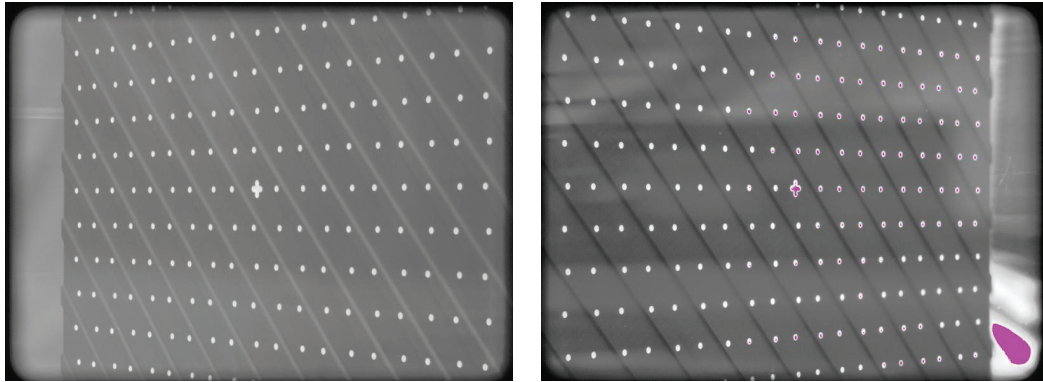
Услед коначне дебљине ласерског снопа, која дуж целе површине нема константну вредност, снимци честица се никада неће у потпуности поклапати у оба погледа, чак ни за савршену поравнатост погледа.

За стерео поставку користе се две камере. Дат је пример у пресеку 3 на инсталацији типа В (слика 4.41).



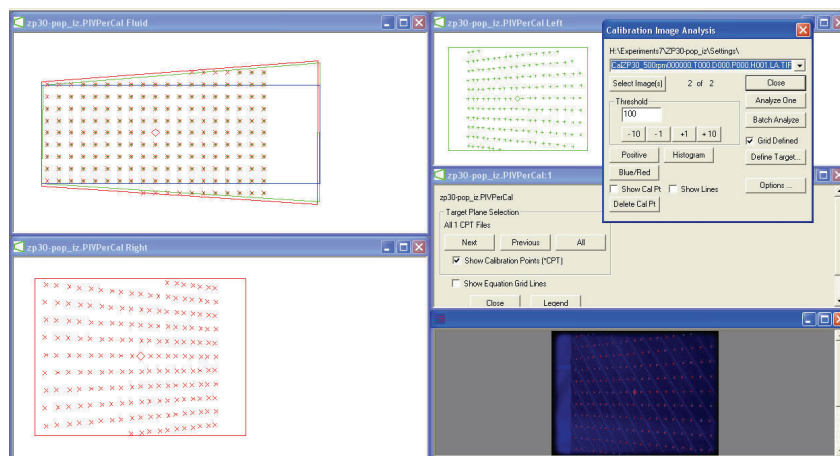
Слика 4.41 Поставка стерео ПИВ система у мерном пресеку 3: 1- лева CCD камера, 2- десна CCD камера, 3- мета, 4- Nd:YAG ласер, 5- “П”-носач за камере на компјутерски вођеној линеарној вођици.

Координатни систем, који је везан за мету је постављен према софтверској конвенцији. Процес одређивања помераја честица у равни објекта на основу функција мапирања простора је детаљно објашњен у Raffel и сар. (2007), Leishman и Ramasamy (2006) и TSI (2006). Снимак мете са обе камере је приказан на следећим сликама.



Слика 4.42 Снимак калибрационе мете са левом и десном камером, редом.

Обрада калибрационих снимака се врши у оквиру софтвера INSIGHT 3G, који има уграђене све поступке мапирања простора (слика 4.43).



Слика 4.43 Обрада калибрационих снимака.

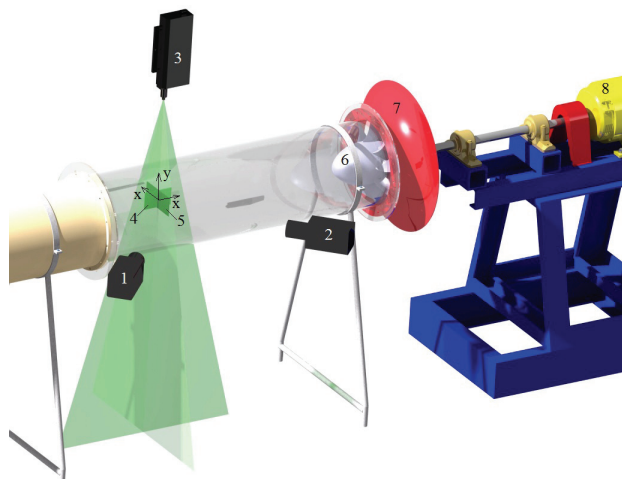
Област преклапања је на претходној слици дата плавом бојом. У оквиру ње ће се обавити стерео ПИВ прерачунавање.

4.3.4 Стратегија мерења турбулентног вихорног струјања иза кола аксијалног вентилатора

У оквиру овог потпоглавља даје се позиција координатног система у равни снимања, распоред камера и ласера за оба СПИВ система.

4.3.4.1 Стерео ПИВ систем мале учестаности рада

Током СПИВ мерења камере су постављане у положају за снимање са расејавањем светлости уназад, тзв. „back-scatter mode“ због безбедности и могућности боље манипулације у раду са ласером. Поставка стерео ПИВ мерења је у оба пресека изведена на исти начин (слика 4.44).

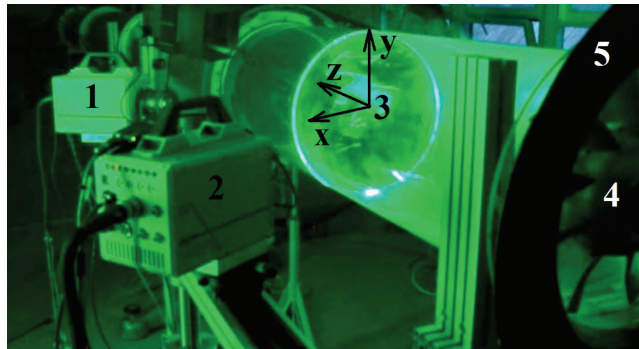


Слика 4.44 СПИВ поставка у пресеку 1, инсталација типа В: 1- лева CCD камера, 2- десна CCD камера, 3- Nd:YAG ласер, 4- вертикална меридијанска равна, 5- попречни пресек, 6- аксијални вентилатор ЗП, 7- профилисани уводник и 8- погонски електромотор.

Оријентација координатног система мете (x,y) дата је и за попречни (слика 4.44, поз. 5) и за меридијански пресек (слика 4.44, поз. 4) у складу са софтверском конвенцијом.

4.3.4.2 Стерео ПИВ систем велике учестаности рада

Код система са већом учестаношћу рада ТР ПИВ, мерења су обављена према наведеном плану, али са поставком ласера и камера у положају за снимање са расејавањем светлости унапред, тзв. „forward scatter mode“ (слика 4.45). Овде је такво подешавање могло да се изведе због много веће флексибилности ласерске оптике.



Слика 4.45 Инсталација типа Г: 1- лева (east) брза камера, 2- десна (west) брза камера, 3- попречни мерни пресек са софтверском конвенцијом за коорд. сис. ($x/D=2,48$), 4- 3П вентилаторско коло и 5- профилисани уводник.

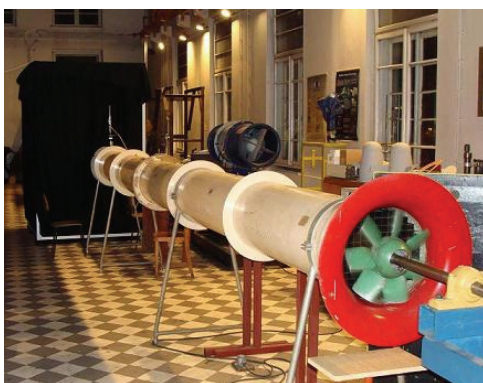
Оријентација координатног система мете је уцртана према софтверској оријентацији оса.

4.3.5 Тест мерења за ПИВ систем

За потребе ПИВ тест мерења је извршена модификација постојеће инсталације и формирана је инсталација типа Б са умиривачем флуидне струје. Идеја је била да се пиркажу резултати ПИВ мерења на једноставнијем примеру струјања. Како је класичним сондама утврђено да је вихор скоро у потпуности ишчезао, прибегло се раванском ПИВ-у, са једном камером у вертикалној меридијанској равни.

4.3.5.1 Ескпериментална инсталација за тест ПИВ мерења

Инсталација за испитивање турбулентних вихорних струјања је, за потребе тест ПИВ мерења, модификована постављањем умиривача струје типа АМСА одмах иза аксијалног вентилатора и металног сита коефицијента 2 између две цевне деонице дужине од по 4m (слика 3.3б и 4.46). На слици 3.3б је приказан 3Д модел инсталације за тест ПИВ мерења урађен у софтверу Catia.

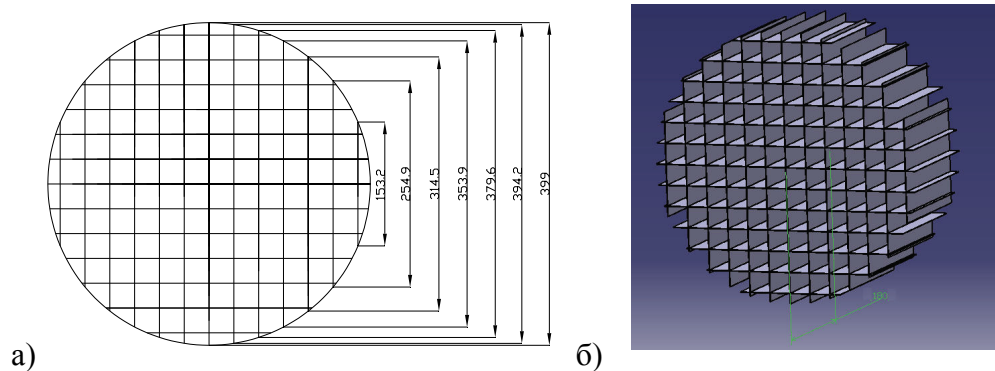


Слика 4.46 Инсталација за ПИВ тест мерења са постављеним исправљачима струје, класичним сондама и параваном за ПИВ мерења.

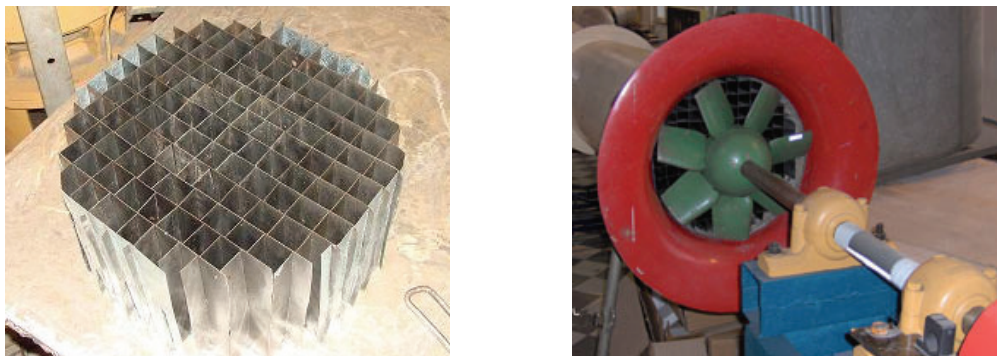
Исправљачи флуидне струје

Решетка, одн. саће, за исправљање струје тип D-AMCA straightener (ISO 7194-1983 (E)) урађено према стандарду, је спољњег пречника 399 mm и дужине L=180 mm (слике 4.47 и 4.48). Геометрија овог исправљача струје је дефинисана и у

домаћем стандарду SRPS ISO 5167-1:2007, Анекс С, С.2.2.2. Овај стандард је идентичан са SRPS ISO 5167-1:2003. Направљено је од лима дебљине 0,7mm. Постављен је у цевној деоници непосредно иза вентилатора и уводника са циљем постизања струјања са slabим вихором у праволинијској цевној деоници иза кола аксијалног вентилатора (слика 4.47).



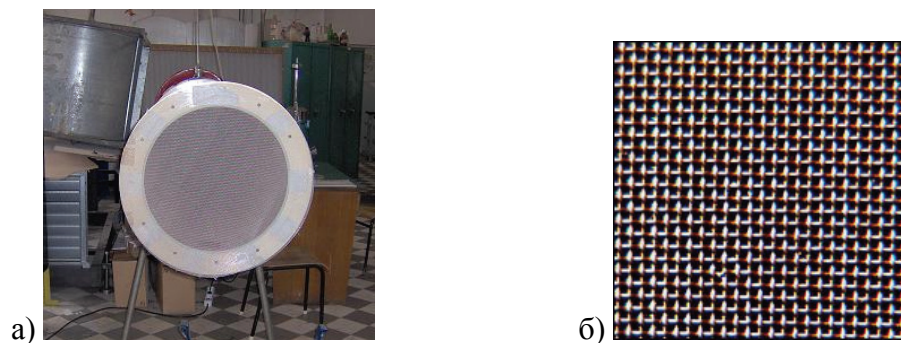
Слика 4.47 а) Решетка за исправљање флуидне струје D-AMCA straightener према стандарду ISO 7194-1983 (E) и б) 3Д модел умиривача флуидне струје израђен у софтверу САТИА.



Слика 4.48 а) Израђен умиривач флуидне струје D-AMCA straightener и б) умиривач флуидне струје постављен на потису аксијалног вентилатора.

Као додатни умиривач струје, поставља се метално сито за исправљање струје флуида пречника једнаког спољашњем пречнику прирубнице $D=500$ mm произвођача „Fasil A.D.“ Ариље тип 110 на месту споја прве и друге цевне деонице (слика 4.49). Израђено је од прохромске жице пречника $d_{st}=0,85$ mm.

Величина отвора је 1,25 mm. Избор сита, односно жељеног локалног коефицијента отпора $\zeta_s=2$, је извршен по препорукама из литературе (Идельчик 1975) и искуства из лабораторијске праксе. Вредност коефицијента отпора проверена је мерењима на експерименталном штанду.



Слика 4.49 Метално сито за исправљање флуидне струје: а) постављено у инсталацији и б) изглед материјала сита (извор: Фасил).

4.3.5.2 Резултати мерења

Класичне сонде

Испитивање униформности струјања у оквиру инсталације типа Б је обављено са угловном и модификованом сондом, која је коришћена као Пито еталон сонда и као статичка сонда са наглавком.

Подешавање и позиционирање сонди у односу на цев, носач и огрлицу је приказано у Бенишек (1976 и 1979). Прво су, како је наведено у плану мерења, измерени углови флуидне струје (α) помоћу угловне сонде за свих пет дефинисаних режима. Потом су мерени тотални притисци помоћу модификоване сонде без наглавка, у истим мерним позицијама као са угловном сондом, при истим бројевима обртаја, пошто, како је наведено, уређај за регулацију броја обртаја има изванредну поновљивост. На крају су мерени статички притисци са модификованом сондом са наглавком. Ови резултати су кориговани за калибрационе вредности.

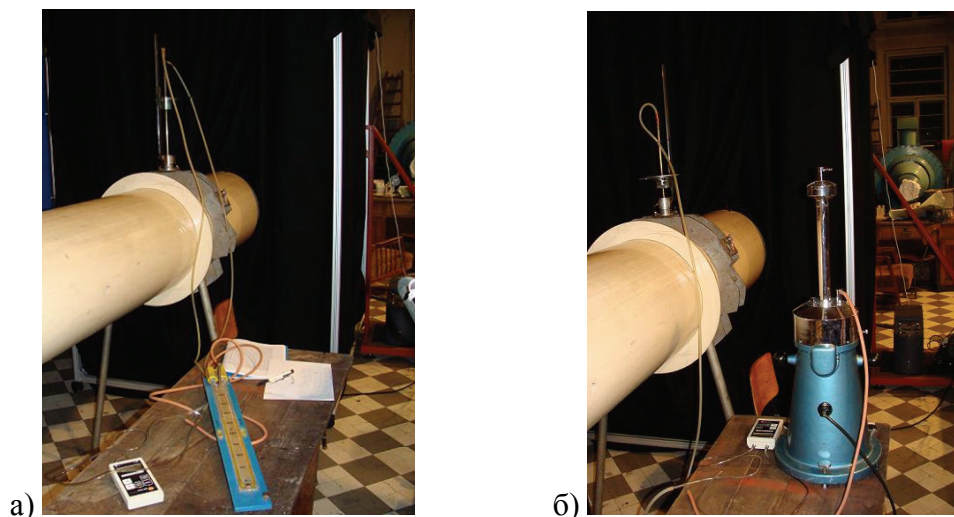
Приликом мерења углова струјања помоћу угловне сонде, коришћена је коса U-цев постављена под углом од 5° у односу на хоризонталну раван, испуњена са 70%-ним алкохолом у који је додато мало метилоранжа због повећања видљивости. Паралелно са косом U-цеви везани су наведени дигитални диференцијални давачи притиска Testo 525. Паралелна мерења су обављана и са мултифункционалним мерним уређајем Testo 400 у комбинацији са диференцијалним давачем притиска мерног опсега $\pm 10 \text{hPa}$.

Вредност измерених углова флуидне струје, односно просечног вектора брзине су биле јако мале и кретале су се у интервалу од 0 до $0,45^\circ$, односно у домену резолуције угломера на позиционеру сонде. На основу резултата се може закључити да је струјање униформно и да би и много мање прецизно позиционирање класичних сонди било у складу са стандардом ISO 3966:2008 (E), тачка 5.2.

Коришћена коса U-цев је брзо констатовала и најмању промену. Код дигиталних уређаја су биле присутне осцилације око вредности од 0Pa. Уређај Testo 525 је нешто веће тачности, има до 5 узорковања у секунди и боље се показао приликом јако малих осцилација вредности притиска око нулте вредности, међутим како су мерења у домену грешке читавања уређаја, пажња је поклоњена косој U-цеви.

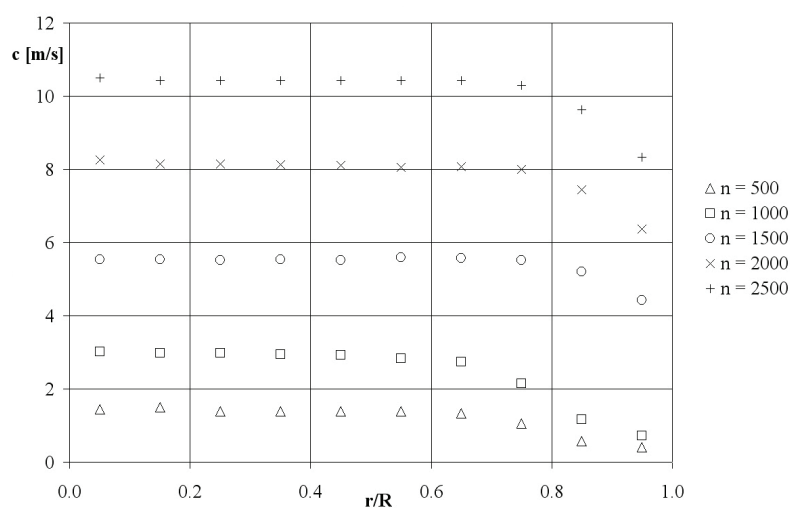
Приликом мерења тоталног и статичког притиска коришћен је наведени Бецов микроманометар тачности $0,1 \text{mmVS}$.

На следећим сликама су приказани мерни уређаји приликом мерења класичним сондама у позицији $x/D=17,3$ од почетка инсталације Б, што је приказано на слици 4.50.



Слика 4.50 а) Мерни пресек са угловном сондом и б) Мерни пресек са модификованом сондом са и без наглавка.

С обзиром да су углови α јако мали, апсолутна брзина се скоро у потпуности своди на своју аксијалну компоненту. Резултати истраживања за различитих пет дефинисаних бројева обртаја су дати на следећем дијаграму, и то промена средње аксијалне брзине у функцији од r/R , где је $R=0,2\text{m}$. Види се да је карактер сличан и да је профил брзине добар, скоро “идеалан” (слика 4.51), како је то дефинисано стандардом ISO 5802:2001 (E), тачка 8.2.1.



Слика 4.51 Резултати мерења средње брзине мерним комплетом класичних сонди дуж вертикалног правца у попречном пресеку цеви у позицији $x/D=17,3$.

Обављена мерења комплетом класичних сонди су потврдила да је на потиску аксијалног вентилатора скоро у потпуности елиминисано вихорно струјање и створено униформно турбулентно струјање постављањем два умиривача флуидне струје.

Мерена је и средња брзина на излазном пресеку из инсталације, ради оријентационе провере, за свих пет режима струјања помоћу уређаја Testo 450 са специфицираном анемометарском сондом са крилцима пречника главе 16mm, у позицијама прописаним већ навођеним стандардима. Испитивања су показала слагања са измереним средњим вредностима брзина помоћу мерног комплета класичних сонди.

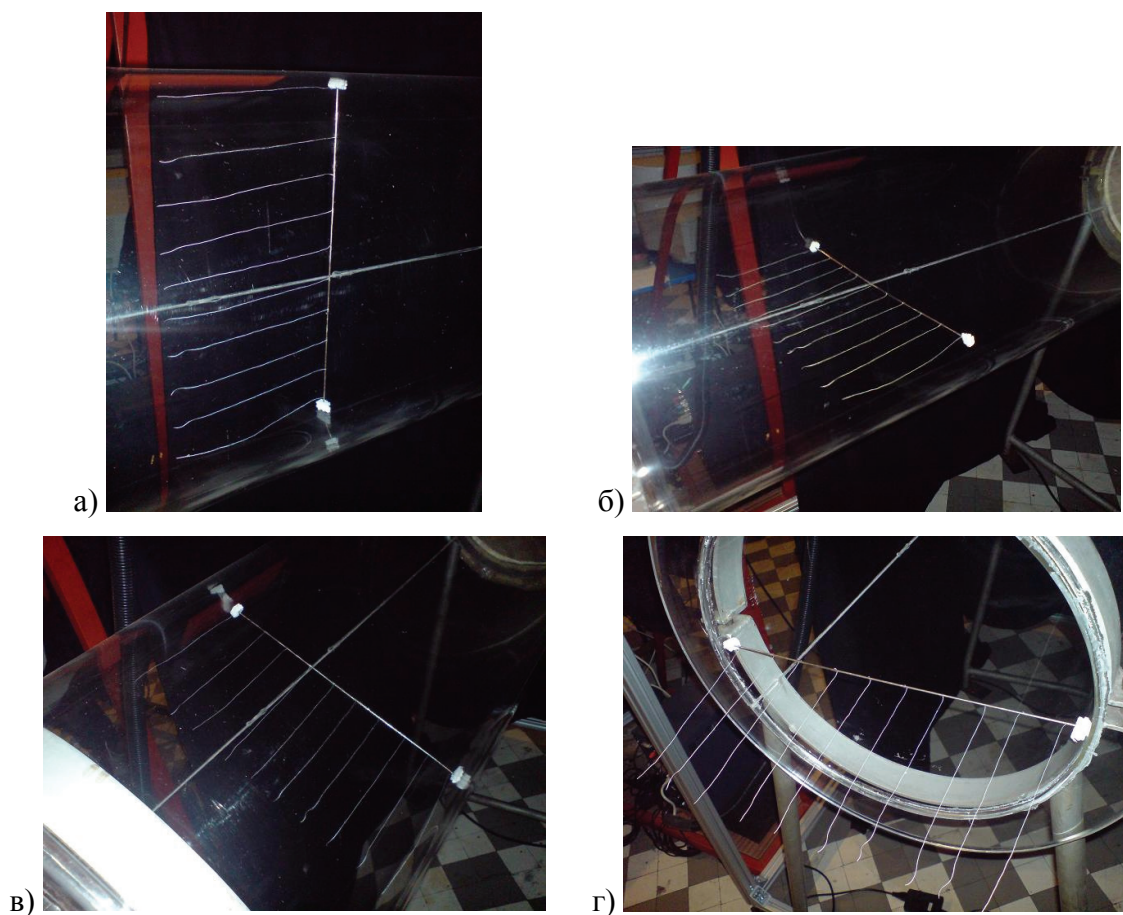
Визуализација кончићима

Како би се што боље презентовали резултати интервенције на инсталацији у смислу генерисања униформног струјања, извршена је визуализација кончићима различите дужине, боје и материјала.

У свим случајевима су кончићи наношени лепком на месингану цевчицу, одговарајуће крутости, пречника $\Phi 2\text{mm}$ и дужине 399mm, на чијим крајевима је постављан стиропор како се не би оштетила провидна цевна деоница. Приликом избора цевчице разматран је проблем коначне дебљине цевчице и појава вртложног трага у коме би се нашли и кончићи. Међутим, показало се да то није од битнијег значаја за квалитативну визуализацију струјања.

У првом маху је коришћена црвена вуница, потом најлонски кончићи, па памучни кончићи дебљине 0,25mm и дужине 50mm, и на крају дужине 200mm. Мењани су и режими струјања променом броја обртаја кола аксијалног вентилатора како би се уочило која сонда највише одговара посматраним режимима.

Резултати истраживања у попречном пресеку $x/D=22$, где је и позиција ласерске равни при ПИВ мерењима, са сондом за визуализацију су приказани на следећим сликама. Сонда за визуализацију се састоји од месингане цевчице наведених димензија са десет белих памучних кончића дебљине 0,25mm и дужине 200mm, постављених на растојању од по 40mm дуж цевчице. Визуализација је приказана на следећим сликама и то а) у вертикалном, б) хоризонталном и в) правцу од 30° у односу на хоризонталу, при режиму n_4 . При овим струјним условима су вршена и мерења класичним сондама и ПИВ системом.



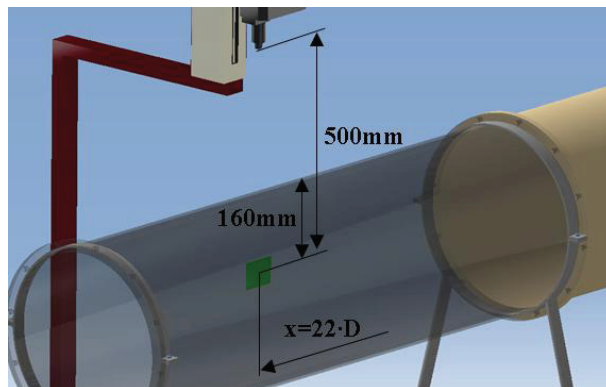
Слика 4.52 а-в) Резултати визуализације памучним кончићима у пресеку $x/D=22$ и г) визуализација на крају инсталације.

Визуализација истом сондом је рађена и при n_2 и n_3 . Међутим, с обзиром на дужину кончића, приказани резултати најбоље дочаравају униформну флуидну струју.

ПИБ тест мерења на калибрационом примеру

Калибрациона ПИБ мерења су обављена у пресеку $x/D=22$ при раду са W аксијалним вентилатором са максималним отвором лопатица $\beta_R=34^\circ$. Мерења су обављена у једном временском тренутку у више тачака струјног простора величине $80 \times 60 \text{ mm}$.

Положај мерне области унутар инсталације типа Б је обележен позицијом 7 на слици 3.3б. Детаљнији приказ позиције мерне флуидне области у односу на инсталацију је дат на слици 4.53.



Слика 4.53 Позиција мерне области.

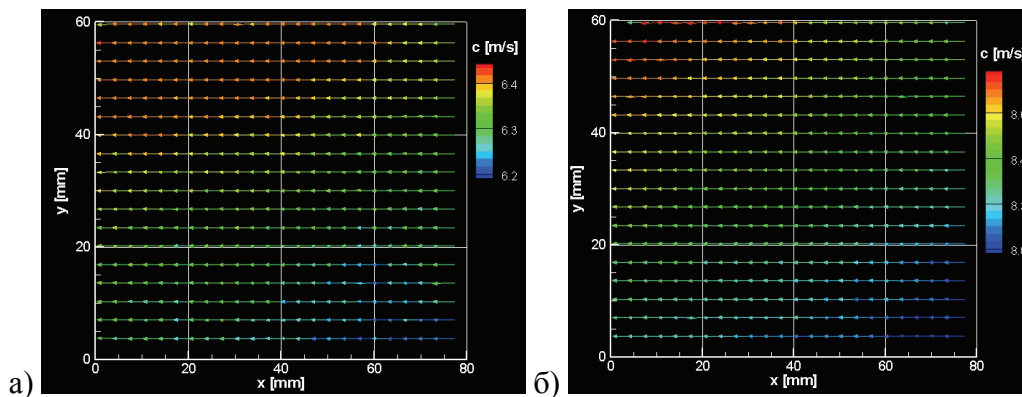
Подешавано је свих пет режима. Фреквенција рада ласера је била максимална и то $14,5 \text{ Hz}$.

Просејавање честица маслиновог уља је обављено са атомизатором са укључених свих шест млазница и максималним притиском од 400 kPa . На основу дистрибуције величине честица аеросола маслиновог уља датај у произвођачкој спецификацији (слика 3.5), величина честица је, великим процентом, пречника $0,6 \mu\text{m}$. Атомизатор је постављен на усису аксијалног вентилатора. Бројем укључених млазница се диригује концентрација честица. Проблем просејаног маслиновог уља је што може да се задржи и ужегне на површинама са којима је

било у додиру, као и да буде погодно тле за развитак микроорганизама. Атомизатор је заваривачким цревима од Ф8 прикључен на клипни компресор максималног притиска 10бар и максималног протока од 800l/min.

Средња вредност времена између два ласерска пулса (Δt) је 40 μ s. Снимање је вршено у секвенци од по 200 снимака. Потом је извршена обрада резултата кроскорелационом анализом узастопних фрејмова, односно снимака (А и В), процесирањем помоћу рекурзивне Најквистове мреже почевши са почетном величином интерогационе површи од 128x128 и завршивши са величином од 64x64 и то у једном пролазу. Сваки снимак садржи слике просејаних честица при једном ласерском пулсу. Вршена је и валидација података у оквиру софтвера INSIGHT 3G. Брзинско поље је добијено мерењем померања слике за познато Δt . Потом су добијена осредњена векторска поља осредњавањем добијених 200 брзинских поља у узастопној секвенци. Експериментисано је и са већим бројем слика, али резултати нису били сјајни с обзиром да су могућности RAM-а рачунара ограничене оперативним XP системом под којим ради софтвер за обраду и аквизицију података INSIGHT 3G. Брзи трансфер CCD камере директно на RAM рачунара је максимално 90MB/s, док је просечна вредност 60MB/s. Захтевана брзина транспорта за коришћену PowerView 2M камеру, са резолуцијом 1660x1200 при 15 Hz је 60MB/s.

Резултати осредњених укупних брзинских поља при различитим режимима рада су приказани на дијаграмима на слици 4.54.



Слика 4.54 Резултати осредњених брзинских поља при режимима а) n_3 и б) n_4 .

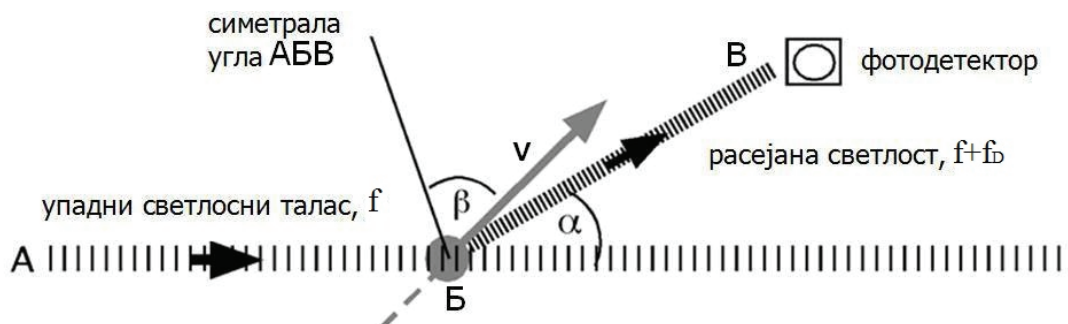
Резултати показују слагање добијених вредности са вредностима добијеним помоћу класичних сонди (слика 4.51). На пример, за тачку $r/R=0,2$, која одговара позицији ($x=40\text{mm}$, $y=30\text{mm}$) на слици 4.54б, при режиму n_4 , је релативна разлика између резултата добијених класичним сондама и ПИВ-ом свега око 2,86%. Наравно, ПИВ даје много више информација у много већем простору у једном тренутку. Може се закључити да ПИВ даје ваљане резултате, али треба имати у виду све изворе мерне несигурности који се третирају у поглављу 5.1.

4.4 ЛАСЕР ДОПЛЕР АНЕМОМЕТРИЈА

У оквиру експерименталних истраживања у докторској дисертацији, ЛДА мерна метода је обилато коришћена због изузетних могућности које су јако пожељне приликом мерења у турбомашинама. У овом поглављу се даје преглед теорисјких основа ЛДА мерне методе и коришћених мерних уређаја.

4.4.1 Физичке и техничке основе ЛДА система

Принципи Ласер Доплер Анемометрије (ЛДА) су изложени у великом броју референци (Dantec 2006, Durst и сар. 1981, Ruck 1987, Albrecht 2003, Ristić 2007, MIT и др.). ЛДА представља једну од најмодернијих, неинвазивних, оптичких анемометарских техника. Користи се за мерење брзине у свим флуидима, уз услов да уређај има оптички приступ мерној тачки и да је обезбеђено присуство честица које расејавају светлост унутар струјног тока. Када се светлост рефлектује, односно расејава од покретних предмета (у овом случају честица), фреквенција расејане светлости се помера за износ пропорционалан брзини објекта. На основу овога је могуће одредити брзину честице, посматрајући померај фреквенције. Честице унутар струјног тока се обасјавају ласерском светлошћу познате фреквенције. Расуту светлост региструје фотомултипликатор који генерише електричне сигнале у пропорцији са апсорбованом енергијом и фреквенцијом фотона и појачава их до потребних вредности. Разлика између упадне и расуте светлосне фреквенције се назива Доплеров померај.



Слика 4.55 Основни принцип регистровања Доплеровог помераја (извор: MIT).

Честица пролази кроз упадни светлосни талас фреквенције f , и расипа светлост у свим правцима. Фреквенција расуте светлости, коју региструје фотодетектор, биће померена за f_D . Доплеров померај f_D зависи од брзине честице v , правца њеног кретања, таласне дужине светлости упадног зрака λ и оријентације посматрања, која је дефинисана углом α између правца простирања упадног таласа и оптичког пријемника. Правац кретања честица дефинисан је углом β , који граде вектор брзине v и симетрала угла АБВ.

Из овако дефинисаних параметара дефинише се Доплеров померај као:

$$f_D = \frac{2v}{\lambda} \sin \frac{\alpha}{2} \cos \beta \quad (4.13)$$

Мерењем разлике фреквенције коју региструје фотодетектор и познате фреквенције упадног таласа одређује се Доплеров померај директно. Међутим, Доплеров померај је веома мали у односу на упадну фреквенцију. Како би се повећала тачност одређивања овог помераја, развијена је метода са два упадна таласа. У овој методи, упадни зрак је подељен на два снопа једнаких интензитета који су усмерени да се секу под оштрим углом θ . Пресечна тачка ова два снопа представља мерну запремину. Честице које пролазе кроз ову запремину расипају светлост оба снопа. Померај фреквенције ће бити различит за сваки појединачни зрак, јер се оријентације снопова светлости, у односу на фотодетектор и у односу на правац брзине честица, разликују.

Ако су Доплерови помераји за два зрака f_{D1} и f_{D2} расути талас ће имати фреквенције $f+f_{D1}$ и $f+f_{D2}$. Пошто су f_{D1} и f_{D2} много мањи од f , расути светлосни таласи имају приближно једнаке фреквенције. Приликом суперпонирања таласа који имају исту амплитуду и приближно исту фреквенцију, настаје резултујући сигнал чија амплитуда има периодичне успоне и падове. Овакав сигнал се назива избијање (burst). Фреквенција избијања је једнака половини разлике Доплерових помераја. Ово значи да је избијање резултат суперпонирања два расута светлосна сигнала, који региструје фотодетектор.

Од значаја је и појава која настаје у пресеку два упадна зрака. Унутар пресечне тачке се јављају наизменичне зоне осветљења и таме које се називају интерференционе пруге. Размак између две суседне светле (или тамне) пруге d_f је бројно једнак:

$$d_f = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}}. \quad (4.14)$$

Када честица пролази кроз ове зоне, интензитет расуте светлости варира у зависности од интензитета светлости на месту на коме се честица тренутно налази. Због тога, сигнал на излазу фотодетектора осцилује са периодом d_f/v , где је v компонента брзине, нормална на пруге, односно нормална на симетралу оштрог угла између два упадна зрака. Учестаност сигнала на излазу фотодетектора се одређује из следећег израза:

$$\frac{v}{d_f} = \frac{2v}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2}. \quad (4.15)$$

Из овога се види да је учестаност v/d_f уствари Доплеров померај f_D . Предност оваквог начина детектовања је у томе што Доплеров померај не зависи од положаја фотодетектора, већ само од интензитета брзине v .

Нови проблем је у томе што померај не зависи од смера брзине. То значи да ће позитивна и негативна вредност брзине давати потпуно исти сигнал. Да би се овај проблем решио, фреквенција једног упадног зрака се помера за познату вредност f_s . Ова интервенција изазива кретање пруга константном брзином $v_s = f_s d_f$ у смеру супротном од позитивно дефинисаног. Фреквенција коју сада региструје фотодетектор биће једнака:

$$f_d = \left| f_s + \frac{2v}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \right|. \quad (4.16)$$

Кроз вредност f_d се огледа смер брзине v , јер ће она бити већа од f_s уколико је брзина позитивна, односно мања уколико је брзина негативна. Да би се избегла двосмисленост, f_s се усваја тако да буде задовољен следећи услов:

$$f_s > \left| \frac{2v_{\max}}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \right|. \quad (4.17)$$

Овде је v_{\max} највећа очекивана вредност интензитета брзине.

Акустично-оптички уређај који генерише потребни померај фреквенције назива се Брагова ћелија.

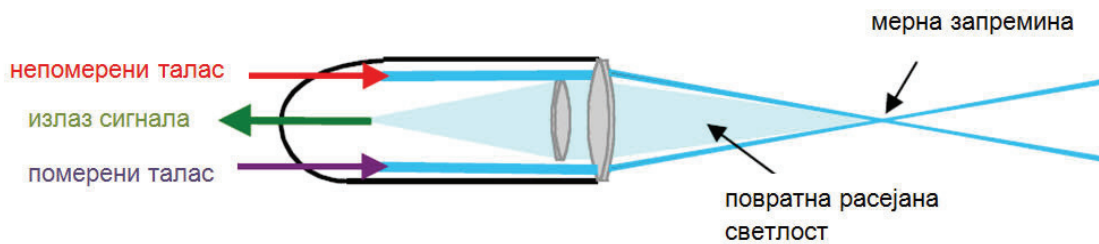
Након детекције, сигнал пролази кроз три процеса до коначног одређивања Доплеровог помераја. Процесор прво изолује појединачне сигнале, за сваку честицу која пролази кроз мерну запремину, користећи високопропусни филтер (филтер који пропушта високе фреквенције сигнала) као и ниско пропусни филтер, а затим рачуна њихов број у јединици времена. Након тога, подаци иду у анализатор спектра који, уз помоћ Фуријеових трансформација, бира учестаност највећег интензитета као Доплеров померај. На крају, процесор користи корелациони алгоритам за коначно одређивање бројне вредности Доплеровог помераја.

Један пар упадних ласерских зрака мери једну компоненту брзине, која је управна на симетралу угла између њих. Додатне компоненте брзине се могу мерити додавањем додатних парова ласерских снопова, који ће се сећи у истој мерној тачки. Сваки пар ласерских снопова мора имати јединствену, односно исту, таласну дужину, да би се примљени сигнали могли раздвојити, уз помоћ оптичких филтера. Код вишеккомпонентних ласера се најчешће користе тамно плава, плава и цијан зелена линија аргон-јонских ласера.

Мерна запремина, дефинисана пресеком свих ласерских зрака има елиптичан облик. Најдужа димензија ове запремине је паралелна симетралу угла између ласера и, у зависности од њега, може бити различитих димензија

Да би се добио најквалитетнији сигнал расуте светлости, пречник рефлектујућих честица би требао да буде неколико пута већи од таласне дужине. Међутим, са друге стране се мора водити рачуна о томе да честице морају бити уједно и довољно мале, како не би нарушавале ток струјања. Честице расејавају светлост у свим правцима, али треба одабрати честице таквих димензија чија идикатриса има највећи интензитет расуте светлости у смеру упадне светлости, то јест, највећи

интензитет има светлост расејана унапред. Међутим, детекција светлости расејане унапред захтева да фотодетектор буде постављен супротно (под углом од 180°) од извора светлости, што додатно компликује систем. Много једноставније и економичније решење представља коришћење пријемника повратне светлости, јер омогућује инсталацију целог система у једно кућиште, што у великој мери поједностављује монтажу и одржавање. Овакав начин мерења је примењен и у изведеним ЛДА експериментима и у страниј литератури носи назив "backscatter".



Слика 4.56 Скица система са пријемником повратне светлости (извор: MIT).

Код ове методе пролазак честица кроз мерну запремину је случајан, па је и време између два читавања случајно, што повећава мерну несигурност при коначној анализи. Такође се, при већим брзинама, изврши много више читавања него што је то случај при мањим. Овај проблем се решава временским осредњавањем, при коме се, за коначну, узима средња вредност свих мерења, прочитаних у одређеном временском интервалу. Под претпоставком да је концентрација честица у флуиду униформна, несигурност при мерењу ће бити обрнуто пропорционална брзини кретања флуида, јер ће, при мањим брзинама, читавања бити мање у односу на веће брзине. Међутим, ЛДА систем је способан да, при малим брзинама флуида, оствари фреквенцију читавања од око 1kHz, што његову мерну несигурност чини занемарљиво малом у односу на друге мерне системе. Велики број читавања и изузетно мала мерна запремина, чине ЛДА систем веома погодним за мерења у областима турбулентног струјања.

4.4.2 Опис мерног система, развој и примена метода мерења у вихорном струјању

За позиционирање ЛДА је коришћен конструисан и изведен систем који има могућност померања у три управна правца, при чему су два управна правца у хоризонталној равни са финим ручним подешавањем, док је линеарна вођица у вертикалном правцу, опремљена системом за погон вретена вођице. Померања у равни су битна због финог подешавања положаја мерне запремине. Спољашњи изглед једнокомпонентног и двокомпонентног ЛДА система је исти. Карактеристике су им дате у поглављу 3.2.

4.4.2.1 Припрема за мерење

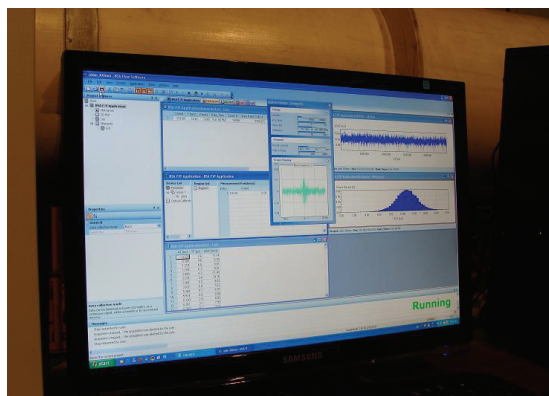
Постављање носача ласера и његове мерне запремине у жељеној тачки се врши помоћу наведених носача, при чему се води рачуна о нивелацији цеви и ласера. Изведене су вишеструке провере, из разних правца, са спољашње и унутрашње стране цеви.

Мерење обимске брзине струјања се врши дуж вертикалног правца у дефинисаним пресецима, у тачкама које се налазе на међусобном растојању од по 10mm. Мерење аксијалне и радијалне брзине је вршено са стране, дуж вертикалног пречника такође на мерним позицијама на растојању од по 10mm.

Процес мерења започиње укључивањем димног генератора и читавањем температуре ваздуха. Сونда, мерна запремина ЛДА, се помера у жељену мерну тачку, водећи рачуна о томе да се мерна запремина не сме поклопити са зидом прозирне цеви, јер би то могло довести до оштећења фотодетектора (због великог интензитета рефлектоване светлости). Систем, који је коришћен у оквиру истраживања, је подешен тако да мери брзине у интервалу од 10s. Добрим резултатом се сматра скуп података чија је валидација изнад 80%. Уколико то није случај, потребно је кориговати концентрацију димних честица у ваздуху, које производи димни генератор (или подесити друге мерне параметаре), и поновити

мерење. У оквиру коришћеног софтверског пакета за прикупљање и обраду података фирме Dantes, валидација је дефинисана као процентулни удео валидних бурстова у збиру валидних и лоших.

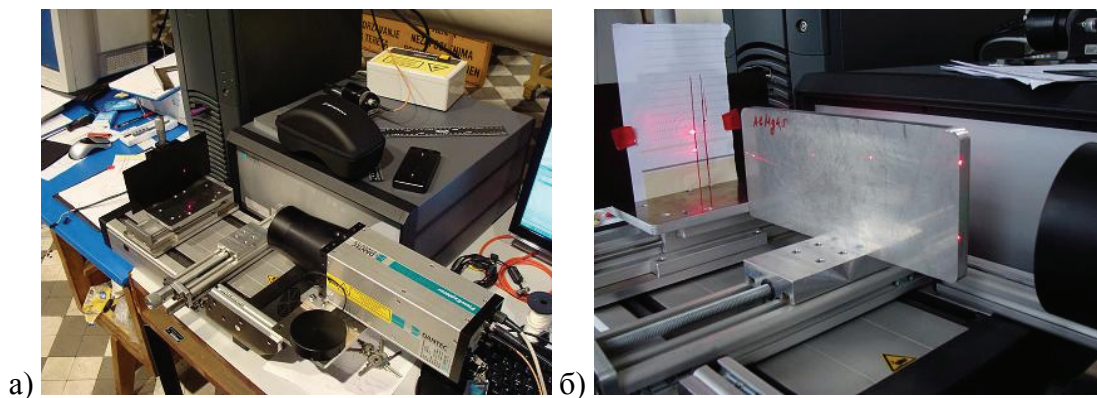
Током целог експеримента, потребно је одржавати чистоћу и спољашњег и унутрашњег зида цеви и избегавати огреботине и неправилности у материјалу, јер то значајно утиче на квалитет сигнала. Када резултат задовољи постављене критеријуме, сонда се помера, како би се извршила мерења, у следећу позицију. Процес се понавља за све мерне тачке.



Слика 4.57 Процес снимања података у BSA софтвер окружењу у Лабораторији.

Комплетан циклус се понавља за сваки појединачни режим струјања, чиме се добијају сви потребни подаци за један мерни пресек.

Извршена је провера положаја мерне запремине за случај сочива са фокусом на 300mm, што је приказно на следећој слици. За ову сврху је коришћен модификован уређај за репарацију сонди са загрејним влакнима.

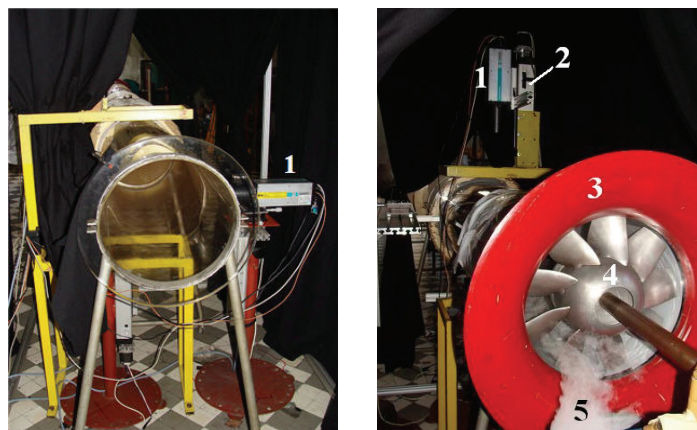


Слика 4.58 Провера једнокомпонентног ЛДА система: а) провера фокуса и б) провера вертикалности ласерских снопова.

На модфикованом уређају за репарацију сонди је, у наставку, извршена и провера вертикалности ласерских снопова, што је од значаја приликом правилног позиционирања ласера.

4.4.2.2 Једнокомпонентни ЛДА систем

Сва ЛДА мерења су обављена у временском периоду од 10s. У области основног струјања поновљивост је изузетно добра, док је у зони језгра она слабија, што је у складу са стохастичко-детерминистичком природом кохерентних структура у овој области турбулентног вихорног струјања.



Слика 4.59 Једнокомпонентна ЛДА мерења: а) радијалне и аксијалне брзине у пресеку 3: 1-ЛДА ласер са троосним позиционером и носачем и б) обимске брзине у пресеку 1: 1-ЛДА ласер, 2-линеарна вођица са носачем, 3-профилисани уводник, 4-аксијални вентилатор и 5-просејавање.

Мерење аксијалне и радијалне компоненте је извршено са стране, ротирањем система за 90° . На колица линеарне вођице је монтиран „Г“-носач са 2Д вођицом и ЛДА ласером на врху (слика 4.59а).

Ласер је постављен тако да при аксијалним мерењима мери позитивно у смеру струјања у области здраве струје, док је при снимању радијалне брзине све време оријентација била позитивна у смеру пораста вредности радијалне координате у меридијанској равни $\varphi=90^\circ$, тако да је морала да се изврши корекција знака у делу испод осе цеви ($\varphi=270^\circ$).

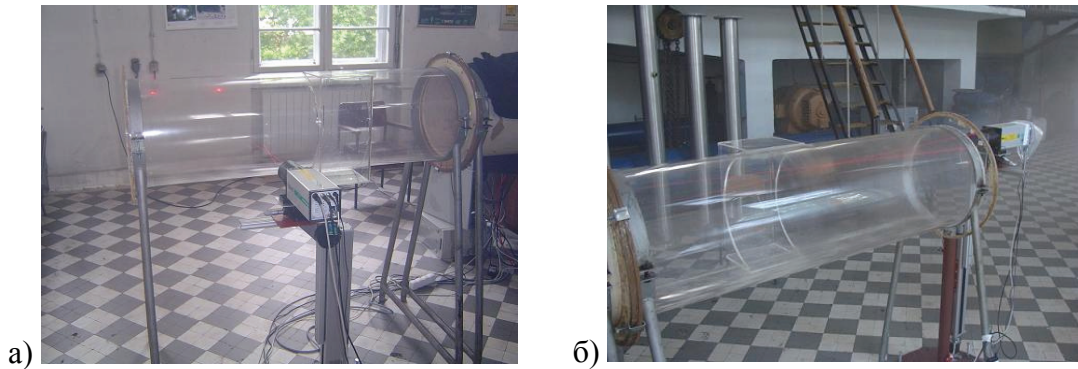
Обимска компонента брзине је мерена постављањем ласера на носач који обезбеђује кретање мерне запремине дуж вертикалног правца (слика 4.59б).

Међутим, како је приликом рада са једнокомпонентним системом коришћена оптика са фокусом од 300mm, обимска брзина је мерена и постављањем ласера на носач испод цеви, тако да у истраживаној зони језгра постоји преклапање мерних тачака. Ласер је постављен тако да и у горњем ($\varphi=90^\circ$) и у доњем делу цеви ($\varphi=270^\circ$) мери позитивно у смеру ротације вентилатора.

На претходној слици је приказано и просејавање флуида, са већ описаним димним генератором у поглављу 3.1, који се поставља у близини усиса, али тако да не ремети флуидну струју и да вентилатор усисава дим природним путем. Положај димног генератора је мењан при различитим режимима рада.

4.4.2.3 Двокомпонентни ЛДА систем

У пресеку 3 извршена су мерења са двокомпонентним ЛДА системом (слика 4.60). Користи се носач, који помера оптички модул, као и при једнокомпонентним ЛДА мерењима.

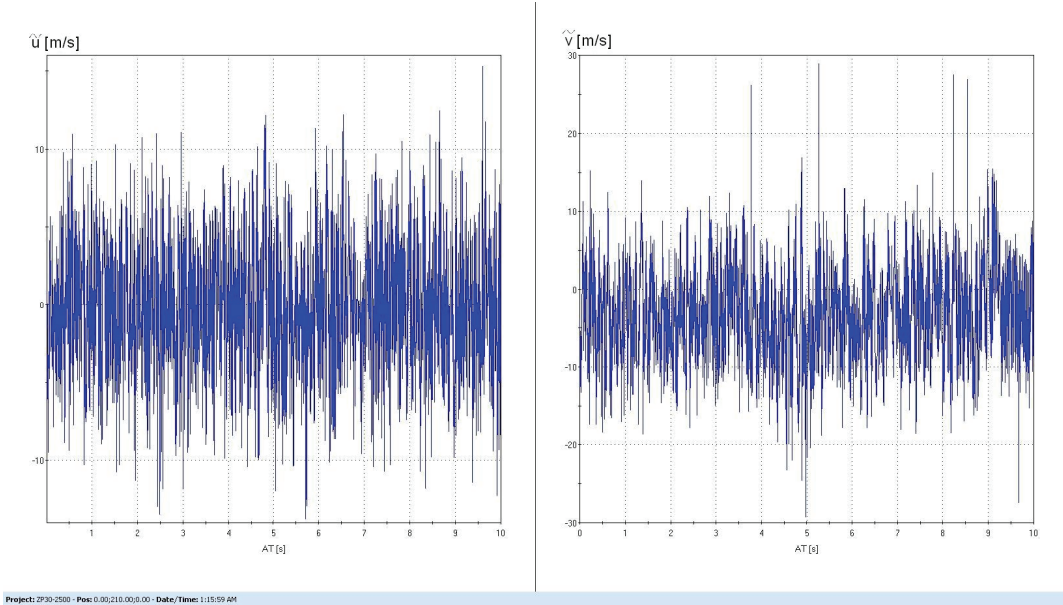


Слика 4.60 Мерења са двокомпонентним ЛДА системом: а) аксијалне и радијалне брзине и б) обимске и радијалне брзине.

Мерење аксијалне и радијалне брзине се врши са стране цеви, као и код једнокомпонентних мерења.

Мерења радијалне и обимске брзине су вршена кроз ваздух као што је приказано на претходној слици. То је дозвољавала оптика која има фокус 750mm.

Приликом коришћења двокомпонентног ЛДА система је изабрана хардверска коинциденција мерних запремина за оба пара ласерских снопова. Изглед једног снимка тренутне аксијалне и радијалне брзине за вентилатр ЗП30, режим n_5 , пресек 3, позиција $r/R=0$, је дат на следећој слици.



Слика 4.61 Изглед сигнала тренутне аксијалне и радијалне брзине.

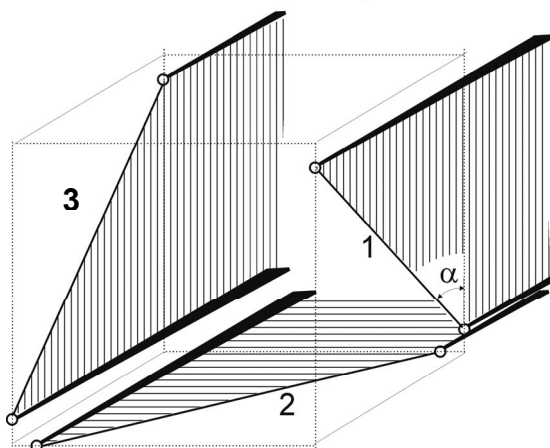
Приметан је висок ниво турбуленције за обе компоненте.

4.5 АНЕМОМЕТАРСКЕ СОНДЕ СА ЗАГРЕЈАНИМ ВЛАКНИМА

У оквиру овог поглавља приказане су нове оригиналне сонде са загрејаним влакнима и њиховим добијеним калибрационим кривама. Дат је приказ калибрационе инсталације, начина калибрације, као и самих резултата. Ово поглавље се суштински надовезује на потпоглавље 3.2.7 где се разматра геометрија сонде са загрејаним влакнима и могућности њене употребе у турбулентном вихорном струјању.

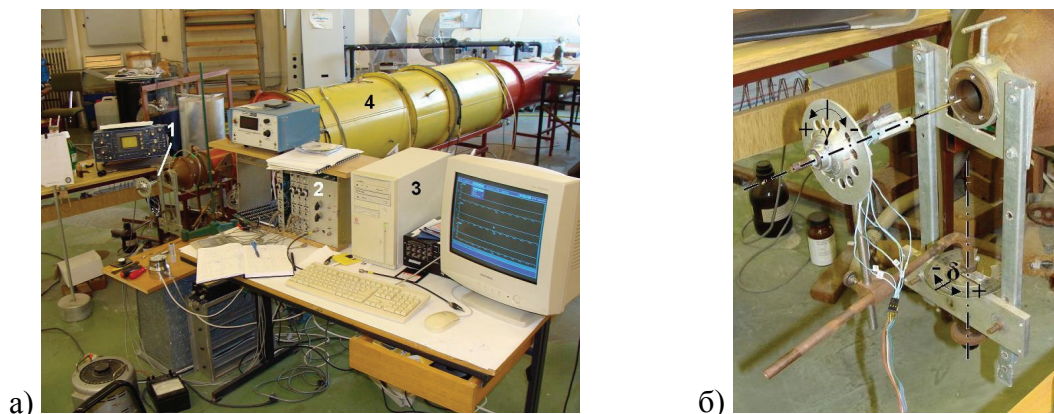
4.5.1 Поступак калибрације сонде са загрејаним влакнима

Анализом могућности мерења у турбулентном вихорном струјању изабрана је NP сонда са три сензора, коју је конструисао и израдио Вукославчевић (слика 4.62). На сонду се постављају претходно припремљени сензори од платине пречника $2,5\mu\text{m}$.



Слика 4.62 NP сонда.

На следећој слици је приказана инсталација за калибрацију сонди са загрејаним влакнима на Машинском факултету у Подгорици, Лабораторији за енергетику. Лабораторија поседује аеротунел који на излазном млазнику обезбеђује униформну струју у коју се поставља сонда коју желимо да калибришемо.



Слика 4.63 Инсталација за калибрацију сонди са загрејаним влакнима: а) 1- NP сонда, 2- анемометарска кола, 3- аквизиција и 4- аеротунел; б) могућности закретања NP- сонде.

Пре повезивања сонде, врши се њена провера утврђивањем да ли сваки постављени платинасти сензор генерише одговарајућу вредност отпора мерењем на изводима носача сензора (пронговима). После повезивања сонде са анемометарским колима и напајањем, провери се OHR (over heat ratio). Што је његова вредност већа, већа је и осетљивост сензора, али и проблем при мерењу малих брзина. Изабрана је вредност 1,55. Потом се укључује напајање сензора и врши се уравнотежење Витстоновог моста итеративним путем за сваки сензор посебно. После балансирања моста повезују се анемометарска кола са аквизицијом и може да се приступи калибрацији сензора.

Сигнал је узоркован са учестаношћу од 200Hz, у временском трајању од 10s.

Сонда се приликом калибрације поставља у мерни пресек млаза аеротунела под познатим углом и излаже познатом средњем вектору брзине. На овај начин се индукују средњи напони за сва три сензора E_i , $i=1,2,3$.

Позиционирање сонде у млазу аеротунела се обавља на основу механизма који је приказан на слици 4.63б.

Сонда је закретана у хоризонталној равни за угао $\delta \in [-25^\circ, 25^\circ]$, са кораком од 5° , док је у вертикалној равни закретана за угао $\gamma \in [-45^\circ, 90^\circ]$ са кораком од 45° како би се остварила pitch-уав калибрација. Подешавање је извршено тако да сваком углу γ одговара сет наведених углова δ . Померање сонде се одвија пажљиво због сензора, како не би дошло до њиховог оштећења. На овај начин се формира калибрациона мапа. Приликом калибрације се позиција $\delta=\gamma=0^\circ$ обухвата неколико пута, како би се пратила промена карактеристике сензора.

Наведена калибрација сонде се одвија при осам различитих режима рада погонског вентилатора и то $n=904, 1403, 2795, 4205, 5630, 6840, 8424$ и 9665 min^{-1} . Ови бројеви обртаја одговарају калибрационим брзинама, које се добијају из утврђене функционалне зависности између броја обртаја погонског вентилатора ($n [\text{min}^{-1}]$) и брзине у млазнику ($c [\text{m/s}]$):

$$c = 0,0028 \cdot n + 0,1638, \quad (4.18)$$

На овај начин је обухваћен распон брзина $c \in [2,7 \text{ m/s}; 27,23 \text{ m/s}]$.

Интервал брзина је изабран на основу могућег опсега брзина у струјном пољу турбулентног вихорног струјања у дефинисаном мерном пресеку за сонде са загрејаним влакнима. Калибрација за брзине мање од 2 m/s захтева посебну пажњу.

Изабрани интервал углова δ је недовољан за област вртложног језгра, где је употреба сонди са загрејаним влакнима дискутабилна. Како су ЛДА мерења потврдила временски осредњена радијална брзина у зони вртложног језгра има максимуме, а ту су такође и значајне вредности флукуација радијалне брзине услед прецесионог кретања језгра (Gupta и сар. 1984).

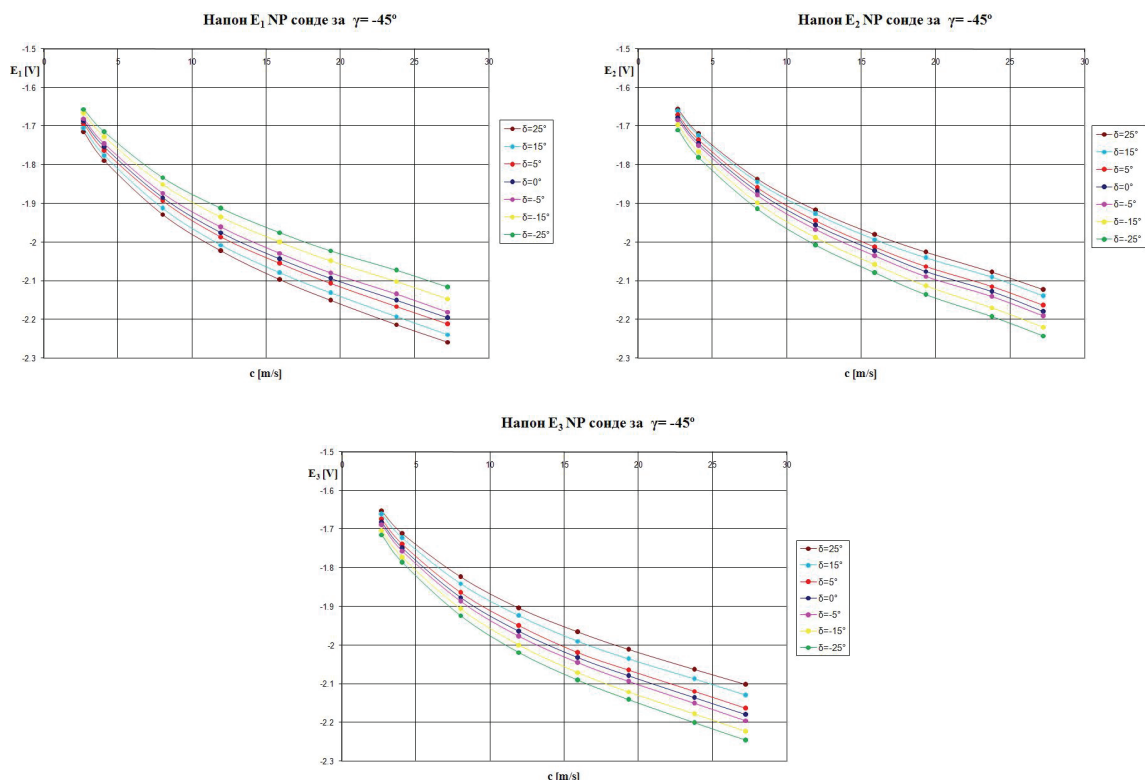
Међутим, интервал задовољава вредности у области здравог струјања за скоро све остварене режиме вентилатора SP и W, што је потврђено на основу резултата добијених угловном сондом. Код вентилатора ЗП то није случај ни у овој области. У овом случају, вредности угла између вектора укупне брзине и аксијалне компоненте брзине (α) излазе изван конуса јединствености NP сонде.

Како током времена сензори мењају своје карактеристике, проблем овако дефинисане калибрације је време трајања од око четири сата.

За обраду сигнала је коришћен постојећи софтвер написан у програмском језику Фортран, који одређује калибрационе коефицијенте.

4.5.2 Резултати калибрације сонде са загрејаним влакнима

Резултати калибрације сонде у стационарном струјном пољу су приказани на следећим дијаграмима. Дате су зависности напона појединих сензора од калибрационе брзине. Детаљан опис калибрације сонди у стационарном струјном пољу је дат у дисертацији Лечић (2003). Вредност атмосферског притиска је била око 999hPa. Температура се током калибрације кретала у интервалу од 18,4 до 19,1°C.



Слика 4.64 Калибрациони дијаграми NP сонде за $\gamma = -45^\circ$.

Након калибрације за све комбинације углова δ , γ и калибрационе брзине (c), израчунавају се средње вредности E_i за сва три сензора. На претходним дијаграмима се виде вредности ових напона у функцији од калибрационе брзине, при чему су углови δ и γ узети као параметри. Ова функционална зависност се најбоље апроксимира полиномима четвртог степена, као и у случају VP-2vs сонде у дисертацији Лечић (2003).

На овај начин је потврђена поновљивост једначине која је добијена у оквиру дисертације Лечић (2003):

$$c = A_4(\delta)E^4 + A_3(\delta)E^3 + A_2(\delta)E^2 + A_1(\delta)E + A_0(\delta), \quad (4.19)$$

где су c [m/s] и E [V]. Време калибрације се значајно скраћује уколико се примењује метод динамичке калибрације по први пут наведен у дисертацији Лечић (2003) и то на примеру четворожичне сонде VP-4+, такође направљене од стране Вукославчевића. У току је рад на потврди ове методе.

5 КЛАСИЧНА И СТАТИСТИЧКА ОБРАДА МЕРЕНИХ ПОДАТАКА И ОДРЕЂИВАЊЕ МЕРНЕ НЕСИГУРНОСТИ

Мерне несигурности свих коришћених уређаја су наведене у поглављу 3.1 и 3.2. Одређивање грешке мерења посредно мерених величина је приказан у оквиру Вушковић (1977) и Бенишек и сар. (1996). У оквиру дисертације се разматра мерна несигурност и извори грешака мерења са ПИВ и ЛДА системима.

5.1 АНАЛИЗА ПОУЗДАНОСТИ ПИВ СИСТЕМА, АЛГОРИТМИ ИСПИТИВАЊА И МЕРНА НЕСИГУРНОСТ

Укупна грешка мерења се дефинише као разлика између стварне вредности и измерене (Вушковић 1977, Бенишек и сар. 1996, Лечић 2003, Leishman и Ramasamy 2006). Постоје систематска и случајна грешка. Извори системске грешке, у случају СПИВ мерења су калибрација и аквизиција података. Стандардна девијација се користи за оцену случајне грешке. Детаљна анализа свих грешака, која је у складу са коришћеним ПИВ системом је дата у раду Leishman и Ramasamy (2006).

Грешка приликом калибрације настаје услед неодговарајућег постављања мете у односу на ласерски сноп, као и услед формирања мапирајућих функција простора. Третирање оба пробелма је изнето у поглављу 4.3, као и детаљно у Leishman и Ramasamy (2006).

С обзиром на начин одређивања брзине у СПИВ методи, тачност мерења брзине директно зависи од мерне несигурности мерења помераја Δx и мерне несигурности временског интервала у коме је настало то померање.

Мерна несигурност при ПИВ мерењима брзине се рачуна на следећи начин за једну компоненту брзине (Hyde 2007):

$$\frac{\sigma_u}{u_{\max}} = \frac{\sigma_{\Delta x}}{\Delta x_{\max}} + \frac{u \sigma_{\Delta t}}{\Delta x_{\max}}, \quad (5.1)$$

где је $\sigma_{\Delta t} = 10\text{ns}$ за пулсирајуће ласере, па је $\frac{u\sigma_{\Delta t}}{\Delta X_{\max}} \leq 0,01$ за $u \leq 1000\text{m/s}$. Малу вредност грешке мерења времена наводи и Adrian (1997). Оквирне вредности за Δt су наведене у следећој табели. Она зависи од брзине струјања, тако да зависи од типа и угла вентилатора. Аналогно изразу (5.1), Adrian (1991) наводи следећи израз за одређивање мерне несигурности

$$\frac{\sigma_u}{u^2} = \frac{\sigma_{\Delta x}^2}{\Delta x^2} + \frac{\sigma_{\Delta t}^2}{\Delta t^2}. \quad (5.1a)$$

У оквиру истог рада приказује и свој принцип мерне несигурности.

Табела 5.1 Вредности временског размака између два ласерска пулса (Δt).

Режим	Δt [μs]	
	СПИВ	ТР ПИВ
n_1	~75	~40
n_2	~60	~60/50
n_3	~40	~50/60
n_4	~30	~40/30
n_5	~15	~20/15

Избор вредности Δt је извршен на основу пробних снимака на којима се посматра кретање честица. Уколико се честица не види јасно у два узастопна снимка време се смањује, али уколико се чини да је честица „замрзнута“, односно да се не покреће, онда је потребно повећати Δt . На основу једначина (5.1 и 5.1a) следи да је главни извор грешке померај честице Δx .

Да би се што тачније одредило померање честица, поред дефинисаног померања, морају се испунити следеће препоруке за просејавање флуидне струје:

- просејавање је добро уколико постоји пет парова у оквиру сваке интерогацине површи,
- провера да ли је честица већа од пиксела како би се избегло блокирање пиксела,
- фокус камере који се накнадно подешава према честицама пре самих мерења и

- проверити време Δt .

Сви ови поступци су укључени у оквиру софтверског пакета INSIGHT 3G. Постоји више од сто могућих комбинација обраде кроз Grid Engine, Spot Mask Engine, Correlation Engine и Peak Engine. Битно је ваљано подесити и величину интерогационе површи и максималног помераја честице. Не постоји идеално решење, већ се разним комбинацијама долази до најповољнијег зависно од самог струјања.

Мапирање струјног простора је објашњено у поглављу 4.3, одакле се добија калибрациони фајл.

У оквиру истраживања у тези најбоље резултате је давао следећи алгоритам:

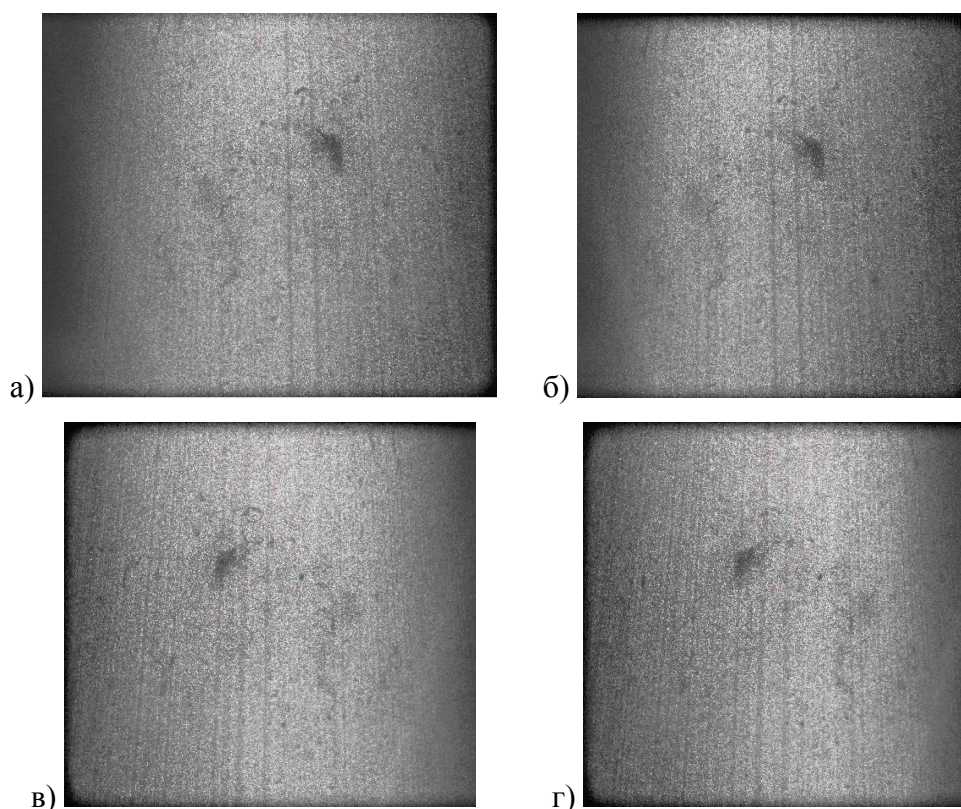
- Grid Engine: Deformation grid алгоритам – Central Difference Image Correction (Wereley и Guy 2003), и то Primary Iteration 2 и Secondary Iteration 1,
- Spot mask Engine: Deformation Mask,
- correlation Engine: FFT correlator и
- Peak Engine: Gaussian Peak.

Полазна величина интерогационог прозора за оба пара снимака (од обе камере) је 64×64 , а завршна 32×32 . Максимални померај честице је 8. Валидација векторског поља је обављена применом филтера локалног осредњавања величине 3×3 .

Овај метод са четири пролаза је користио интерогациону површ од $32 \times 32 \text{ pix}^2$ и има финално преклапање од 75% на крају. Прва два пролаза су се састојала од рекурзивне мреже за одређивање целобројног померања у пикселима, док су следећа два корака користила деформациону мрежу са четири угла како би се побољшала мерна тачност. Валидација векторских поља је извршена користећи стандардни критеријум брзина и 3×3 локални филтер за осредњавање.

Алгоритам задржава тачност просторног померања мању од приближно 0,1 пиксела, тако да је грешка просторног померања мања од 2,5% за померање честице величине четири пиксела.

На следећим сликама се могу видети парови снимака за обе камере за СПИВ поставку између којих се врши корелација. Дат је приказ за вентилатор ЗП30, режим п₄, мерења у попречном пресеку 3, први пар снимака од 400 у низу.

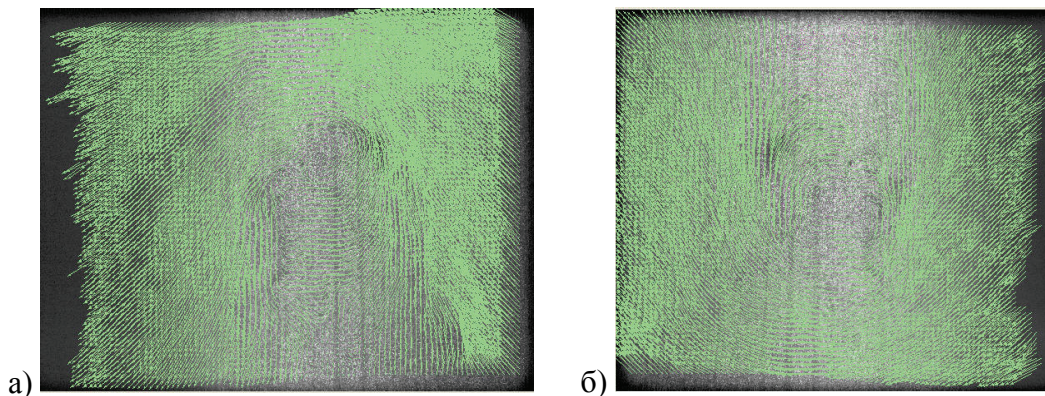


Слика 5.1 Корелациони снимци за леву а) и б) и десну в) и г) камеру.

Овим снимцима одговара калибрација приказана у поглављу 4.3.

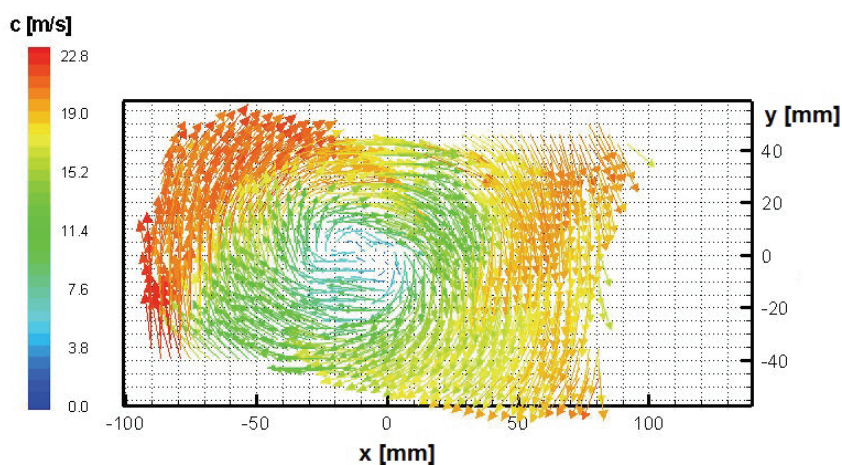
Може се видети да је осветљеност мерне површи уједначена код свих снимака, што је такође од значаја за тачност мерења.

Применом наведеног алгоритма на претходним снимцима, добијају се вектори брзине како је то дато на следећим сликама.



Слика 5.2 Вектори брзине за а) леву и б) десну камеру.

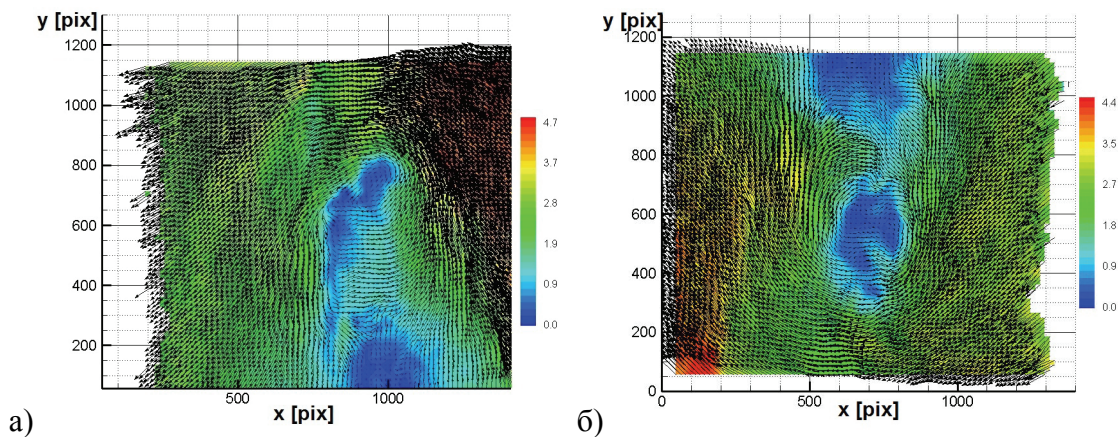
Комбинацијом претходних снимака добија се просторно поље брзине, које је приказано са половином укупног броја вектора у два управна правца (слика 5.3).



Слика 5.3 Приказ укупног поља брзине за ЗП30, режим n_4 , мерења у попречном пресеку 3, први пар слика.

Примена наведеног алгоритма на левом пару снимака доводи до 5640 добрих вектора брзине и 116 интерполираних вектора. Други пар снимака је резултирао са 5414 добрих вектора брзине и свега 100 интерполираних вектора. Како је укупан број вектора у првом случају 5756, а у другом 5514, то значи да је удео

интерполираних вектора приближно 2% у првом случају, односно 1,81% у другом случају. Према препорукама, мерења су прихватљива уколико је овај износ до 5%. Исти поступак се понавља и за осталих 400 снимака. Удео интерполираних вектора се, наравно, мења од снимка до снимка, али нигде не прелази 5% за све приказане режиме рада. На крају, обрадом истих снимака са слике 5.1 у пикселима, добија се слика 5.4. за леву и десну камеру.



Слика 5.4 Вектори брзине у пикселима за а) леву и б) десну камеру.

Евидентно је да обе камере у области вртложног језгра дају мале помераје и то реда величине око $0,4\text{pix}$, док у остатку попречног пресека достижу се вредности и преко 4pix . Коришћене корелационе технике имају могућност процене помераја честице у интервалу до $0,1\text{pix}$ (Leishman и Ramasamy 2006), односно и до $0,05\text{pix}$ због хардвера. Следи да се грешка налази у интервалу од $0,05/0,4*100=12,5\%$ у области вртложног језгра до $0,05/4*100=1,25\%$ у области смицајног и основног струјања. То је последица снимања целе области вртложног језгра са једним истим временским размаком између два ласерска пулса (Δt). Фокусирањем само на област вртложног језгра, свакако, би се добиле мање вредности грешке. Дефинисањем грешке одређивања помераја и времена Δt , а на основу једначине (5.1) која даје мерну несигурност одређивања брзине, потврђује се закључак да је грешка помераја доминантна. Укупна мерна несигурност целог мерења, добија се узимањем у обзир свих системских и случајних грешака датих у Leishman и Ramasamy (2006).

5.2 ИЗВОРИ МЕРНЕ НЕСИГУРНОСТИ ПРИ ЛДА МЕРЕЊИМА

ЛДА мерења омогућавају јако прецизна мерења без потребе за калибрацијом. Наиме, мерење брзине се спроводи мерењем фреквенције (времена), која се одређује са високом тачношћу. На овај начин се, познавањем растојања између интерференционих линија, одређује брзина честица.

Потпуна анализа мерне несигурности процеса ЛДА мерења је веома комплексна. Постоје многи извори мерне несигурности, који се могу генерално поделити у две основне групе: случајне и системске које нису кориговане. Са друге стране, извори мерне несигурности у ЛДА мерењима се могу класификовати према томе да ли су резултати поставке оптичких елемената, аквизиције или настају током обраде података.

Остваривањем високих учестаности приликом снимања елиминисане су грешке, односно извори мерне несигурности, које потичу од варијације у узорковању података, случајним и нерегуларним пролазима честица кроз мерне запремине.

Грешке приликом узорковања које потичу од фото мултипликатора и анализатора burst спектра, су узете у обзир и уграђене у софтверу за обраду података. Овде нису специјално разматране, јер су поштоване све препоруке произвођача за примену оваквог компактног система.

Значајан извор мерне несигурности, посебно код изразито турбулентног вихорног струјања, потиче од веродостојног праћења флуидне струје честица који служе као центри расејавања светлости. Честице којима се просејава флуидна струја морају да буду довољно мале како би ваљано пратиле струјање, односно мање од микроскале турбуленције, а уједно и довољно велике како би квалитетно расејавале светлост и како би био занемарен утицај Брауновог кретања честица (Durst и сар. 1981, Ristić 2007). Добро расејана светлост подразумева да до детектора стигне светлост одређене амплитуде, која генерише добар однос сигнала и шума на излазу из фотодетектора. Осим димензије, облика и индекса

преламања честица, постоји и још један извор мерне несигурности, а то је проблем оптималне концентрације честица у флуидној струји, јер оне изазивају умањење кохерентности ласерских зрака услед дифракције светлосних таласа на честицама. Последица тога је повећање нивоа шума Доплеровог сигнала. Погоршава се однос сигнала и шума, а истовремено се добија лажна информација о нивоу турбуленције струјања.

Приликом обраде података није коришћена проста аритметичка средина, већ тежински фактор који је дефинисан у поглављу 3.6. Остваривањем велике учестаности снимања генерише се систематска грешка, која се елиминише увођењем времена задржавања честице у мерној запремини кроз тежински фактор.

Аквизиција података је вршена са критеријумом валидације од 80% за прихватање података, тако да су претходни утицаји елиминисани и на овај начин. Валидација је дефинисана у поглављу 4.4.

Такође, постоје извори мерне несигурности који потичу од подешавања ласерских зрака, а које обухватају грешке одређивања размака и угла између ласерских зрака. С обзиром да су оба коришћена система компактна и да није могло да се утиче на карактеристике оптичког модула ЛДА система и ласера, и да су оба система калибрисана од стране произвођача, ове грешке су подведене под дефинисану мерну несигурност система.

Постоји још изван број извора мерне несигурности који се мора узети у обзир при мерењу брзинског поља у другим струјним процесима и нису од значаја за мерење у вихорној струји. Срећковић и сар. (2007) дају преглед савремених ЛДА уређаја и аналитичке и нумеричке оцене мерних резултата.

Имајући у виду да је од стране произвођача дата мерна несигурност и за једнокомпонентни и двокомпонентни систем у поглављу 3.2, у овом поглављу се

анализирају систематске грешке које се могу елиминисати кроз корекцију положаја мерне запремине при ЛДА мерењима у цилиндричној цеви.

Геометрија ласерских зрака се неће променити уколико се за оптички приступ користи раван и планпаралелни зид, и ако су индекси преламања светлости у флуиду са обе стране идентични. Геометрија зрака унутар флуидне струје се може одредити уколико је позната геометрија пре уласка зрака у зид цеви, као и одговарајући индекси преламања.

Уколико зид цеви није планпаралелан долази до преламања и промене геометрије зрака, која зависи од индекса преламања светлости, дебљине и закривљености зида цеви, као и од упадног угла ласерског зрака на површину зида. Преламања ласерских зрака, под различитим угловима, доводе до померања положаја и оријентације мерне запремине, која могу бити толико изражена да долази до мимоилажење зрака и до немогућности мерења. Овај ефекат је познат као астигматизам.

У већини истраживања се проблеми ове природе делимично превазилазе поклапањем индекса преламања светлости зида цеви и испитиваног флуида. У случајевима када је то могуће, користи се на пример глицерин уместо воде, као радни флуид. Наведени метод није могао да се примени током испитивања у оквиру дисертације, јер је радни флуид ваздух.

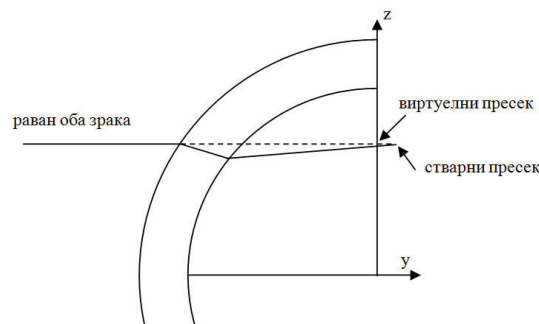
Корекција положаја мерне запремине у флуиду се може израчунати на основу Снеловог закона. У наставку су дати резултати за промену положаја мерне запремине за једокомпонентни ЛДА систем чије су карактеристике дате у поглављу 3.1.3, односно за експерименталну инсталацију описану у поглављу 3.1.1.

Избор мерних тачака у којима су одређиване компоненте брзине струјања је вршен тако да се минимализује утицај астигматизма, као извора мерне

несигурности, а вредности који се добијају прорачуном, могу да се унесу као корекције позиционирања мерне запремине.

Корекције позиције мерне запремине при мерењима аксијалне брзине

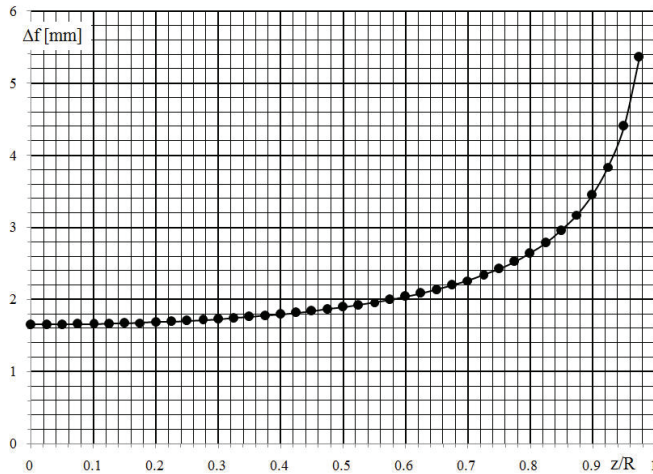
Мерења аксијалне брзине су обављена са минимумом оптичких аберација, јер су овде остварени најбољи оптички услови. Уколико се усвоји претпоставка да је пречник ласерског снопа много мањи у односу на пречник цеви и да је оптичка равна ЛДА система паралелна са хоризонталном равни, онда ласерски зраци, који формирају мерну запремину, леже у истој равни и на истој висини, односно на висини осе мерно-испитне цеви. Променом удаљености оптичког модула од зида цеви, мења се положај мерне запремине по хоризонталној оси (-y). Када се мерења аксијалне компоненте брзине врше дуж y осе, онда постоји константно померање мерне запремине дуж y осе. Координата z мерне запремине остаје непромењена, $z=0$. Дислокација мерне запремине је минимална и константна, уколико се мерење аксијалне брзине обавља дуж y-осе. У свим случајевима прорачуна усвојена дебелина зида цеви је 5mm и фокус оптике ласера 300mm.



Слика 5.5 Схематски приказ ласерских зрака у попречном пресеку цеви при мерењу аксијалне брзине дуж вертикалног пречника.

Прорачуном се показује да ЛДА мерна запремина нема константно померање дуж y-осе, уколико се мерења обављају, као што је овде случај, дуж z-осе, што се види на следећем дијаграму. Уводи се величина која представља разлику између положаја стварног и виртуелног пресека ласерских зрака - Δf . На следећем

дијаграму је дата функционална зависност $\Delta f=f(z/R)$, где је $R=0,2\text{m}$ што је случај у пресеку 3, док је за пресек 1 дислокација још мање изражена.

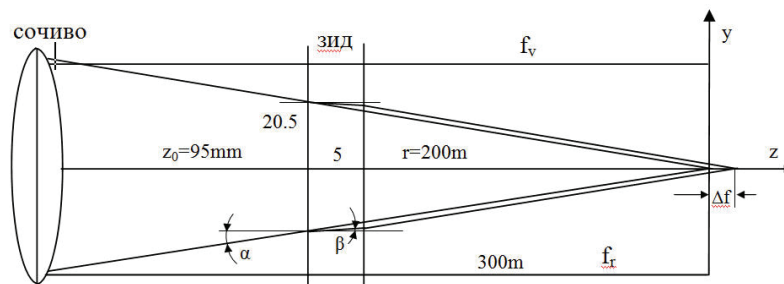


Слика 5.6 Померање мерне запремине дуж у-осе (Δf) у функцији од z -позиције за мерење аксијалне компоненте.

Дислокација мерне запремине у позицији $z/R=0$ је $\Delta f=1,65\text{ mm}$, док има максималну вредност у близини зида, која на $z/R=0.975$ износи $\Delta f=5,36\text{ mm}$. Међутим, већина приказаних мерења се завршавала са позицијом $z/R=0,8$ за коју дислокација мерне запремине износи $\Delta f=2,64\text{mm}$.

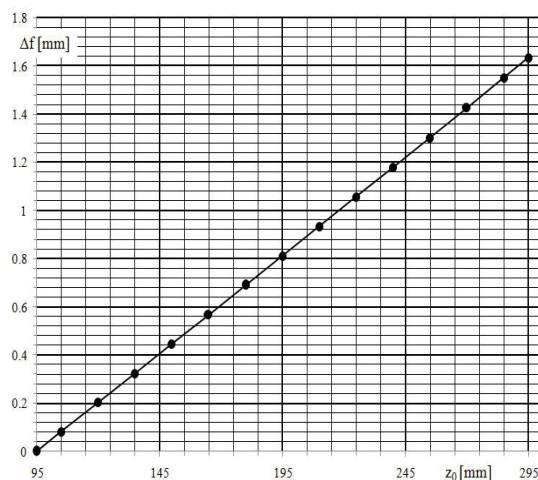
Корекције позиције мерне запремине при мерењима обимске брзине

Мерење обимске брзине је вршено померањем мерне запремине дуж z -осе, при чему се и оптичка оса ласера, поклапа са овом осом. Ово је повољнији случај од претходног, где је оптичка оса ласера била нормална на осу translације.



Слика 5.7 Схематски приказ ласерских зрака у попречном пресеку цеви при мерењу обимске брзине.

За наведене резултате је усвојен модел да је зид планпаралелан на месту проласка зракова. На претходној слици је приказан случај мерења у оси цеви када је $z_0=95\text{mm}$. Међутим, растојање између сочива и спољашњег зида цеви (z_0) се мења подешавањем жељене позиције. Функционална зависност за дислокацију мерне запремине у функцији од растојања $\Delta f=f(z_0)$ је дата на следећој слици. Приметно је да долази до релативно малих померања мерне запремине дуж правца осе z .



Слика 5.8 Дислокација мерне запремине обимске брзине дуж z -осе.

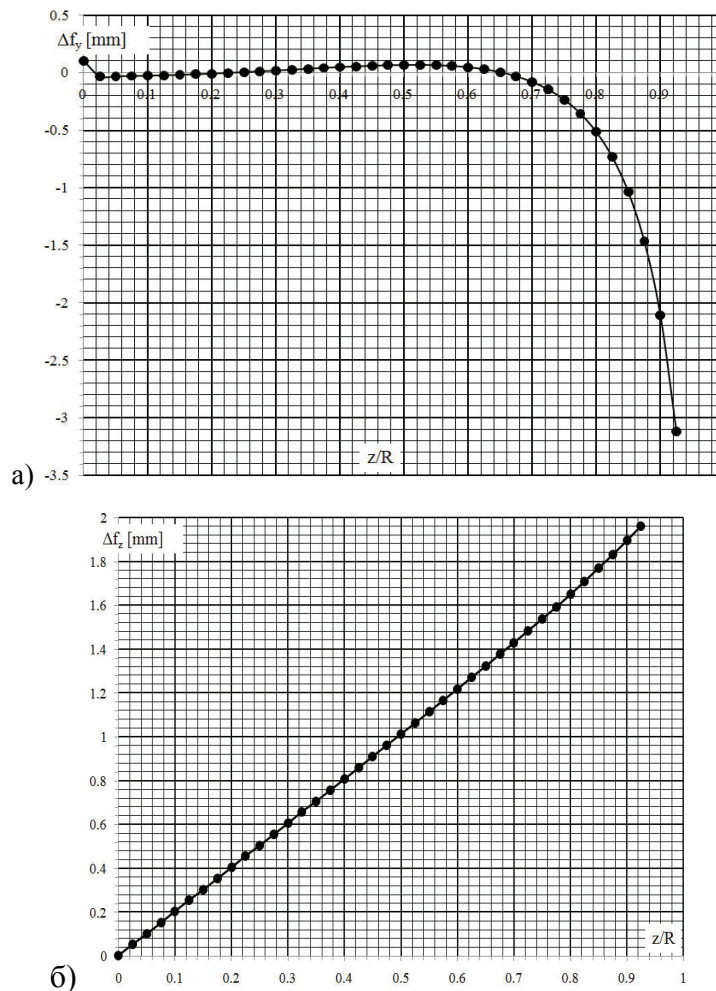
Највеће одступање је када се врше мерења у близини зида цеви. Тада за позицију $z_0=295\text{mm}$ одступање износи $\Delta f=1,63\text{mm}$, а најмање је у оси цеви, када за позицију $z_0=95\text{mm}$ одступање износи $\Delta f\approx 0\text{mm}$.

Просторне корекције позиције мерне запремине при мерењима радијалне брзине

Мерење радијалне брзине је вршено дуж z -осе, при чему је оса ЛДА ласера била постављена дуж правца u -осе. Ласер је за 90° ротиран око своје осе у односу на положај снимања аксијалне брзине.

Ово су, са оптичке стране, најкомплекснија мерења, јер се са променом позиције дуж z -осе, мења и упадни угао и путања ласерског зрака кроз зид цеви. Оптичка аберација појединачног ласерског зрака доводи до деформације пречника „струка“ ласера што изазива промену димензија ЛДА мерне запремине, оријентације и ширине интерференционих линија у истој.

Оптички прорачуни за овај случај су детаљније приказани у раду Ristić и сар. (2012). Резултати показују да долази до дислокације мерне запремине дуж правца обе осе y и z (слика 5.9).



Слика 5.9 Дислокације ЛДА мерне запремине дуж а) y -осе и б) z -осе при мерењу радијалне брзине дуж z -осе.

Као и у случају аксијалне брзине, највеће дислокације су у области граничног слоја, која није ни била циљ ових истраживања, и то $\Delta f_{y,max}=-3,12\text{mm}$ и $\Delta f_{z,max}=1,96\text{mm}$ за позицију $z/R=0,925$. У овом случају, међутим, поред дислокације мерне запремине, јавља се и промена оријентације и ширине интерферометријских линија што доводи до промена угла измерене компоненте брзине струјања и до модификације Доплере фреквенције.



Слика 5.10 Промена угла бисектрисе са позицијом дуж z-осе.

Види се да угао бисектрисе има максималну вредност у области зида где за $z/R=0,925$ достиже вредност $-2,23^\circ$.

Двокомпонентна мерења

Двокомпонентна мерења су, како је то наведено у поглављу 4.4.2.3 обављена кроз зид цеви у пресеку 3 у случају снимања аксијалне и радијалне брзине, али и кроз сам ваздух приликом снимања обимске и радијалне брзине. У другом случају је остварена тотална коинциденција мерних запремина.

Међутим проблем разилажења мерних запремина настаје приликом мерења кроз цилиндрични зид цеви. За сва мерна места, где разлика у позиционирању мерних запремина појединих компоненти не прелази $0,5\text{mm}$, може се сматрати да постоји

делимично преклапање, јер је дужина мање мерне запремине 1,267 mm, према табели 3.4 у поглављу 3.1.3. У поглављу 7.1.1 је дата радијална расподела корелационих момената у попречном пресеку 3 за вентилатор ЗП30 без корекција.

Током двокомпонентних мерења је подешена хардверска коинцидениција, која, с обзиром на велику густину честица у флуидној струји омогућила истовремено мерење две компоненте брзине струјања. Треба имати у виду дислокације мерних запремина које су наведене за случај снимања аксијалне и радијалне брзине дуж z-осе.

Детаљна анализа ових мерења је објављена у раду у припреми Илић и сар. (2012).

Закључна разматрања у вези са дислокацијом мерне запремине

У оквиру претходне анализе истраживане су дислокације ЛДА мерне запремине услед оптичке аберације на зидовима цилиндричне цеви. Потврђена је основна хипотеза да у централном делу цеви ($r/R < 0,6$), за инсталацију које је коришћена током испитивања (унутрашњих пречника $R=0,2\text{m}$ и $R=0,2025\text{m}$, као и дебљине зида цеви од 5mm) не постоји или је веома мали утицај закривљености зида цеви. То је, с обзиром на циљ истраживања, област од највећег значаја. Из ових разлога, приликом презентације резултата мерења у оквиру дисертације, нису вршене корекције положаја мерне запремине.

Међутим, у оквиру истраживања, која се односе на минимализацију дислокације мерне запремине, покушало се и са модификацијом испитне опреме додавањем кутије од клирита која се ослањала на цев у жељеном мерном пресеку. Уместо закривљени зид цеви, место уласка зрака у зид цеви је равна плоча. Кутија је испуњена са глицерином који има исти индекс преламања као и зид цеви. То, међутим, није довело до жељених резултата што је потврђено експериментом и детаљном анализом, која је изнета у оквиру рада у штампи Илић и сар. (2012).

6 ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА ИСТРАЖИВАЊА КАРАКТЕРИСТИКА КОРИШЋЕНИХ АКСИЈАЛНИХ ВЕНТИЛАТОРА И СТАТИСТИЧКИХ СВОЈСТАВА ГЕНЕРИСАНЕ ТУРБУЛЕНЦИЈЕ

У оквиру ове главе су приказани и анализирани експериментални резултати у вези са струјно-енергетским карактеристикама коришћених аксијалних вентилатора, у оквиру поглавља 6.1, као и са утицајем њиховог режима рада на турбулентно вихорно поље које генеришу, у оквиру поглавља 6.2. Детаљно се анализира утицај угла лопатица и броја обртаја кола на еволуцију турбулентних напона и централних корелационих момената трећег и четвртог реда. Статистичком анализом измерених расподела наведених структуралних величина приказани су значајни физички закључци.

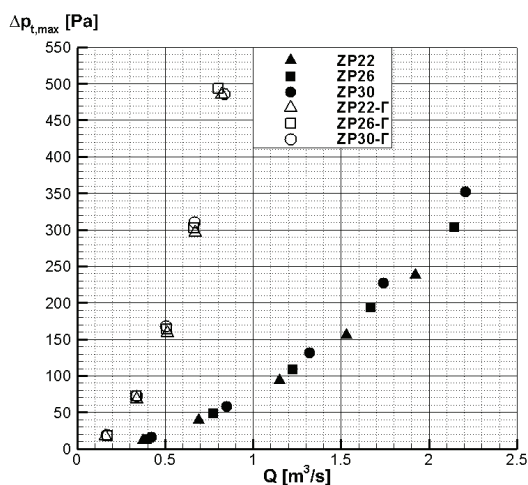
6.1 СТРУЈНО-ЕНЕРГЕТСКЕ ИНТЕГРАЛНЕ КАРАКТЕРИСТИКЕ ВЕНТИЛАТОРА И ЊИХОВЕ МЕЂУЗАВИСНОСТИ

У оквиру овог поглавља се представљају измерене енергетске величине испитиваних аксијалних вентилатора ZP , W и SP . Применом савремене анемометарске технике ЛДА добијају се све три компоненте брзине у мерним пресецима 1 и 3. Из ових расподела се израчунавају струјне величине као што су запремински проток, средња проточна брзина, Рејнолдсов број, средња циркулација у дефинисаним мерним пресецима и вихорни број. Оне су систематизоване и у потпуности приказане за све режиме, углове лопатица и сва три типа вентилатора у пресеку 1 (табела 6.1). Ове величине су дате за пресек 3 само за режим n_3 и угао $\beta_R=30^\circ$, параметре који су највише црпљени у оквиру ове тезе (табела 6.2).

6.1.1 Радне тачке, снаге и степен корисности различитих типова аксијалних вентилатора

Проблем спрезања аксијалног вентилатора без закола и цевовода је разматран у раду Протић и Бенишек (1981). Ту се указује на поступке избора ваљаног вентилатора без закола за рад у техничко-технолошком систему.

На слици 6.1 су приказане остварене радне тачке у системима В и Г са којима је вентилатор ЗП био спрегнут. Како инсталација Г има много веће пригушење, ту су остваривани много мањи протоци. На дијаграму су дате радне тачке за сва три угла. Види се да се највећи протоци остварују при највећој отворености кола, тј. за вентилатор ЗП30 у инсталацији В.

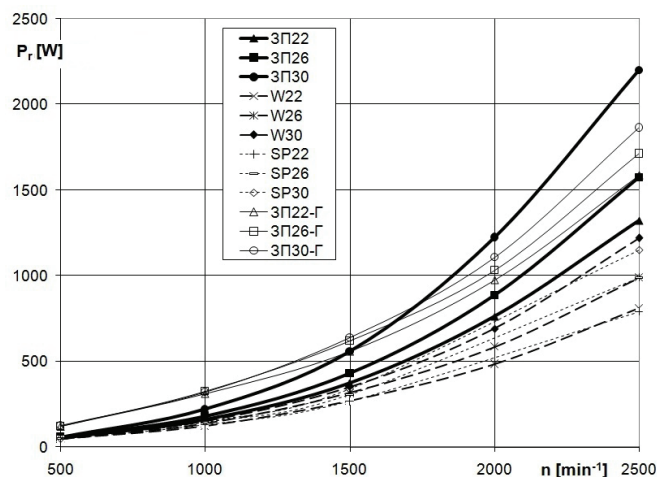


Слика 6.1 Радне тачке вентилатора ЗП за три различита угла и два типа инсталације В и Г.

Релативни статички притисак Δp_w је мерен на зиду цеви, на потису вентилатора на растојању $x/D=6,78$. То је максимална вредност статичког притиска, па се због тога одређени напор вентилатора $\Delta p_{t,max}$ сматра максималним.

На слици 6.2а су приказане измерене улазне снаге ротора. Умањењем за губитке у електромотору, према једначинама (4.5-4.7), добила би се унутрашња снага

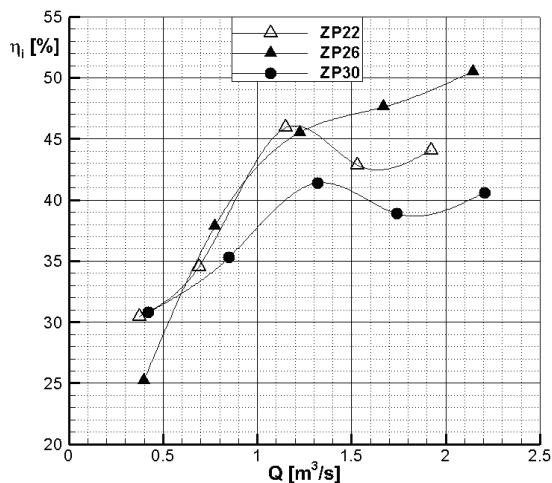
вентилатора. Највеће снаге се остварују при највећим бројевима обртаја за сва три типа вентилатора и сва три положаја угла лопатица кола β_R , у обе инсталације В и Г. За све вентилаторе, у обе инсталације типа В и Г, и за свих пет режима рада, највећа улазна снага ротора је добијена за највећи угао лопатица, односно за $\beta_R=30^\circ$, па потом 26° и на крају 22° . Највећа улазна снага ротора је остварена за ЗП30 при режиму рада n_5 у инсталацији В. Улазне снаге ротора вентилатора SP и W су јако блиске за сва три угла лопатица β_R . Измерене вредности улазне снаге електромотора за вентилаторе W и SP су за 10% до мање у односу на снаге вентилатора ЗП, за угао лопатица $\beta_R=22^\circ$ и радни режим n_1 . Са повећањем угла β_R и броја обртаја ова разлика је све значајнија, тако да при режиму рада n_5 и углу $\beta_R=30^\circ$ достиже 90% за вентилатор SP, односно 80% за вентилатор W.



Слика 6.2а Резултати мерења улазне електричне снаге ротора за све режиме рада, за све вентилаторе у инсталацијама В и Г.

Применом једначина (4.5) и (4.7) на податке приказане на слици 6.2а за вентилатор ЗП у инсталацији В за сва три угла лопатица β_R и израчунавањем унутрашњег степена корисности вентилатора на основу израза у табели 3.12 добија се дијаграм 6.2б. При оцени вредности степена корисности имати у виду да је вентилатор ЗП пројектован да ради са заколом, као и са процепом од максимално $d_{p,max}=0,5\text{mm}$. Међутим, пројектоване уградне карактеристике нису испоштоване приликом ових експеримената, јер је због потреба истраживања уграђено само коло и то са доста већим зазором (табела 3.5). На слици 6.2б су

приказане три криве за углове лопатица $\beta_R=22^\circ$, 26° и 30° , где свака појединачно, представља "трајекторију" унутрашњег степена корисности вентилатора при различитим режимима рада. Очигледно је да вентилатор ЗП26 постиже највеће степене корисности за скоро све режиме рада осим за n_1 и делимично n_3 .

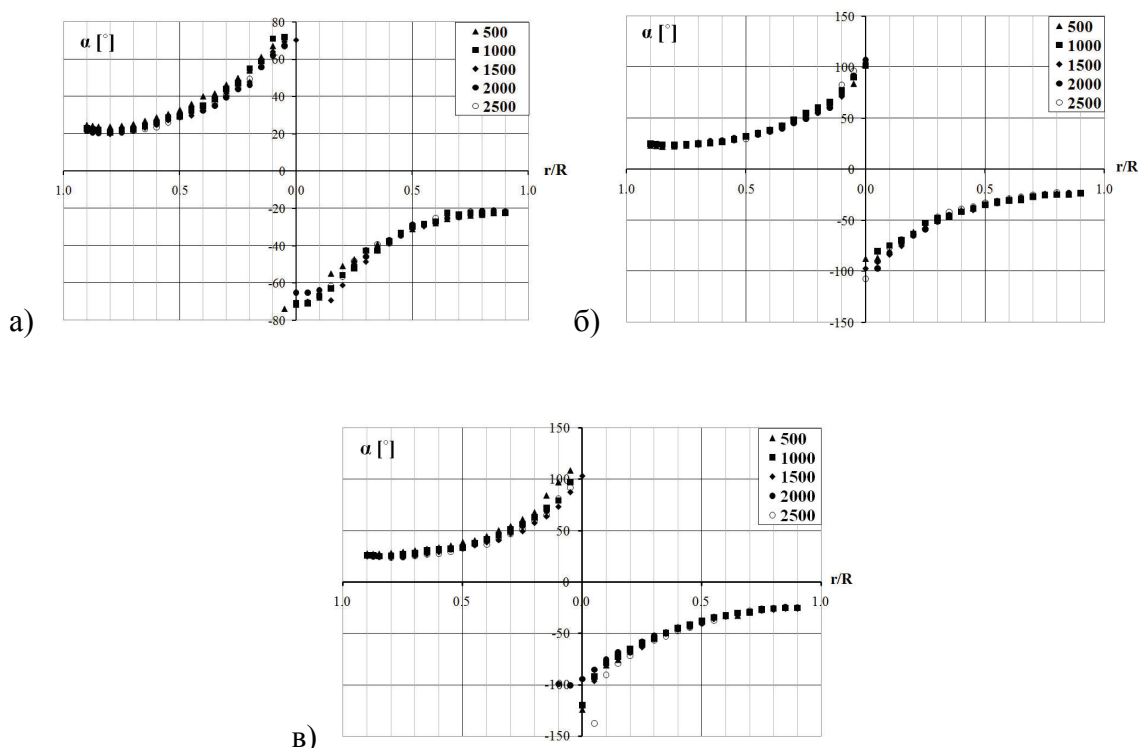


Слика 6.26 Унутрашњи степен корисности η_1 за вентилатор ЗП за различите углове лопатица β_R .

Криве за вентилаторе ЗП22 и ЗП30 имају сличне карактере, при чему се веће вредности постижу при ЗП22. Крива која повезује остварене унутрашње степене корисности вентилатора ЗП26 има позитиван градијент у целом интервалу мерених вредности протока, док криве вентилатора ЗП22 и ЗП30 имају по две превојне тачке.

6.1.2 Распореде релативног тоталног и статичког притиска за различите радне режиге вентилатора

У мерном пресеку 4 ($x/D=21,49$) је турбулентно вихорно струјање изучавано класичним мерним техникама, како је то описано у Benišek и сар. (2010), Бенишек (1976 и 1979), као и у Вукашиновић (1996). На сликама 6.3а, б и в су приказане вредности угла између вектора укупне брзине и аксијалне компоненте брзине (α) за свих пет режиге и за сва три угла вентилатора ЗП.

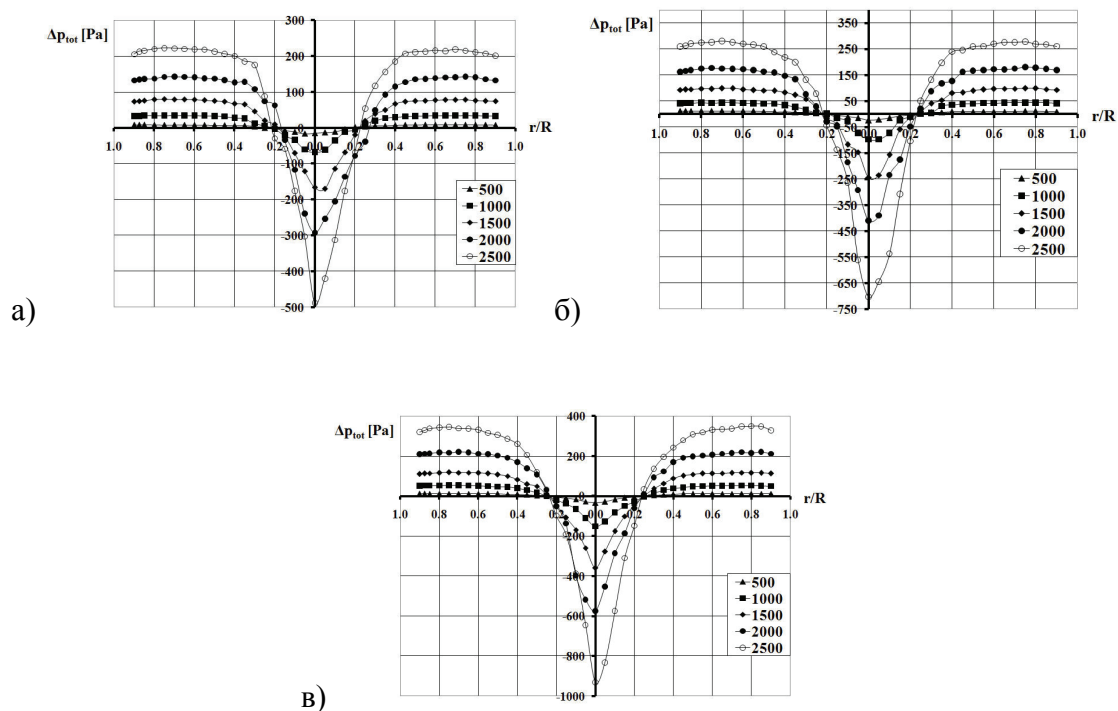


Слика 6.3 Вредности угла α између вектора укупне брзине и аксијалне компоненте брзине (α) за свих пет режиге за пресек 4: а) ЗП22, б) ЗП26 и в) ЗП30.

Може се приметити да α има најмању вредност за најмањи $\beta_R=22^\circ$, а да су вредности за друга два угла јако блиске. Приметно је да у области језгра долази до расипања тачака, што је последица, како ће бити потврђено приказом осцилаторног поља притиска у потпоглављу 7.2.2, као и постојања значајне радијалне брзине у области језгра о чему ће бити речи и у оквиру поглавља 6.2.

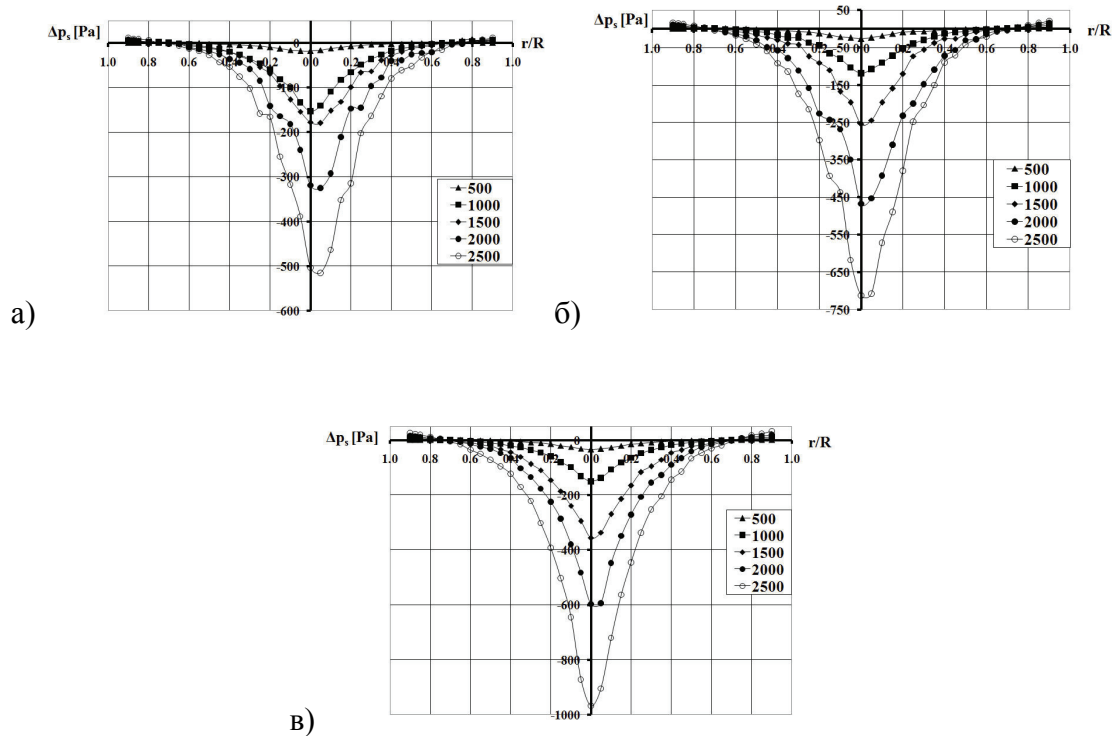
Наиме, за адекватну употребу угловне сонде, којом се одређује угао α , уводи се претпоставка о квазираванском струјању, што је јако груба апроксимација у области вртложног језгра, како ће се у наредним поглављима показати.

Расподеле релативних тоталних и статичких притисака добијених у мерном пресеку 4 за сва три угла и свих пет режима су приказани на сликама 6.4 и 6.5.



Слика 6.4 Расподела релативног тоталног притиска за свих пет режима у пресеку 4: а) ЗП22, б) ЗП26 и в) ЗП30.

Може се закључити да се минимуми релативних и тоталних, као и статичких притисака постижу у области језгра, при чему је то најизраженије код највећег угла β_R и за највећи број обртаја. Експериментални резултати показују да се при свим режимима струјања вредности минимума и нуле достижу у истим тачкама, тако да се $\Delta p_{tot,min}$ достиже у оси цеви односно за $r/R=0$, док је $\Delta p_{tot}=0$ за $r/R=0,2$, односно у позицији где се завршава област вртложног језгра.



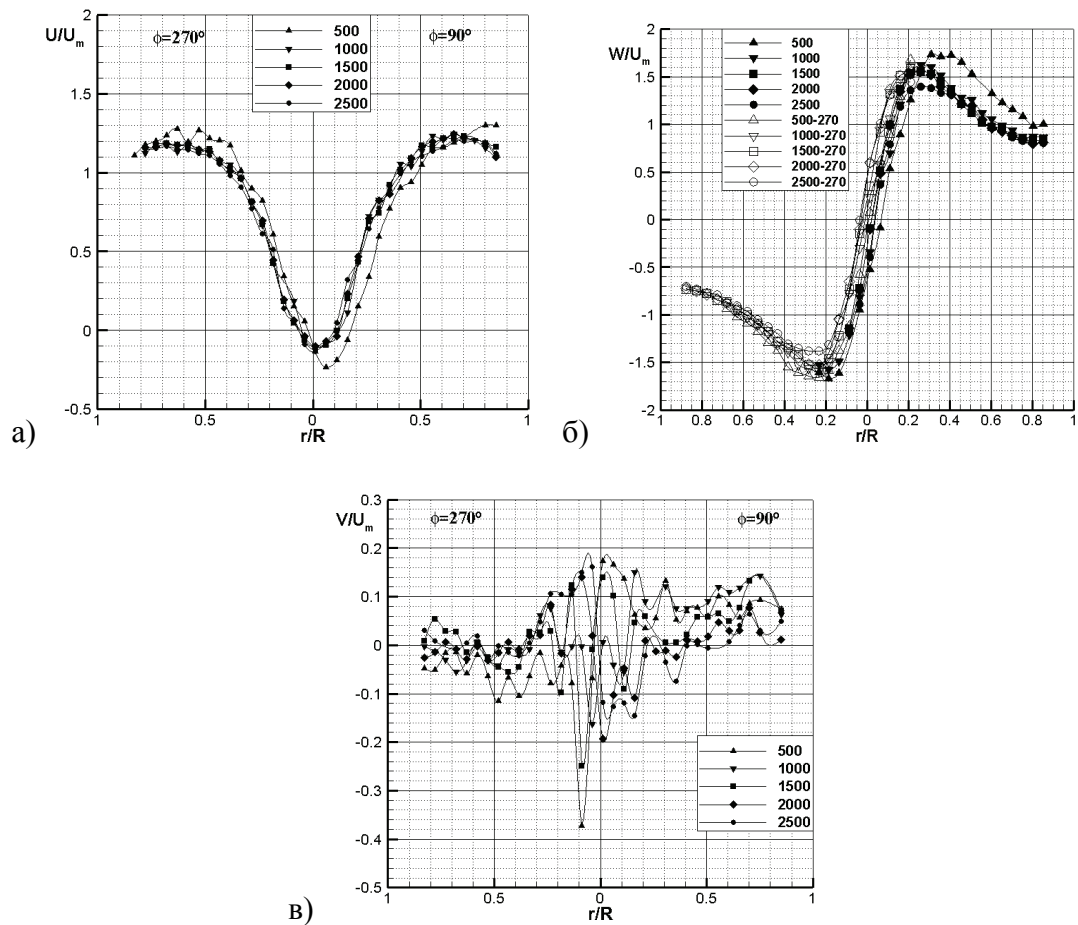
Слика 6.5 Расподела релативног статичког притиска за свих пет режима у пресеку
4: а) ЗП22, б) ЗП26 и в) ЗП30.

На основу вредности тоталних и статичких притисака у истим тачкама струјног простора, могу се, на начин описан у табели 3.12 одредити укупна, аксијална и обимска брзина.

6.1.3 Карактеристични профили аксијалне, радијалне и обимске брзине

У оквиру направљеног компјутерског програма у Matlab-у, профил аксијалне брзине је исцртаван помоћу тачака у позицијама у интервалу од (0; 0,85) за пресек 3 за $\varphi=90^\circ$ и 270° , и слично за пресек 1. Слично је урађено и за обимску брзину. Значи, у старту су, због просторних корекција, испуштене две до три тачке у областима граничног слоја и основног струјања. За потребе прорачуна протока и осредњене циркулације су, у софтверу, додате подесиве тачке на позицијама $r/R=0,95$ и $0,97$. На основу овога су рачунате наведене интегралне величине које су дате у табелама 6.1 и 6.2.

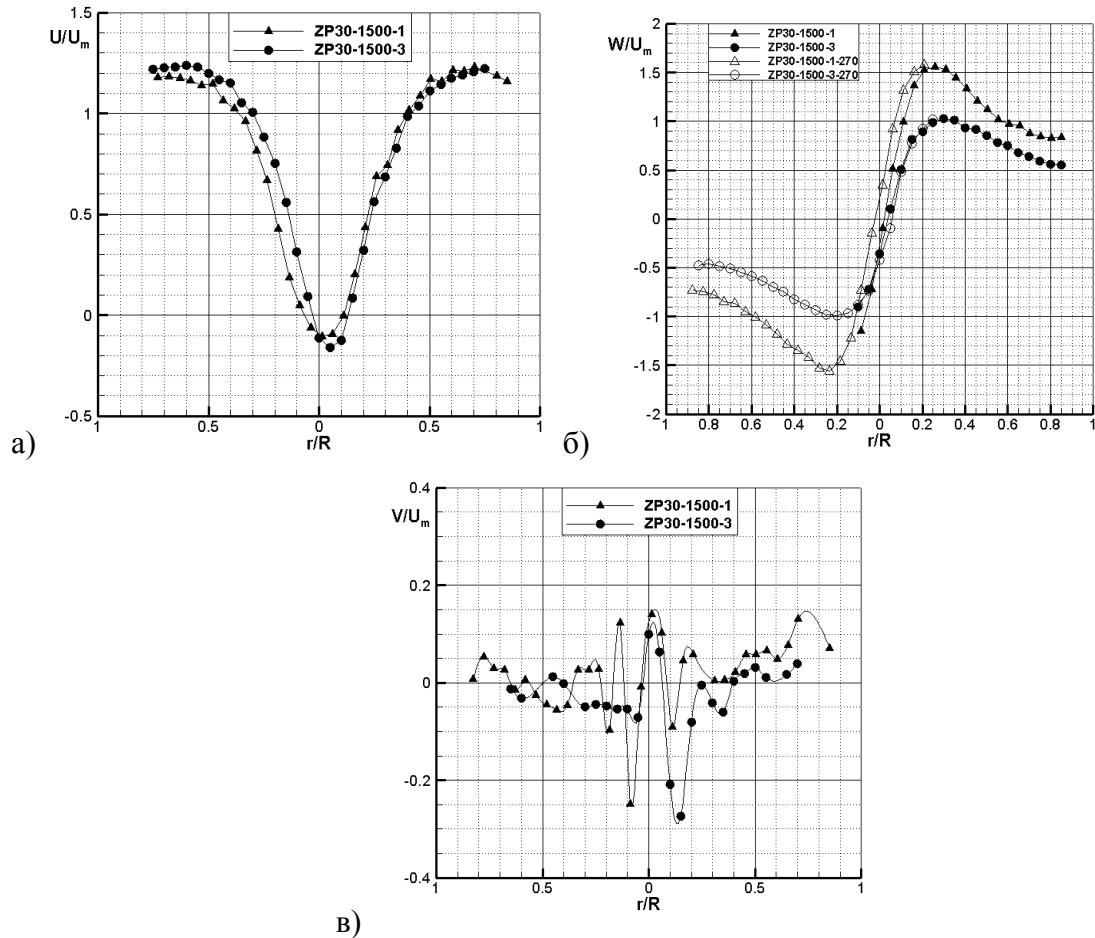
Експерименталне расподеле временски осредњеног брзинског поља генерисаног обртним колима аксијалних вентилатора ЗП30, SP30 и W30 у мерним пресецима 1 ($x/D=3,35$) и 3 ($x/D=26,31$) приказане су на сликама 6.6-6.10. Једна од карактеристичних класа струјања произведена је вентилатором ЗП30, јер је, пре свега, генерисани профил обимске брзине W сличан моделу принудно-потенцијалног вртлога, тј. Ранкиновог (Rankine) вртлога (слика 6.6б). Присуство обимске брзине знатно утиче на расподеле аксијалне U и радијалне V брзине, као и на поље притиска (слика 6.6а,б и слика 6.5). За свих пет радних режима n_i , $i=1,2,\dots,5$ карактер кривих је сличан, тако да се независно од броја обртаја кола n грубо уочавају четири струјне области. У саосној зони формира се турбулентно вртложно језгро, у коме је $W \propto r$ као у принудном вртлогу, које се смицајним вртложним слојем карактерисаним са $W \approx W_{\max}$, спаја са основним струјањем у коме је $U \sim \text{const.}$, а обимска брзина има приближно расподелу потенцијалног вртлога $W \propto 1/r$. Четврта област је област зида у којој се турбулентно струјање одликује свим својствима струјања у граничном слоју. У овом раду су мерења вршена у три области, које су изван области зида, јер су оне биле примарне за истраживање.



Слика 6.6 Расподела брзина за ЗП 30 у пресеку 1 за свих пет режима: а) аксијална, б) обимска и в) радијална брзина.

Еволуција осредњеног брзинског поља приказана је радијално-аксијалним расподелама компонената брзине за исти вентилатор ЗП30, на слици 6.7, и то у пресецима 1 и 3 за исти режим струјања $n_3=1500 \text{ min}^{-1}$. На сликама 6.7а,б се уочава израженија низструјна трансформација обимске брзине W у односу на аксијалну брзину U . Оно што је посебно карактеристично је да се за све режиме рада вентилатора ЗП30 остварује повратно, рециркулационо струјање у пресеку 1 (слика 6.6а), које се задржава и у пресеку 3 за $n_3=1500 \text{ min}^{-1}$. Зона повратног струјања показује извесан ексцентрицитет, а струјање у језгру се убрзава тако да профил аксијалне брзине постаје равномернији. Обимска брзина W се низструјно смањује у свим тачкама попречног пресека цеви, али задржава карактер принудно-потенцијалног вртлога (слика 6.7б). Уочава се извесна асиметричност

профила брзине W с обзиром на положај њене највеће вредности W_{\max} у тачкама $r/R=0,3$ у равни $\varphi=90^\circ$ и $r/R=0,2$ у меридијанској равни $\varphi=270^\circ$.

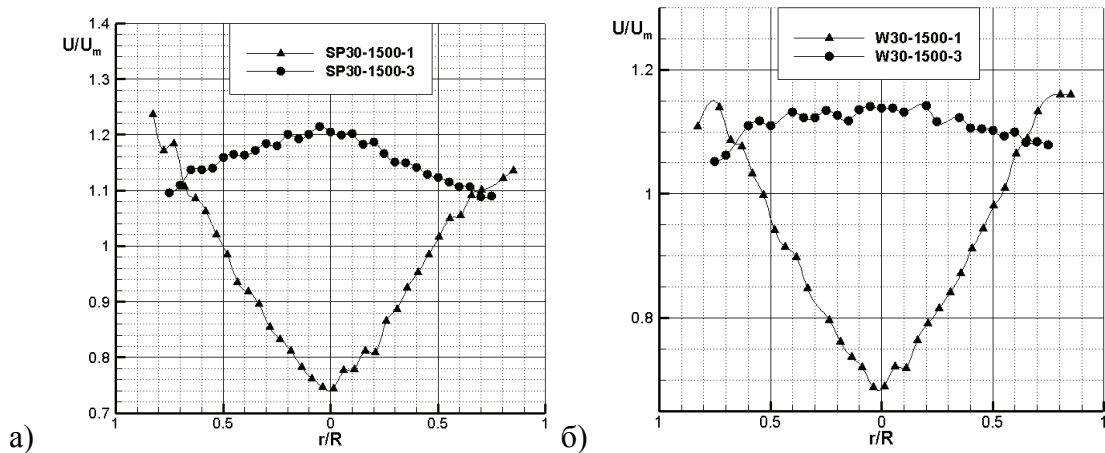


Слика 6.7 Радијална расподела временски осредњених брзина у попречним пресецима цеви 1 и 3 за вентилатор ЗП30 при n_3 : а) аксијална U , б) обимска W и в) радијална V брзина.

Низструјна трансформација радијалне брзине V приказана је на слици 6.7в. Уочава се да је у основном струјању брзина V већа у пресеку 1 него у пресеку 3, док је у саосној области, тј. у вртложном језгру обратно. У основном струјању је радијална брзина позитивна у оба пресека, док је у пресеку 3 негативна у домену $0,08 \leq r/R \leq 0,4$ у коме се налази и максимум обимске брзине.

Претходна разматрања су се односила на исти вентилатор ЗП30, а за различите пресеке и бројеве обртаја. Даљом анализом се не обухватају само ови параметри, већ се проучава утицај типа аксијалног вентилатора на струјно поље које производи.

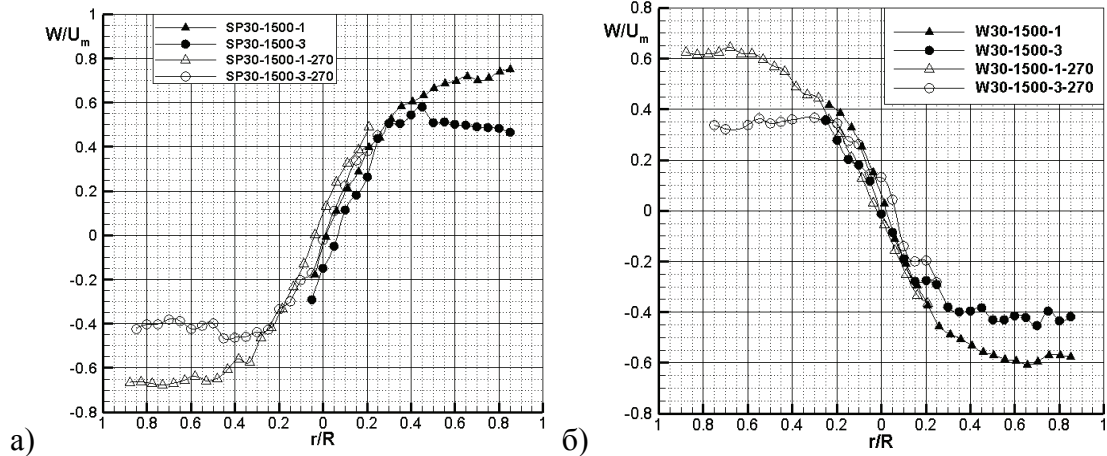
У том циљу се разматрају аксијални вентилатори SP 30 и W30, а мерења су обављена у пресецима 1 и 3 при истом броју обртаја $n_3=1500 \text{ min}^{-1}$. Ово омогућава не само анализу сваког вентилатора појединачно, већ и поређење њихових струјних карактеристика. На сликама 6.8а,б приказане су експерименталне расподеле аксијалне брзине U за вентилаторе SP30 и W30 у пресецима 1 и 3. Уочава се велика сличност не само почетних профила у пресеку 1, већ и крајњих у пресеку 3. Профили су симетрични и не постоји повратно струјање.



Слика 6.8 Аксијална брзина при n_3 у пресецима 1 и 3 за вентилаторе: а) SP30 и б) W30.

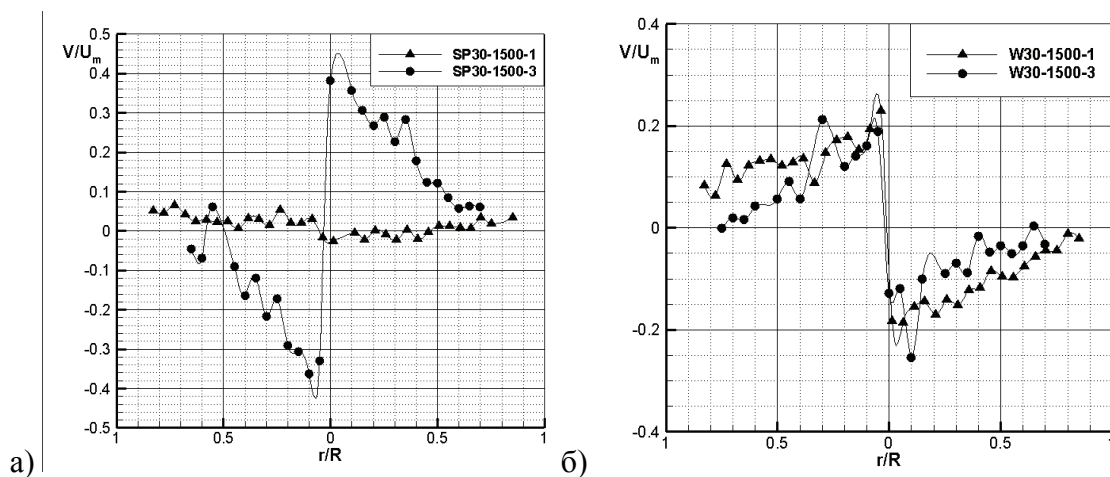
Посебно се, за разлику од вентилатора ЗП30 (слика 6.7а), уочава изванредно брз развитак неравномерне расподеле аксијалне брзине U у пресеку 1, у скоро потпуно равномеран профил U у пресеку 3, и то код оба вентилатора. То се постиже убрзавањем флуида у домену $0 \leq r/R \leq 0,7$ за вентилатор SP30, односно у зони $0 \leq r/R \leq 0,65$ код вентилатора W30.

Низструјне трансформације обимске брзине W за вентилаторе SP30 и W30 дате су на сликама 6.9а, б. Са повећањем аксијалне координате x брзина W се смањује у свим тачкама попречног пресека, као и за аксијалну брзину, и у овом случају су W расподеле сличне за оба вентилатора. Наиме, у саосном домену струјања закон



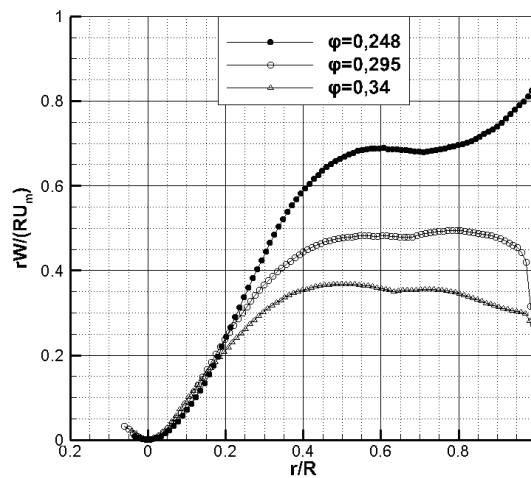
Слика 6.9 Расподела обимске брзине при n_3 у пресецима 1 и 3 за вентилаторе: а) SP30 и б) W30.

расподеле обимске брзине одговара принудном вртлогу $W \propto r$, док је за $r/R > 0,4$ та расподела приближно равномерна. У тој области је низструјна трансформација W -профила знатно израженија него у области $r/R < 0,4$ у којој се вредности обимске брзине мало разликују.



Слика 6.10 Радијална брзина при n_3 у пресецима 1 и 3 за вентилаторе: а) SP30 и б) W30.

Већа разлика између вентилатора SP30 и W30 долази до изражаја код радијалне брзине, како код њене расподеле, тако и код њеног интензитета. Вентилатор SP30 се карактерише малим радијалним брзинама у пресеку 1, и врло великим вредностима радијалне брзине у низструјном пресеку 3, које су изразито неравномерно распоређене по пресеку (слика 6.10a). Код вентилатора W30 се, напротив, радијална брзина низводно смањује и истог је реда величине као и код ЗП30.



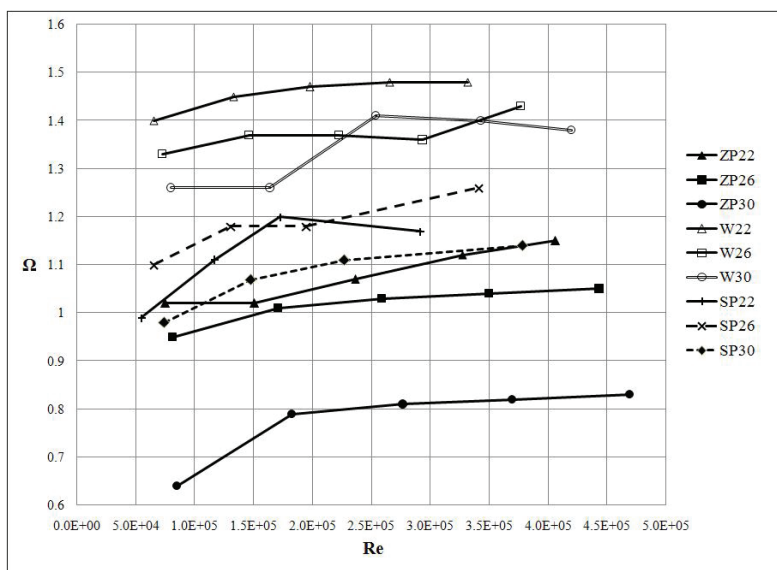
Слика 6.11 Расподела циркулације у хоризонталном попречном пресеку цеви за различите вредности значице протока (φ) на модификованој инсталацији Г за ЗП30.

На претходној слици су приказани резултати осредњених ТР ПИВ мерења иза кола аксијалног вентилатора на модификованој инсталацији типа Г за вентилатор ЗП30. Модификација инсталације Г се састојала у измени конфигурације помоћних елемената, док је главна цевна деоница од усиса до Вентуриметра остала иста. За разлику од свих претходних случајева мерења су вршена у хоризонталној меридијанској равни, а на слици 6.11 су резултати дати дуж радијуса који одговара углу $\varphi=0^\circ$. Велика закривљеност зида цеви доводи у питање резултате за $r/R > 0,96$. Међутим тренд је ту сасвим јасан и теоретски оправдан.

На слици 6.11 дате су расподеле циркулација у попречном пресеку за три различите вредности значајности протока. Како је вртлог у случају рада у модификованој инсталацији Г саоснији са осом цеви, лако су уочљиве области принудног вртлога у области вртложног језгра, као и област $rW=\text{const.}$ у зони главног струјања. До деформације профила долази у близини зида. Резултати, у спрези са спроведеним енергетским мерењима, указују да се на основу расподела обимске брзине у пресеку иза кола може дефинисати оптимални режим рада, који се на претходној слици, налази између режима дефинисаних са значајношћу протока $\varphi=0,248$ и $\varphi=0,295$ (Mattern и сар. 2012). За потврду оваквих закључака су потребна додатна мерења.

6.1.4 Израчунавање интегралних величина струјног поља и анализа њихових међузависности

Експериментално одређене расподеле брзинског поља које се формирају иза кола одређеног типа аксијалног вентилатора омогућају израчунавање интегралних величина које, између осталог, имају значајну улогу при прорачуну различитих система у техничкој пракси. Ту се пре свега мисли на запремински проток Q , средњу брзину $U_m=Q/(R^2\pi)$, Рејнолдсов број $Re=U_mD/\nu$, средњу циркулацију у пресеку $\Gamma = 4\pi^2 R^3 \int_0^1 UW(r/R)^2 d(r/R) / Q$ и вихорном броју $\Omega=Q/(R\Gamma)$ (табела 3.12). На слици 6.12 графички су приказане зависности вихорног броја Ω од Рејнолдсовог броја у пресеку 1 које су израчунате на основу експерименталних података, за све коришћене и испитане аксијалне вентилаторе.



Слика 6.12 Функционална зависност $\Omega(\text{Re})$ за све вентилаторе на основу ЛДА мерења у пресеку 1.

Табела 6.1 Приказ израчунатих интегралних величина за пресек 1.

Вентилатор	Режим	Интегралне величине				
		Q [m ³ /s]	U _m [m/s]	Re	Γ [m ² /s]	Ω
ЗП22	n ₁	0,362	2,81	75306	1,76	1,02
	n ₂	0,725	5,63	151042	3,5	1,02
	n ₃	1,137	8,83	236784	5,27	1,07
	n ₄	1,573	12,21	327512	6,92	1,12
	n ₅	1,952	15,15	406448	8,39	1,15
ЗП26	n ₁	0,382	2,96	81397	1,98	0,95
	n ₂	0,803	6,23	171183	3,94	1,01
	n ₃	1,215	9,43	259151	5,83	1,03
	n ₄	1,642	12,75	350235	7,82	1,04
	n ₅	2,08	16,15	443557	9,81	1,05
ЗП30	n ₁	0,401	3,11	85122	3,09	0,64
	n ₂	0,86	6,68	182602	5,41	0,79
	n ₃	1,305	10,13	277018	7,91	0,81
	n ₄	1,741	13,52	369612	10,51	0,82
	n ₅	2,212	17,17	469612	13,12	0,83
W22	n ₁	0,307	2,39	65539	1,08	1,4
	n ₂	0,625	4,85	133237	2,13	1,45
	n ₃	0,928	7,2	197800	3,12	1,47
	n ₄	1,247	9,68	265877	4,17	1,48
	n ₅	1,556	12,08	331816	5,2	1,48

W26	n ₁	0,339	2,63	72780	1,26	1,33
	n ₂	0,682	5,29	146217	2,46	1,37
	n ₃	1,03	8,06	222628	3,74	1,37
	n ₄	1,37	10,63	293808	4,98	1,36
	n ₅	1,759	13,65	377185	6,08	1,43
W30	n ₁	0,371	2,88	79955	1,46	1,26
	n ₂	0,76	5,9	164016	2,97	1,26
	n ₃	1,178	9,14	254010	4,12	1,41
	n ₄	1,591	12,35	343147	5,63	1,4
	n ₅	1,947	15,12	420017	6,99	1,38
SP22	n ₁	0,257	1,99	54089	1,27	1
	n ₂	0,546	4,24	115035	2,39	1,13
	n ₃	0,82	6,36	172829	3,53	1,15
	n ₅	1,363	10,58	287398	5,63	1,2
SP26	n ₁	0,308	2,39	65252	1,38	1,1
	n ₂	0,618	4,8	130962	2,59	1,18
	n ₃	0,921	7,15	195165	3,84	1,18
	n ₅	1,611	12,51	341229	6,29	1,26
SP30	n ₁	0,345	2,68	73824	1,75	0,98
	n ₂	0,691	5,37	147867	3,2	1,07
	n ₃	1,06	8,23	226757	4,72	1,11
	n ₅	1,77	13,74	378624	7,69	1,14

Из претходне табеле се може закључити да се са повећањем угла лопатица на пречнику уз кућиште (β_R), смањује вихорни број при истом режиму рада вентилатора. То се конзистентно понавља за све режиме рада вентилатора ЗП.

У табели 6.2 дате су интегралне величине за сва три вентилатора за режим n₃ у пресеку 3, јер се струјање анализира при тим условима. Релативна разлика између запреминских протока добијених у пресеку је такође дата. Види се да разлика не прелази 3%.

Табела 6.2 Приказ израчунатих интегралних величина за пресек 3 и режим n₃.

Вентилатор	Q [m ³ /s]	U _m [m/s]	Re	Г [m ² /s]	Ω	Рел. гр. [%]
ЗП30	1,27	10,11	275344	5,41	1,17	2,68
W30	1,19	9,47	255558	3,03	1,97	1,01
SP30	1,039	8,26	225923	3,05	1,7	1,98

6.2 УТИЦАЈ УГЛОВА ЛОПАТИЦА И БРОЈА ОБРТАЈА РОТОРА НА СТАТИСТИЧКА СВОЈСТВА ПРОИЗВЕДЕНОГ ТУРБУЛЕНТНОГ ВИХОРНОГ СТРУЈАЊА

У овом Поглављу се истражује утицај два значајна параметра за рад турбомашина. Први је конструктивне природе и одређује унутрашњу геометрију струјног простора, па је утицај угла лопатице обртног кола на брзинско поље веома важан. Други параметар се односи на режим рада аксијалног вентилатора, тако да је анализа утицаја броја обртаја кола на струјно поље такође од великог интереса.

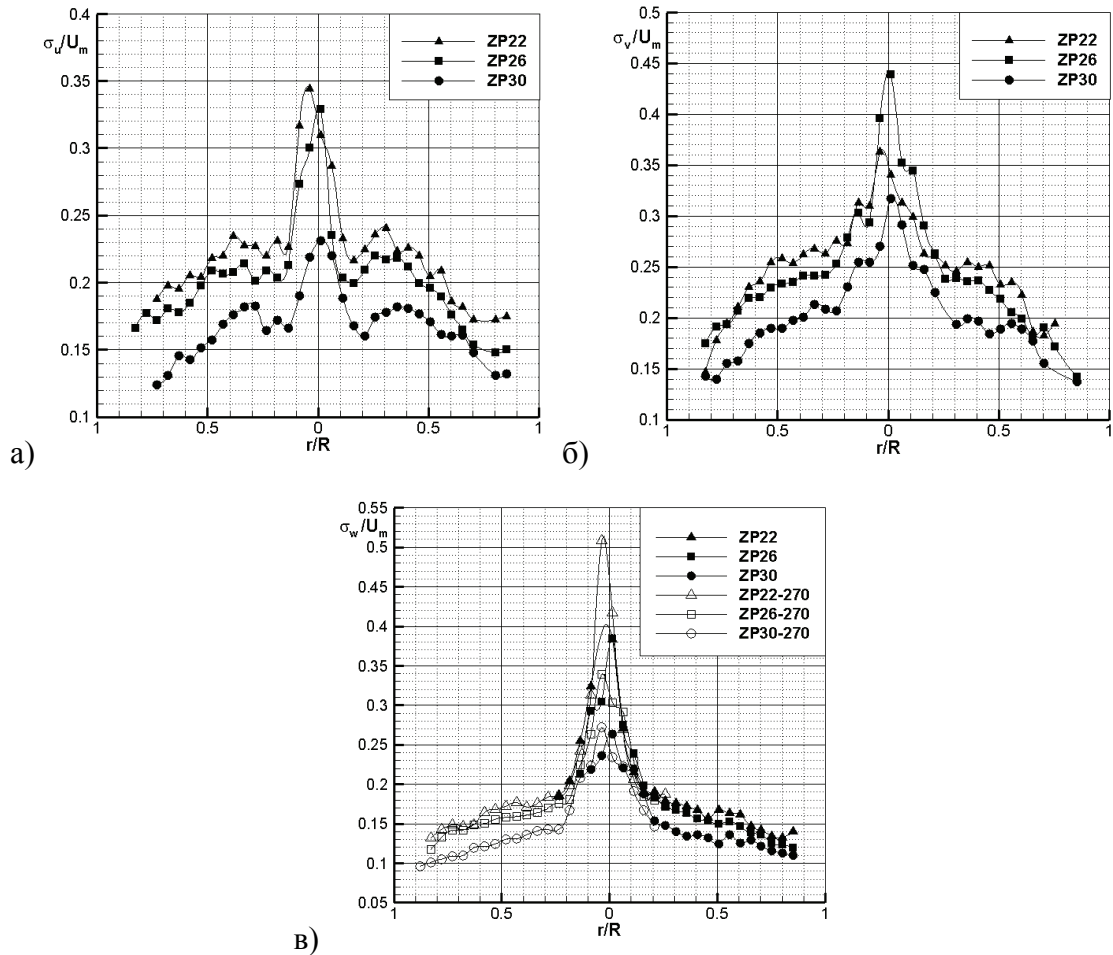
6.2.1 Анализа утицаја угла лопатица аксијалног вентилатора на турбуленцију

У оквиру теоријских разматрања у Глави 2 истакнуто је да се статистичка анализа турбуленције, између осталог, заснива на динамичким једначинама за корелационе моменте хидродинамичких поља (2.55), тј. (2.57). При томе, нарочито за комплексна струјна поља која се проучавају у овој дисертацији, експериментални подаци су неопходни, како за физику турбулентног струјања, тако и за његов прорачун. Овим се указује на потребу мерења интензитета турбуленције и централних статистичких момената трећег и четвртог реда. Значајно је, и са становишта инжењерске праксе, утврдити на који начин утиче промена угла лопатица различитих аксијалних вентилатора на поменуте статистичке карактеристике турбуленције. Интензитети турбуленције у аксијалном σ_u , радијалном σ_v и обимском σ_w правцу дефинисани су, на основу релација (2.38) и (2.39), изразима

$$\sigma_u = (\overline{u^2})^{1/2} = \left[\frac{1}{T} \int_0^T u^2 dt \right]^{1/2}, \quad \sigma_v = (\overline{v^2})^{1/2}, \quad \sigma_w = (\overline{w^2})^{1/2}.$$

На сликама 6.13а, б и в приказане су расподеле измерених нивоа турбуленције σ_i/U_m , $i=u,v,w$ у пресеку 1 при режиму рада n_3 вентилатора ЗП за три вредности угла лопатица $\beta_R=22^\circ, 26^\circ$ и 30° , при чему U_m представља средњу брзина за одговарајући угао лопатица и режим рада вентилатора. Запажа се да величине σ_u ,

σ_v и σ_w , као и одговарајући нивои турбуленције, постижу своје највеће вредности у зони вртложног језгра и смицајног слоја, док у области основног струјања имају знатно мање вредности, које се смањују у правцу зида цеви.

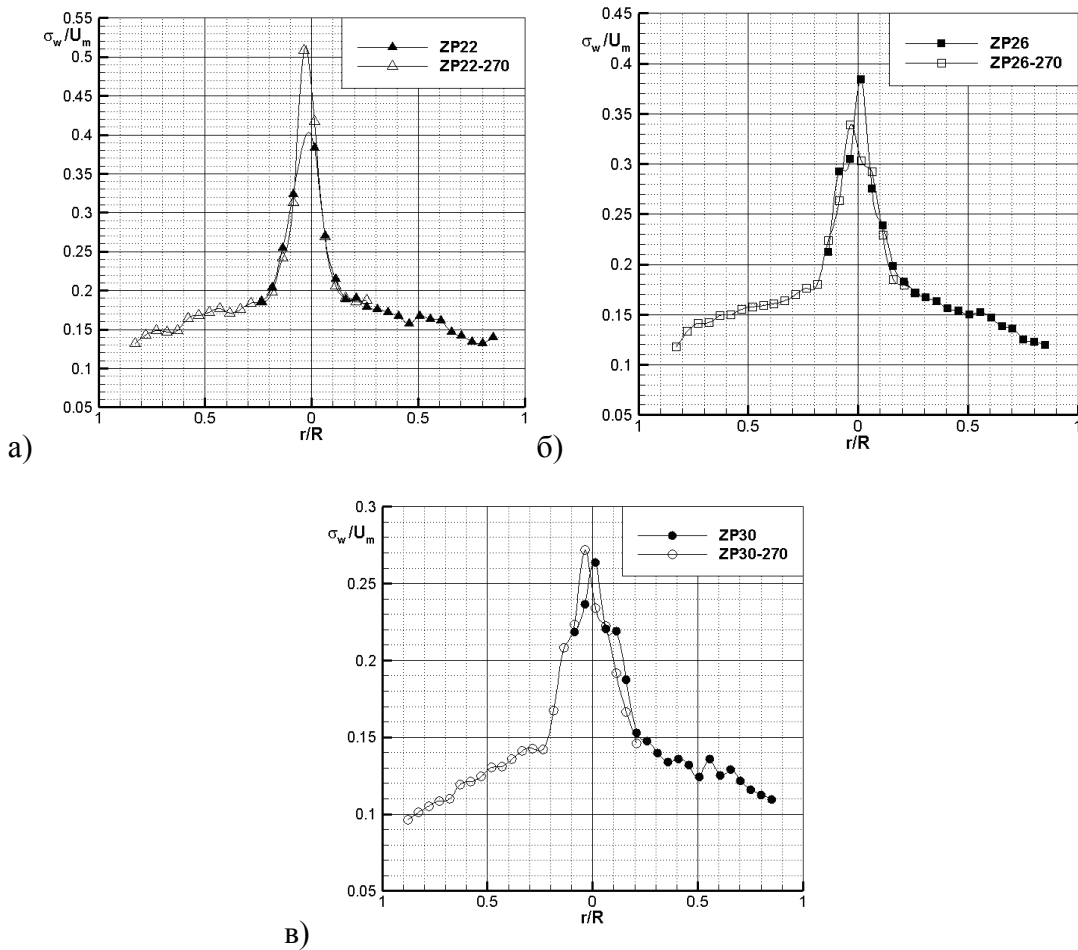


Слика 6.13 Нивои турбуленције за сва три угла вентилатора ЗП за режим n_3 у пресеку 1 за: а) аксијалну, б) радијалну и в) обимску брзину.

У области зида нису вршена мерења, али ту долази до поновног пораста ових величина због продукције турбулентних напона и кинетичке енергије турбуленције. Уочава се да је утицај угла β_R израженији у домену основног струјања, да се са повећањем угла лопатице смањује ниво турбуленције, као и да је анизотропност турбуленције присутна у целом пресеку 1.

Резултати мерења и њихова симетрија у попречном пресеку, за сва три угла лопатица кола, указују на квалитет и идентичност мерења у равнима $\varphi=90^\circ$ и $\varphi=270^\circ$ (слика 6.14).

Утицај величине β_R на централни момент $\sigma_w^2 \equiv \overline{w^2} \equiv \langle w^2 \rangle$, тј. на ниво турбуленције у обимском правцу σ_w / U_m приказују слике 6.14а, б и в.



Слика 6.14 Нивои турбуленције обимске брзине за режим n_3 за сва три угла вентилатора ЗП посебно у пресеку 1.

Са повећањем угла лопатица повећава се саосни домен са највећим вредностима σ_w / U_m , које се, са растом β_R , смањују. У основном струјању $r/R > 0,2$ су расподеле σ_w / U_m знатно равномерније, са благим опадањем при растојању од осе цеви.

Добра поновљивост резултата приказаних на претходним сликама је последица, поред доброг траверзирања, и високе фреквенције снимања (таблица 6.3).

Таблица 6.3 Фреквенције сигнала за обимску брзину за режим n_1 у пресеку 1.

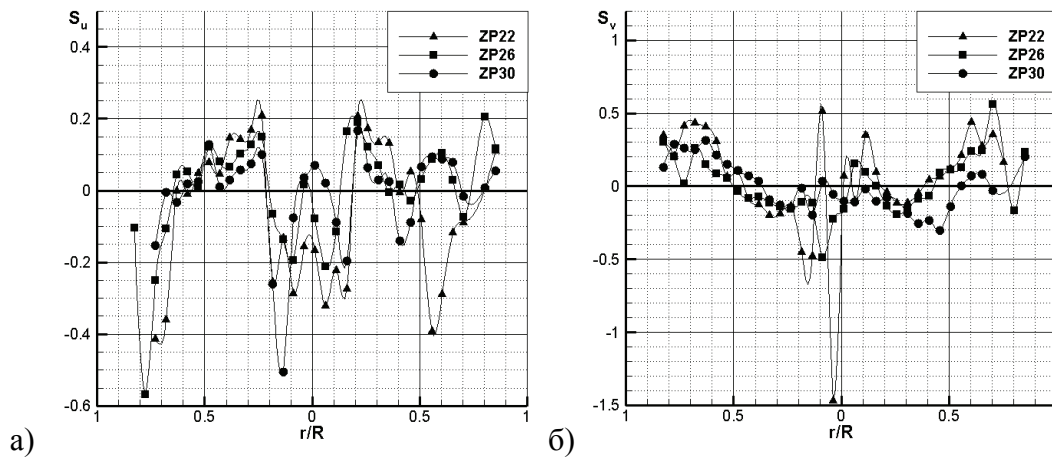
Вентилатор	ЛДА у мер. равни $\varphi=90^\circ$		ЛДА у мер. равни $\varphi=270^\circ$	
	мин. [Hz]	макс. [Hz]	мин. [Hz]	макс. [Hz]
ЗП22	1285*	13585	1887	26299
ЗП26	759	15643	2057	28426
ЗП30	193	18716	1692	23304

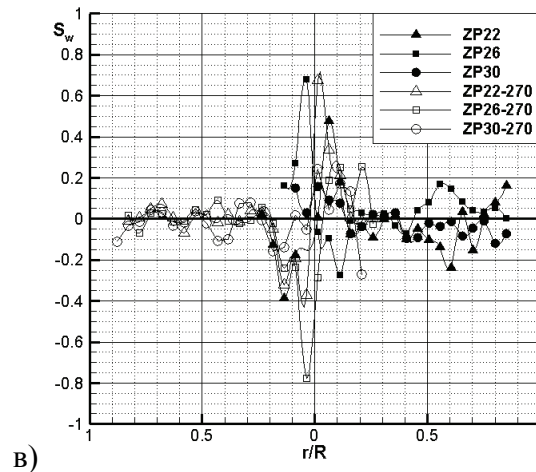
* Минимална вредност за приказане тачке је овде 16Hz.

Статистички моменти вишег реда за флукуације брзина у аксијалном, радијалном и обимском правцу дефинисани су изразима (2.39). Нормиране вредности момената трећег реда се, на основу (2.40), дефинишу како следи

$$S_u = \overline{u^3} / \sigma_u^3, \quad S_v = \overline{v^3} / \sigma_v^3, \quad S_w = \overline{w^3} / \sigma_w^3$$

и оне представљају коефицијенте асиметрије аксијалне u , радијалне v и обимске w флукуационе брзине. Величине S_i , $i=u,v,w$ су мерене у овом раду и њихове зависности од радијалне координате у пресеку 1, за три угла лопатице вентилатора ЗП, приказане су на сликама 6.15а, б и в.



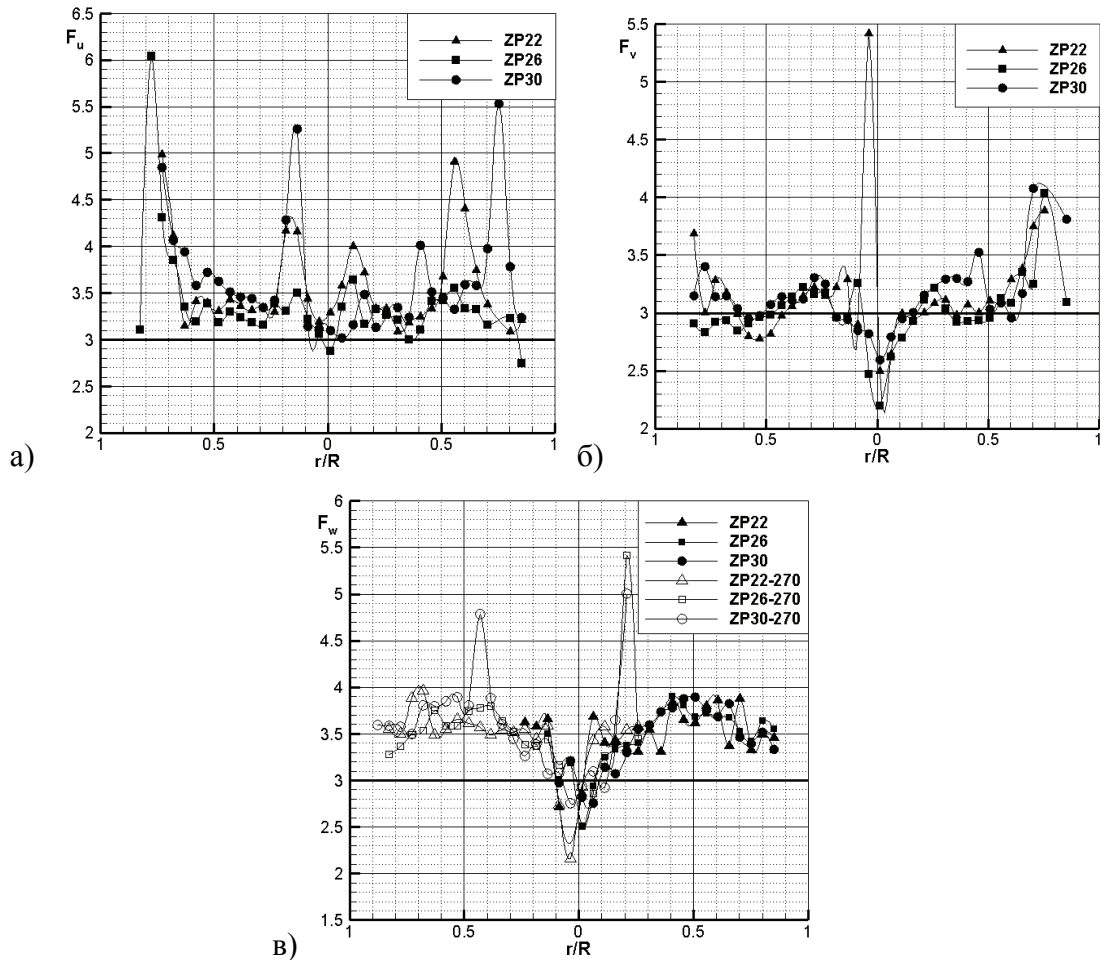


Слика 6.15 Коефицијент асиметрије за сва три угла вентилатора ЗП за режим n_3 у пресеку 1 за: а) аксијалну, б) радијалну и в) обимску брзину.

Најпре се уочава да се вредности које имају сва три коефицијента асиметрије разликују од одговарајућих вредности за нормалну, тј. Гаусову расподелу вероватноће ($S_u=S_v=S_w=0$). Све расподеле су врло неравномерне у попречном пресеку, а утицај угла лопатица је знатан, не само у смислу вредности S_i , већ и у смислу њиховог знака, што је још значајније. Утицај β_R на коефицијенте S_i испољава се на различите начине у разним зонама пресека. На пример, у доменима језгра и основног струјања β_R различито делује на понашање коефицијента асиметрије S_u . Највеће позитивне вредности су $S_{w,max} \approx 0,7$ у језгру (слика 6.17в), а највеће негативне су $S_v \approx -1,7$ такође у вртложном језгру. Коефицијент асиметрије S_u има најужи интервал вредности $-0,6 \leq S_u \leq 0,25$, и за разлику од S_v и S_w , је у вртложном језгру негативан за све вредности β_R , осим у малом саосном домену при $\beta_R=30^\circ$. Статистичка слика је потпунија ако се разматрају и централни моменти четвртог реда, чије нормализоване вредности F_i представљају коефицијенте спљоштености густине расподеле вероватноће флукуационе брзине u_i , тако да се на основу (2.40) добијају релације

$$F_u = \overline{u^4} / \sigma_u^4, F_v = \overline{v^4} / \sigma_v^4, F_w = \overline{w^4} / \sigma_w^4.$$

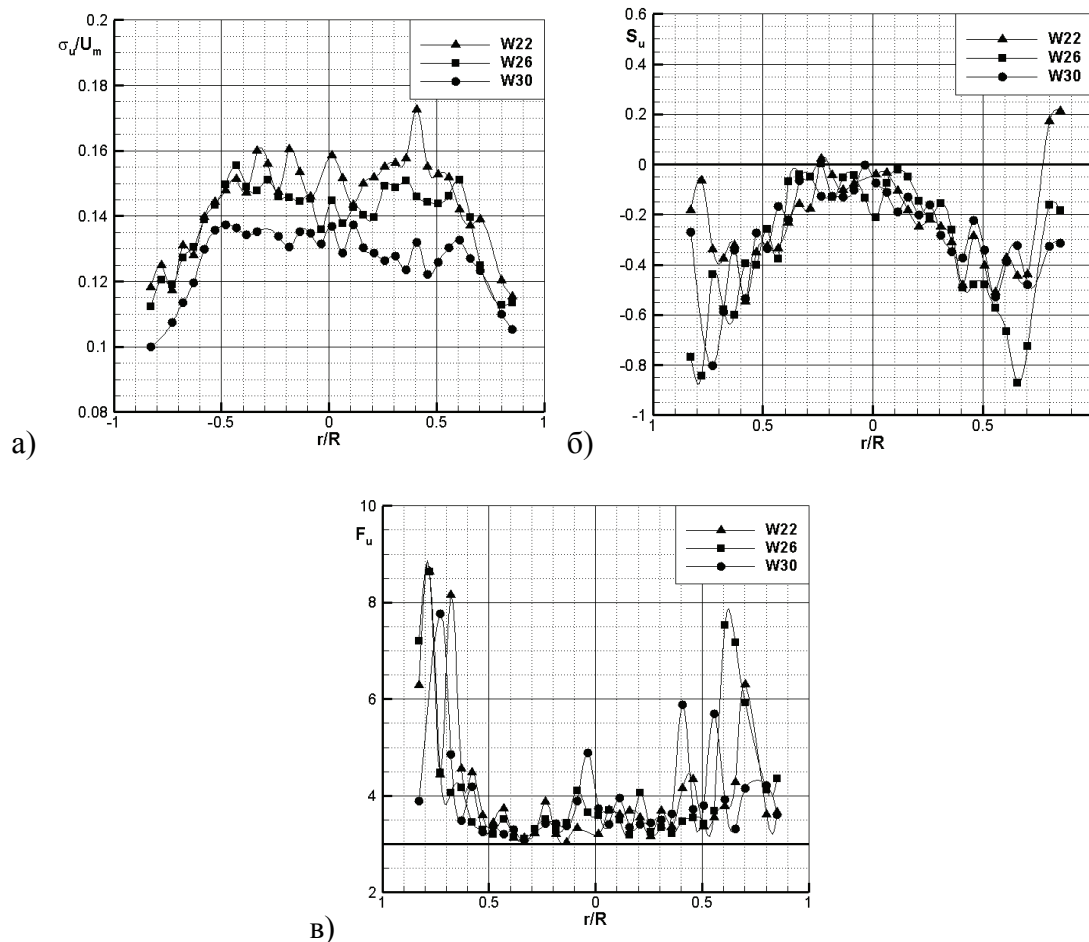
Ове величине су експериментално одређене за три угла лопатица кола $\beta_R=22^\circ, 26^\circ$ и 30° вентилатора ЗП у пресеку 1 за режим рада одређен бројем обртаја кола n_3 , и приказане на сликама 6.16а, б и в.



Слика 6.16 Коэффициент спљоштености за сва три угла вентилатора ЗП за режим n_3 у пресеку 1 за: а) аксијалну, б) радијалну и в) обимску брзину.

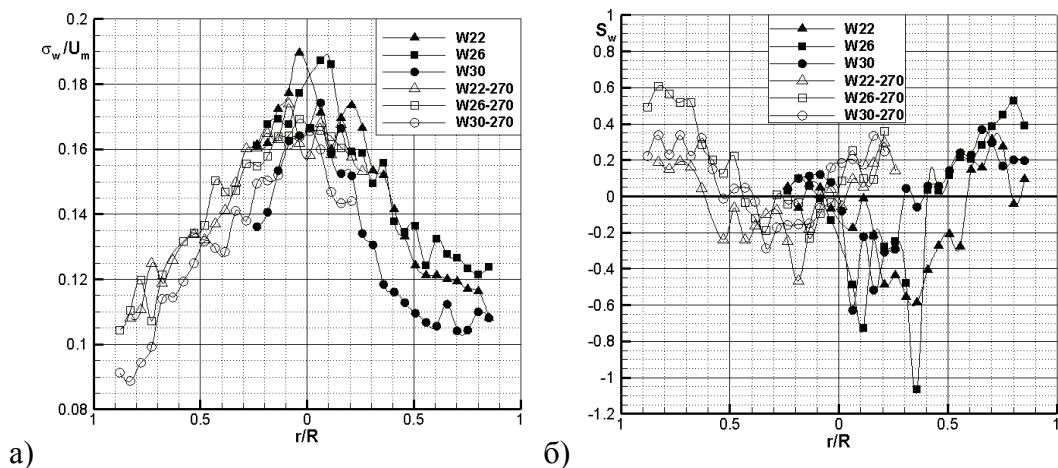
Све вредности F_i , $i=u,v,w$ се разликују од вредности за нормалну расподелу ($F_u=F_v=F_w=3$). Зоне са израженим пиковима указују на присуство малих флукуација које се формирају кретањем турбулентних вртлога у пољу малих градијената брзине. Приметан је утицај параметра β_R на све три неравномерне расподеле F_i . На пример, у целом мерном пресеку 1 вредности F_v за $\beta_R=30^\circ$ су веће од оних за $\beta_R=22^\circ$ (слика 6.16б). Вредности за F_w у зони вртложног језгра (слика 6.16в) показују да је у њему присутан широк спектар обимских флукуационих брзина, као и кретање турбулентних структура различитих размера. Слично се закључује и из понашања величина F_u и F_v .

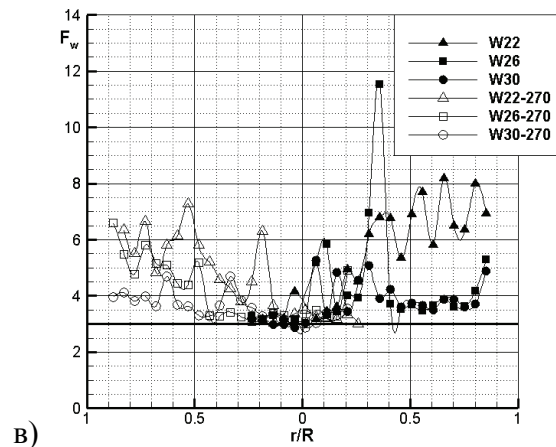
Утицај угла лопатица кола β_R на разматране структуралне параметре анализиран је и за друга два типа аксијалних вентилатора. На сликама 6.17 и 6.18 графички су приказани резултати мерења величина σ_i , S_i и F_i , $i=u,w$, за рад система спрегнутог са вентилатором W22,26,30. Мерења су извршена у пресеку 1 при режиму рада n_3 и са променљивим параметром β_R . Експерименталне расподеле статистичких параметара указују на изразиту и суштинску међузависност средњег и флукуационог брзинског поља. Наиме, турбулентни напон σ_u^2 , тј. нормализовани интензитет турбуленције у аксијалном правцу σ_u/U_m има приближно равномерну расподелу у домену $0 < r/R < 0,65$, без изражене максималне вредности $\sigma_{u,max}$ у саосном делу, као што је то био случај код вентилатора ЗП (слика 6.17а и 6.13а).



Слика 6.17 Промена статистичких величина за аксијалну брзину за вентилатор W за режим n_3 у пресеку 1: а) ниво турбуленције, б) коефицијент асиметрије и в) коефицијент спљоштености.

Ниво турбуленције σ_u / U_m је знатно мањи код вентилатора W ($\sigma_u / U_m \leq 0,18$) у односу на вентилатор ЗП ($\sigma_u / U_m \leq 0,35$). При повећању угла лопатица β_R интензитет турбуленције у аксијалном правцу се смањује. Закључује се да су расподеле Рејнолдсовог напона $-\overline{ru^2}$, тј. нивоа турбуленције σ_u / U_m потпуно различите код ова два вентилатора. Природно је да се јављају разлике и код коефицијента асиметрије S_u . Он је, на пример, негативан у целом мерном пресеку, за разлику од вентилатора ЗП (слика 6.15а). У области $r/R > 0,5$ момент четвртог реда, тј. коефицијент спљоштености F_u има веће вредности од оних којих има код ЗП вентилатора. Осим тога, уочава се да су у зони $0,6 \leq r/R \leq 0,8$ највеће негативне вредности S_u здружене са највећим вредностима величине F_u ($F_u = 7 \div 8$) за случај угла лопатица $\beta_R = 26^\circ$ (слика 6.17б и в). Ова зона се карактерише асиметријом расподеле вероватноће у страну негативних амплитуда аксијалних флукуација брзине. Уз присуство великих негативних u -флукуација, међутим, пре свега се најчешће, са највећом вероватноћом, појављују мале аксијалне флукуације, које се генеришу при кретању турбулентних вртлога у тој области $0,6 \leq r/R \leq 0,8$, у којој су мале просторне промене брзинског поља, тј. мали градијенти брзина (слике 6.8б и 6.9б).

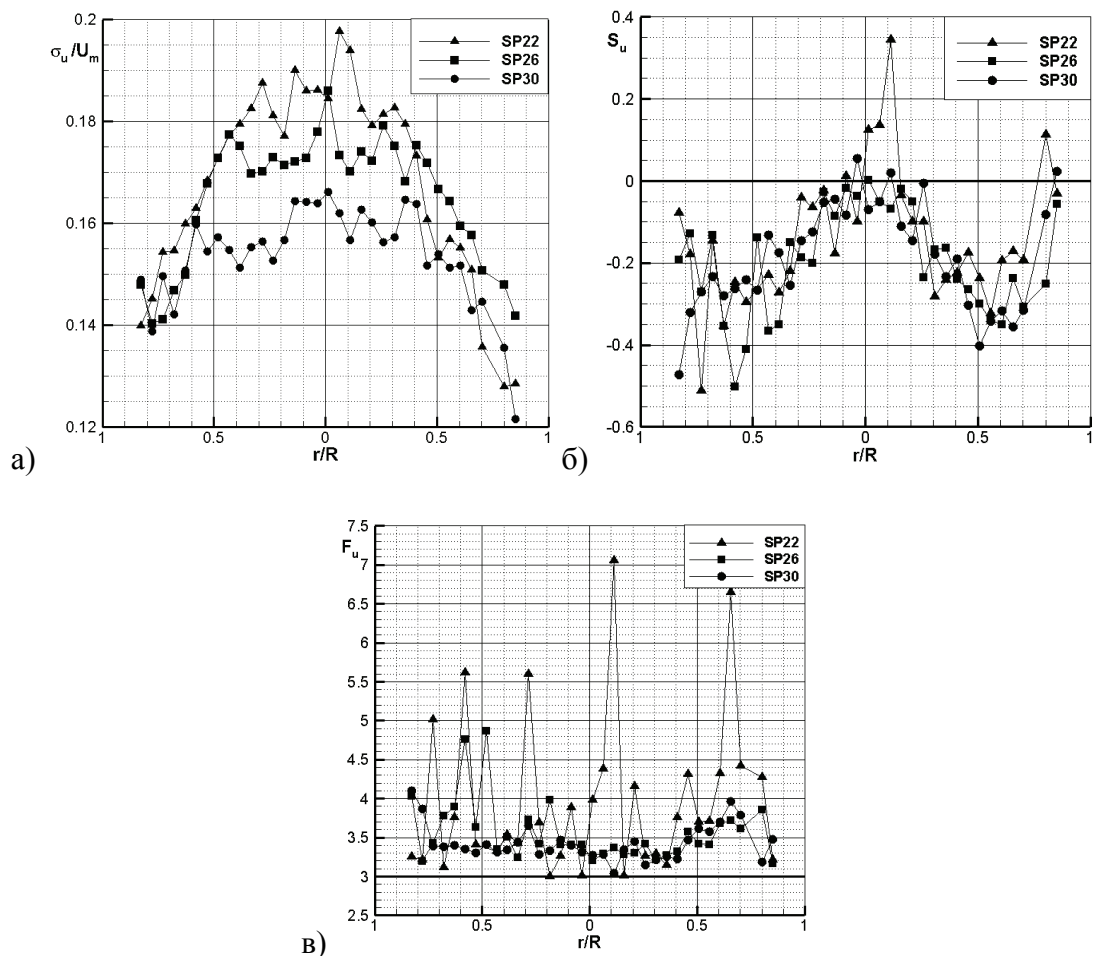




Слика 6.18 Промена статистичких величина за обимску брзину за вентилатор W за режим n_3 у пресеку 1: а) ниво турбуленције, б) коефицијент асиметрије и в) коефицијент спљоштености.

Утицај лопатица кола $\beta_R=22^\circ, 26^\circ, 30^\circ$ на величине σ_w / U_m , S_w и F_w при раду W-вентилатора у режиму n_3 графички је приказан на сликама 6.18а, б и в. На дијаграмима се уочавају различити ефекти тог утицаја, од којих се издвајају најважнији. Поређењем вредности интензитета турбуленције у обимском правцу за W и ЗП вентилатор, уочава се да је σ_w / U_m знатно мање, и више од два пута, код W вентилатора. При повећању угла β_R повећавају се, у домену $r/R > 0,2$, и вредности коефицијента асиметрије флукуација обимске брзине S_w . Ефекат је супротан код коефицијента спљоштености F_w . Наиме, у зони $r/R > 0,3$ вредности за величину F_w опадају при повећању угла лопатица β_R (слике 6.18б и в). У области мерног пресека $r/R > 0,2$ величина S_w има веће вредности за W вентилатор него за вентилатор ЗП.

Аналогном анализом, као и у претходним случајевима, добијају се важни закључци како о утицају параметра β_R на σ_i / U_m , S_i и F_i , $i=u,w$ при раду вентилатора SP, тако и о поређењу ових статистичких карактеристика за три вентилатора (ЗП, W и SP) при истом углу лопатица β_R . Сlike 6.19а, б и в приказују мерене вредности величина σ_u / U_m , S_u и F_u у пресеку 1 при режиму рада n_3 вентилатора SP за три различита угла лопатица $\beta_R=22^\circ, 26^\circ$ и 30° , при чему је на дијаграмима коришћена ознака SP22, SP26 и SP30.

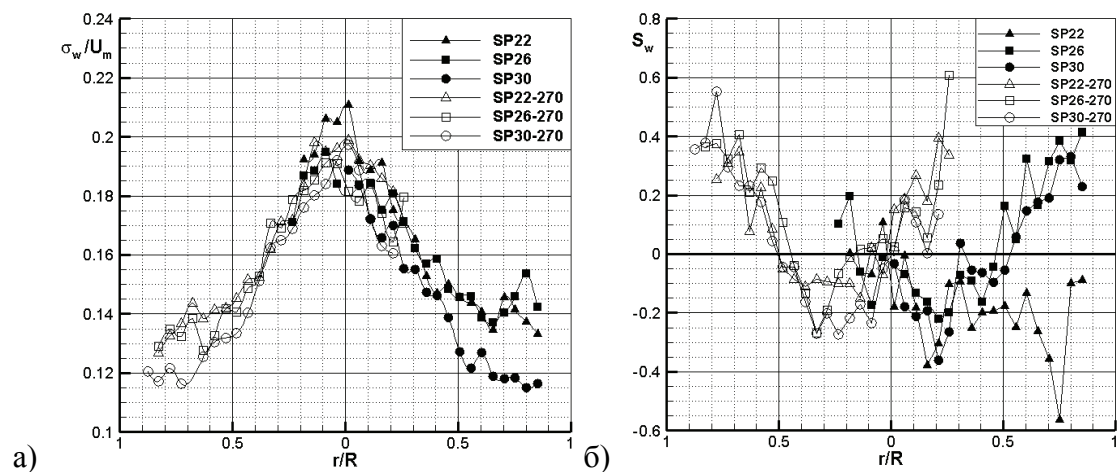


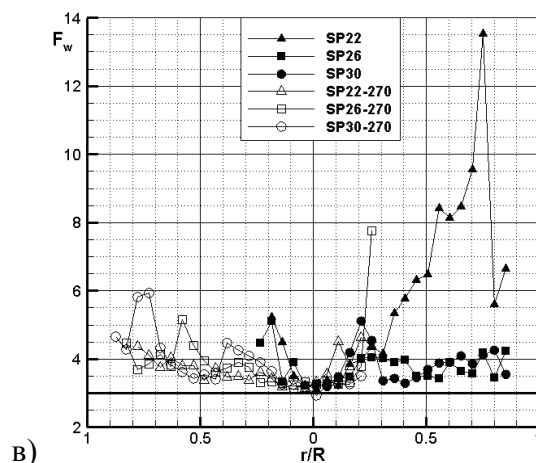
Слика 6.19 Промена статистичких величина за аксијалну брзину за вентилатор SP за режим n_3 у пресеку 1: а) ниво турбуленције, б) коефицијент асиметрије и в) коефицијент спљоштености.

Као и код претходна два вентилатора, код SP вентилатора ниво турбуленције σ_u/U_m опада са повећањем β_R у централној области мерног пресека цеви. Међутим, за $r/R > 0,4$ у равни $\varphi = 90^\circ$, ниво турбуленције је мањи при углу $\beta_R = 22^\circ$, него при 26° . Ниво турбуленције је у области $0,8 \geq r/R \geq 0,7$ мањи при углу $\beta_R = 22^\circ$ него за угао $\beta_R = 30^\circ$. До извесне, али не и потпуне симетрије у смислу претходног закључка, долази и у равни $\varphi = 270^\circ$. У саосном домену $0 < r/R < 0,35$ величина σ_u/U_m је приближно равномерна (слика 6.19а) са изразитим порастима вредности у самом центру за угао $\beta_R = 22^\circ$. Овај скок вредности се смањује са повећањем угла β_R . Коефицијент асиметрије S_u је, као и код W вентилатора (слика 6.17б), негативан у целокупном мерном пресеку 1 за углове лопатица $\beta_R = 26^\circ$ и 30° .

За $r/R < 0,15$ и $\beta_R = 22^\circ$ величина S_u је позитивна. Коефицијент спљоштености F_u се понаша приближно исто за углове $\beta_R = 26^\circ$ и 30° , док за $\beta_R = 22^\circ$ има изразито неравномерну расподелу са великим бројем пикова (слика 6.19в). Истовременом анализом ових вредности $F_{u,max}$ и S_u вредности, дефинишу се карактеристичне структуралне зоне у пресеку. То је, на пример, случај у саосној области, посебно у непосредној околини тачке $r/R = 0,1$. Уочава се да повећање угла β_R доводи до смањивања величине F_u у свом пресеку.

Мерене вредности статистичких момената другог, трећег и четвртог реда обимских флукуационих брзина омогућиле су формирање дијаграма на сликама 6.20а, б и в. Уочава се да су експерименталне расподеле нивоа турбуленције σ_w / U_m знатно неравномерније од расподеле величине σ_u / U_m . Карактер промене σ_w / U_m је сличан оном код W вентилатора (слика 6.18а). Утицај углова β_R је такав, да њихово повећање доводи до опадања нивоа турбуленције σ_w / U_m , а тиме и нормалног турбулентног напона $-\rho\sigma_w^2$.





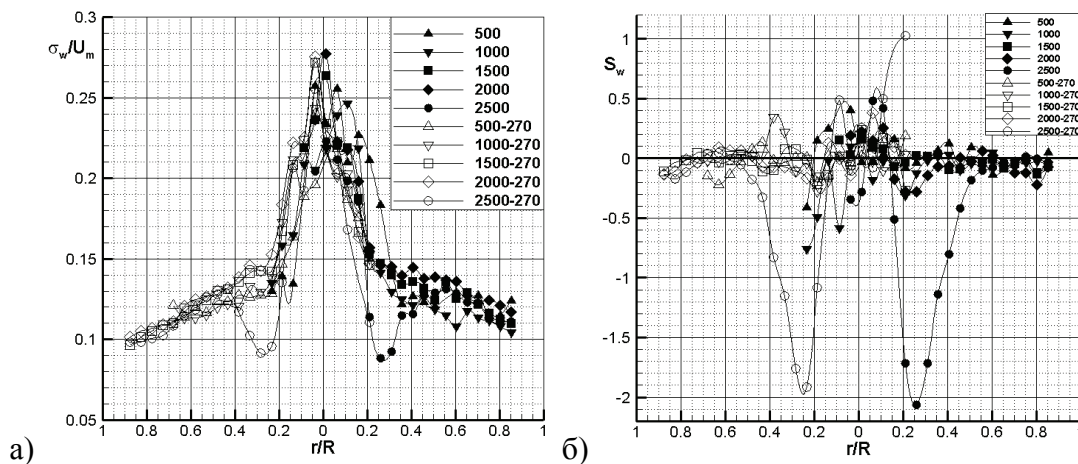
Слика 6.20 Промена статистичких величина за обимску брзину за вентилатор SP за режим n_3 : а) ниво турбуленције, б) коэффициент асиметрије и в) коэффициент спљоштености.

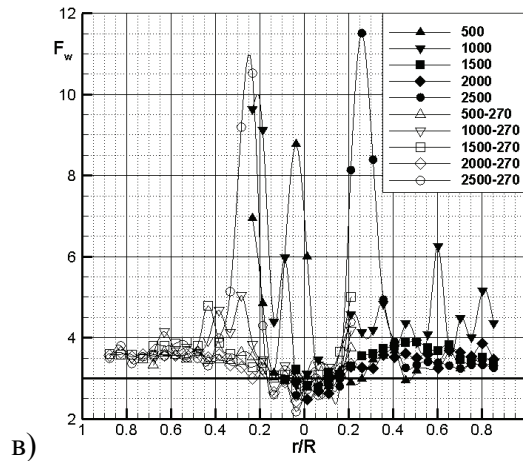
У области $r/R > 0,55$ коэффициент асиметрије S_w је позитиван за $\beta_R = 30^\circ$, а негативан за угао лопатица $\beta_R = 22^\circ$. У домену пресека $r/R > 0,3$ коэффициент спљоштености F_w опада са повећањем угла лопатица кола. Област мерног пресека $0,6 < r/R < 0,8$ одликује се за угао лопатица $\beta_R = 22^\circ$, великим негативним вредностима нормализованог момента S_w као и врло великим вредностима коэффицијента спљоштености F_w ($F_w = 7 \div 13,5$).

Ово карактерише интермитентне појаве у разматраном сложеном турбулентном вихорном струјању, о којима ће у наредним деловима овог рада бити више речи.

6.2.2 Утицај броја обртаја аксијалног вентилатора на статистичке карактеристике генерисане турбуленције

Експериментална истраживања у овом делу рада обухватају оне случајеве, у којима се мења режим рада аксијалног вентилатора, а углови лопатица његовог обртног кола остају исти. За мерења у овом раду изабран је угао лопатица $\beta_R=30^\circ$, а мерења се обављају у пресеку 1. Због доминантне улоге обимске брзине, програм мерења је обухватио истраживање утицаја броја обртаја кола вентилатора n на статистичке карактеристике генерисаног поља обимских флукуационих брзина. Као показатељи тог утицаја изабрани су ниво турбуленције σ_w / U_m , коефицијент асиметрије S_w и коефицијент спљоштености F_w . Напомиње се, да се у овом раду дају резултати за обимску брзину и из разлога, што је она, с обзиром на постављен проблем, мерена са највећом учестаношћу. Наведена статистичка својства су одређивана у турбулентном вихорном струјању произведеном аксијалним вентилаторима ЗП30, W30 и SP30.



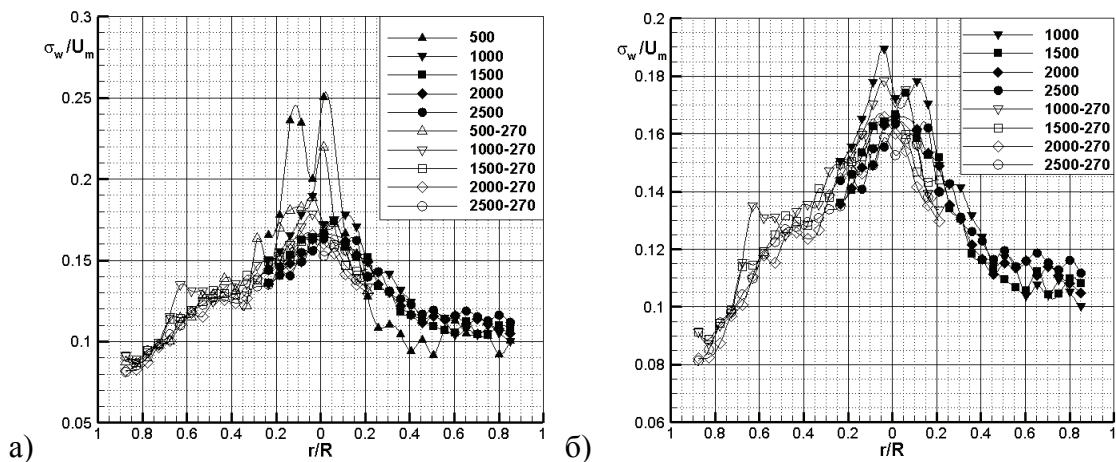


Слика 6.21 Промена статистичких величина за обимску брзину за вентилатор ЗП30 за свих пет режима у пресеку 1: а) ниво турбуленције, б) коефицијент асиметрије и в) коефицијент спљоштености.

Измерене расподеле нивоа турбуленције σ_w / U_m за сва три аксијална вентилатора за свих пет режима ($n_i, i=1,2,\dots,5$) њиховог рада приказане су на сликама 6.21а (вентилатор ЗП30), 6.22а, б (вентилатор W30) и 6.24а, б (вентилатор SP30). Карактер промена свих σ_w / U_m је сличан. Наиме, највеће вредности за све вентилаторе и све бројеве обртаја се групишу у саосној области $r/R \approx 0,2 \div 0,25$, у којој су и највећи градијенти нивоа турбуленције σ_w / U_m . У области основног струјања σ_w / U_m расподеле су равномерније. Највећи нивои турбуленције у обимском правцу, а тиме и одговарајућег турбулентног напона, су на осци и у њеној околини и износе $\sigma_w / U_m \approx 0,19 \div 0,28$, у зависности од типа вентилатора и броја обртаја. Изузетак су вредности $(\sigma_w / U_m)_{\max} = 0,3 \div 0,4$ за вентилатор SP30 и његов режим рада одређеним са n_1 (слика 6.24а). Криве σ_w / U_m су за различите n међусобно груписане, изузимајући оне σ_w / U_m криве које одговарају бројевима обртаја n_5 код вентилатора ЗП30, као и обртајима n_1 код вентилатора W30 и SP30.

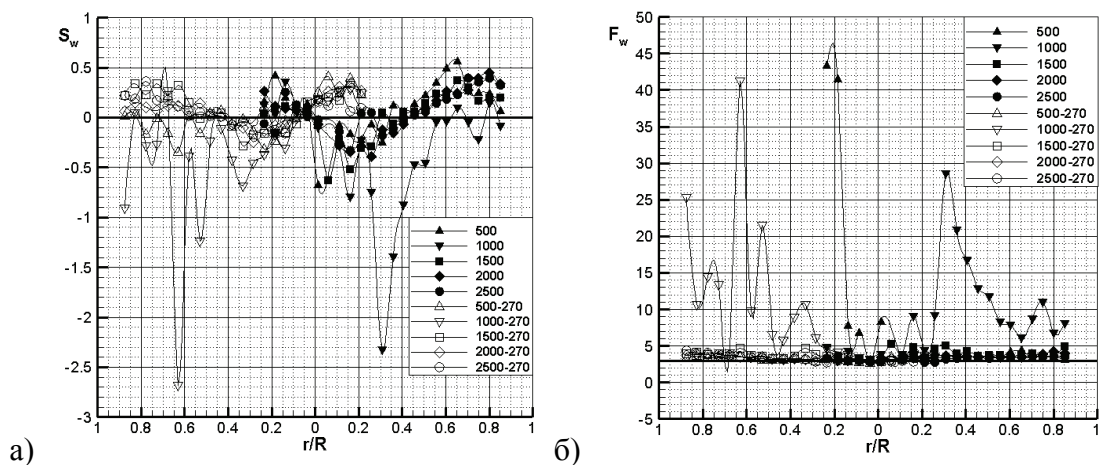
На основу измерених података и њихове статистичко-нумеричке обраде добијене су расподеле коефицијената асиметрије S_w и спљоштености F_w за флукуационо поље обимских брзина. Резултати су графички приказани на сликама 6.21-6.25.

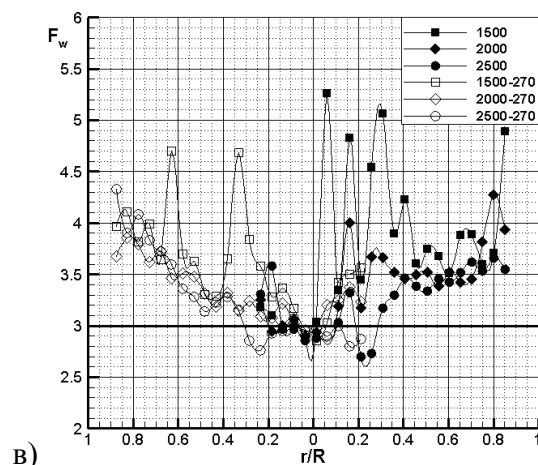
Анализа утицаја независног променљивог параметра n на нормирани централни момент трећег реда S_w врши се на основу слика 6.21б, 6.23а и 6.25а, б.



Слика 6.22 Ниво турбуленције за обимску брзину за вентилатор W30 у пресеку 1:
а) за свих пет режима и б) за режиме од n_2 до n_5 .

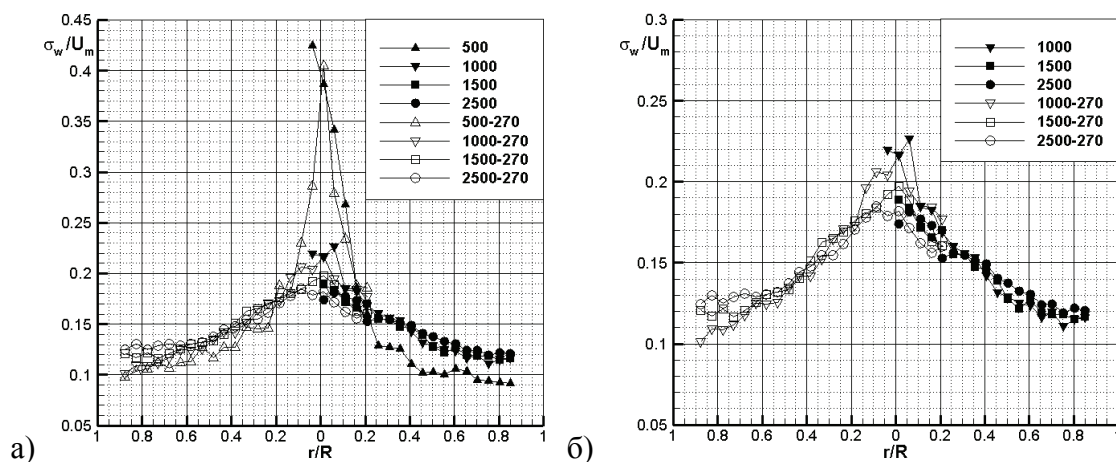
Распореде величине S_w на први поглед изгледају сличне за сва три вентилатора, међутим, с обзиром на веома осетљиву природу, како експерименталну, тако и теоријску, коефицијента асиметрије S_w , мора се ту бити врло обазрив. Наиме, знаком величине S_w одређени су смерови одвијања процеса турбулентне дифузије, тако да на први поглед сличне S_w распореде на сликама 6.21б и 6.23а, то у физичком смислу нису.





Слика 6.23 Пресек 1: а) Коефицијент асиметрије за вентилатор W30 за свих пет режима, б) и в) Коефицијент спљоштености за вентилатор W30: б) за свих пет режима и в) за режиме n_3 до n_5 .

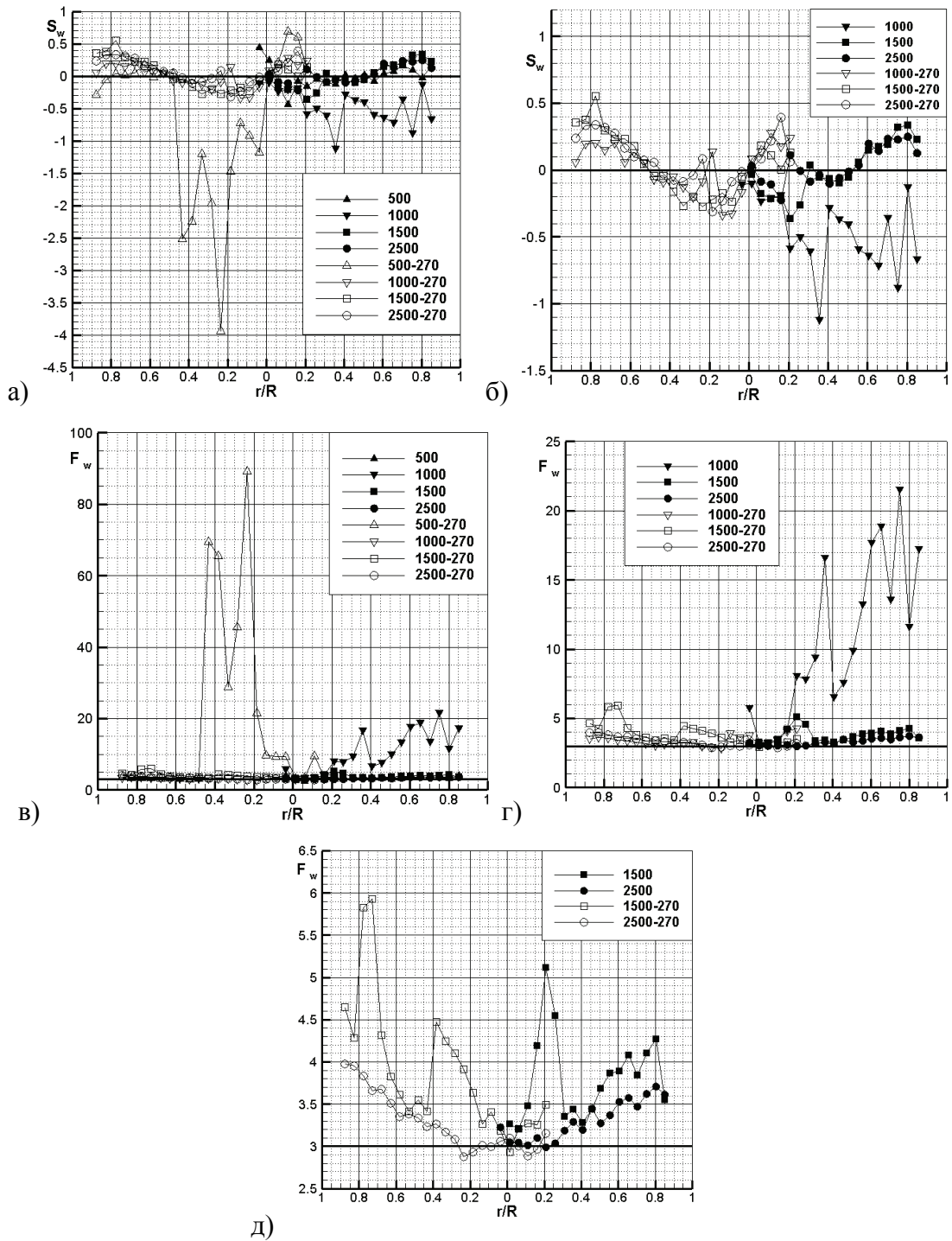
У области $r/R > 0,4$ је S_w позитивно за вентилатор W30, изузимајући криву за n_2 , док је у том истом домену S_w углавном негативно за вентилатор ЗП30.



Слика 6.24 Ниво турбуленције за обимску брзину за вентилатор SP30 у пресеку 1: а) за сва четири режима и б) за режиме од n_2 до n_4 .

Промена знака величине S_w , која је повезана са бројевима обртаја n , показује формирање сложених структура у појединим струјним областима. Режим рада вентилатора ЗП30, дефинисан са n_5 , генерише области са позитивним и великим негативним ($S_w = -2$) вредностима коефицијента асиметрије S_w (слика 6.21б). Слично се дешава и код вентилатора W30 при броју обртаја n_2 , када величина S_w

више пута мења знак и достиже вредност $S_w = -2,5$ (слика 6.23а). Велику негативну вредност $S_w = -4$ генерише такође вентилатор SP30 када ради у режиму n_1 .



Слика 6.25 Коэффициент асиметрије за вентилатор SP30 у пресеку 1: а) за сва четири режима, б) за режиме n_2 , n_3 и n_5 . Коэффициент спљоштености за вентилатор SP30: в) за четири режима, г) за режиме n_2 , n_3 и n_5 и д) за режиме n_3 и n_5 .

Потпуно негативне S_w вредности остварују се и при раду истог вентилатора у режиму n_2 (слика 6.25а и б). Расподела коефицијента асиметрије S_w карактеристична је и за број обртаја кола n_3 . Крива на два места ($r/R \approx 0,35$; $0,5$) мења знак, тако да је у саосном домену $S_w < 0$, док је $S_w > 0$ у зони $r/R > 0,5$ (слика 6.25б). У потпуном статистичком међудејству са σ_w / U_m и S_w понашају се расподеле и вредности коефицијената спљоштености F_w . Врло карактеристичне расподеле и велике вредности $F_w = 12$ се добијају код вентилатора ЗП30 (слика 6.21в). У области језгра $r/R < 0,2$ се F_w вредности за све режиме рада групишу у интервалу $2,4 \leq F_w \leq 3,6$, док се у основном струјању приближавају вредности $F_w = 4$. Изражени скокови F_w вредности, који су у дијаграму представљени пиковима, јављају се у појединим доменима мерног пресека за радне режиме n_2 и n_5 , као и за n_1 . Са становишта структуре турбуленције и механизма турбулентног преноса важан је режим рада n_5 и домен пресека $0,2 < r/R < 0,4$ у коме S_w достиже највећу негативну вредност $S_w = -2$, а вредности за F_w припадају интервалу $4 \leq F_w \leq 11,5$ (слика 6.21в).

Статистичке карактеристике које вентилатор W30 генерише у лику коефицијента спљоштености F_w за разне режиме рада приказују слике 6.23б и в. Прво што пада у очи су изузетно велике вредности $F_w = 30 \div 40$ за режим n_2 , као и $F_w = 40 \div 45$ у режиму рада n_1 . Велике и неравномерно распоређене F_w вредности у зони пресека $0,2 < r/R < 0,5$, спојене са S_w вредностима у том истом домену, говоре о комплексној структури турбуленције у области смицајног вртложног слоја и основног струјања. У циљу откривања расподеле F_w за остале режиме рада област око осе $F_w = 3$ је приказана у другој размери на слици 6.23в, на којој је најизразитија расподела коефицијента спљоштености за режим n_3 . Расподела за F_w је неравномерна, а вредности су у интервалу $3 < F_w < 5,3$. На слици 6.25в се уочава врло велика вредност $F_w = 90$ у $r/R \approx 0,2$ при раду вентилатора SP30 у режиму n_1 . Зону пресека $0,2 < r/R < 0,5$ карактеришу велике негативне вредности S_w и врло велике вредности F_w . У њој се, дакле, јављају велике негативне флукуације обимске брзине, међутим мале флукуације имају највећу вероватноћу, тј. оне се најчешће појављују. Сlike 6.25г и д представљају увећање појаса $2,5 < F_w < 20$ да би

се приказао утицај пре свега режима n_2 на величину F_w , а потом и осталих режима, превасходно режима n_3 .

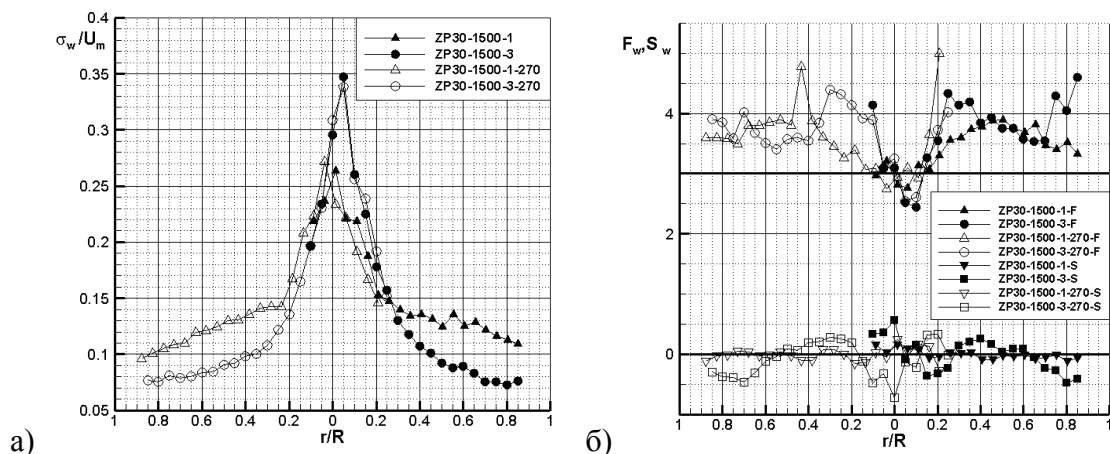
На основу претходних разматрања закључује се да број обртаја кола, тј. режим рада аксијалног вентилатора значајно утиче на статистичке структуралне параметре σ_w / U_m , S_w , и F_w . Тај утицај се, како резултати мерења и њихова физичка интерпретација показују, испољава на различите начине код различитих аксијалних вентилатора ЗП30, W30 и SP30.

Из тих разлога се у наредном одељку разматра само утицај типа вентилатора на продуковање и трансформацију статистичких величина σ_w / U_m , S_w , и F_w .

6.2.3 Истраживање утицаја типа (врсте) вентилатора на еволуцију (промену) корелационих момената обимске флукуационе брзине

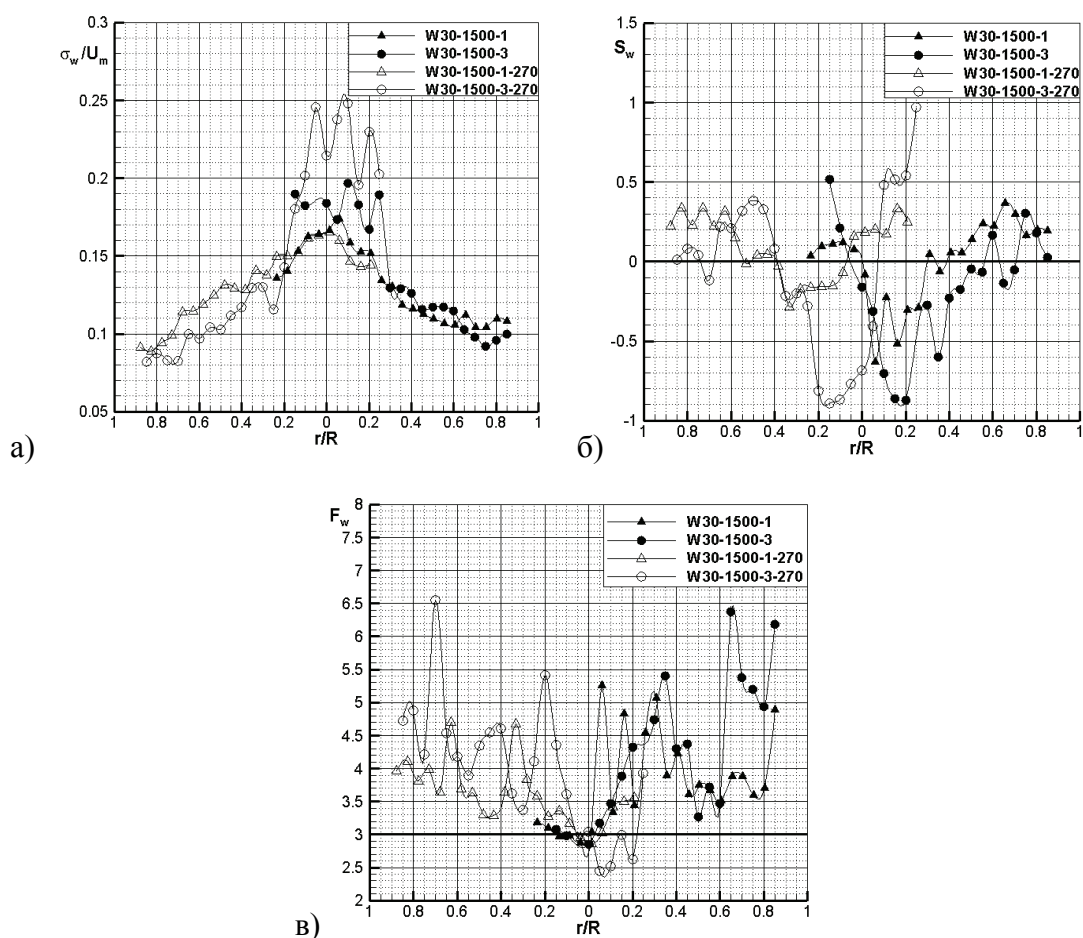
Истраживање утицаја типа, тј. врсте аксијалног вентилатора на еволуцију централних статистичких момената подразумева анализу низструјне промене њихових генерисаних расподела у почетном мерном пресеку 1. При томе су углови лопатица исти код сва три вентилатора, као и бројеви обртаја њихових кола, а упоређују се уствари расподеле статистичких величина σ_w / U_m , S_w и F_w у почетном пресеку 1 ($x/D=3,35$) и низструјном, крајњем пресеку 3 ($x/D=26,31$). Одабран је угао лопатица $\beta_R=30^\circ$ и режим рада n_3 за сва три вентилатора, који су у овим мерењима означени са ЗП30, W30 и SP30.

Слике 6.26а и б показују низструјне еволуције расподела нивоа турбуленције σ_w / U_m , као и нормираних корелационих момената трећег и четвртог реда за флукуационе брзине у обимском правцу S_w и F_w при режиму рада n_3 вентилатора ЗП30. Уочава се да σ_w / U_m има веће вредности у језгру у пресеку 3, али мање у основном струјању.



Слика 6.26 Вентилатор ЗП30, режим n_3 , мерни пресеци 1 и 3: а) ниво турбуленције и б) коефицијент асиметрије и спљоштености за обимску брзину.

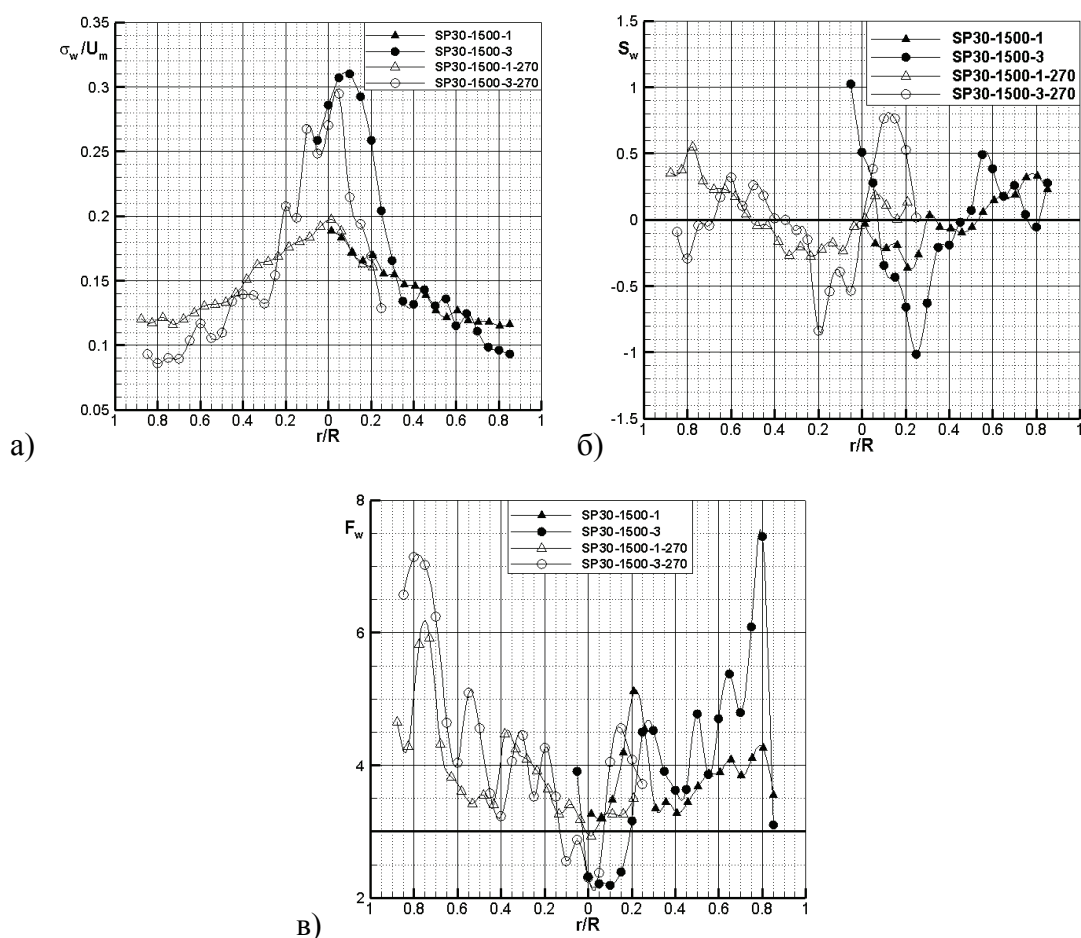
Дакле, ниво турбуленције низструјно расте у вртложном језгру, а слаби у основном струјању. Са дијаграма на слици 6.26б следи да су карактери кривих S_w у пресецима 1 и 3 врло различити, али у принципу се вредности S_w низструјно увећавају, тј. негативне постају још више негативне, а позитивне још више позитивне. И вредности коефицијента F_w су у већем делу пресека 3 веће од оних у пресеку 1, што посебно важи за домен вртложног језгра и смицајног слоја.



Слика 6.27 Вентилатор W30, режим n_3 , мерни пресеци 1 и 3: а) ниво турбуленције, б) коефицијент асиметрије и в) коефицијент спљоштености за обимску брзину.

Низструјни развој профила σ_w/U_m код вентилатора W30 показује исту тенденцију као и код вентилатора ЗП30. Дакле, у саосном домену σ_w/U_m има веће вредности у пресеку 3 него у пресеку 1. Расподела коефицијента асиметрије S_w је веома сложена у оба пресека. Негативне и позитивне вредности се смеђују, али је очигледно да у саосној зони постоји асиметрија расподеле вероватноћа у

страну великих негативних обимских флукуација, уз велику вероватноћу појављивања малих флукуација обимске брзине. О таквој структури турбуленције сведочи, на пример, податак да у тачки $r/R \approx 0,2$ коефицијенти асиметрије и спљоштености имају вредности $S_w \approx -1$ и $F_w \approx 5,5$. Уочавају се знатно веће вредности F_w у пресеку 3 у односу на вредности у пресеку 1 у домену пресека $r/R > 0,7$.



Слика 6.28 Вентилатор SP30, режим n_3 , мерни пресеци 1 и 3: а) ниво турбуленције, б) коефицијент асиметрије и в) коефицијент спљоштености за обимску брзину.

На сликама 6.28а, б и в приказане су расподеле величина σ_w / U_m , S_w , и F_w у два пресека при раду вентилатора SP30 у режиму n_3 . Промена нивоа турбуленције је аналогна са описаним променама код претходна два вентилатора ЗП30 и W30.

Низструјни развитак доводи како до већих негативних, тако и до већих позитивних вредности S_w . У домену $0,05 < r/R < 0,4$ пресека 3 је $S_w < 0$, а у тачки $r/R \approx 0,2$ коефицијент S_w има вредност $S_w = -1$. Коефицијент спљоштености F_w има веће вредности у пресеку 3 него у пресеку 1 (слика 6.28в). Величина F_w има вредности мање од три у малом саосном домену, а онда у виду тестерасте расподеле, постиже у тачки $r/R = 0,8$ вредност $F_w = 7,5$.

На основу експерименталних резултата утврђене су велике вредности статистичких момената и знатна одступања од Гаусове расподеле у мерним пресецима. Физичка интерпретација ових резултата и расподела величина σ_i / U_m , S_i , и F_i , $i = u, v, w$ указује како на интермитентни карактер генерисаног турбулентног струјања, тако и на постојање организованих кохерентних структура у вртложном језгру и смицајном слоју. Још ближем увиду у структуру турбуленције продуковане обртним колима ЗП, W и SP вентилатора треба да допринесу истраживања која се разматрају у наредним поглављима ове дисертације.

7 АНАЛИЗА ВРТЛОЖНОГ ЈЕЗГРА И СТРУКТУРЕ ВРТЛОГА ГЕНЕРИСАНИХ ОБРТНИМ КОЛОМ АКСИЈАЛНИХ ВЕНТИЛАТОРА

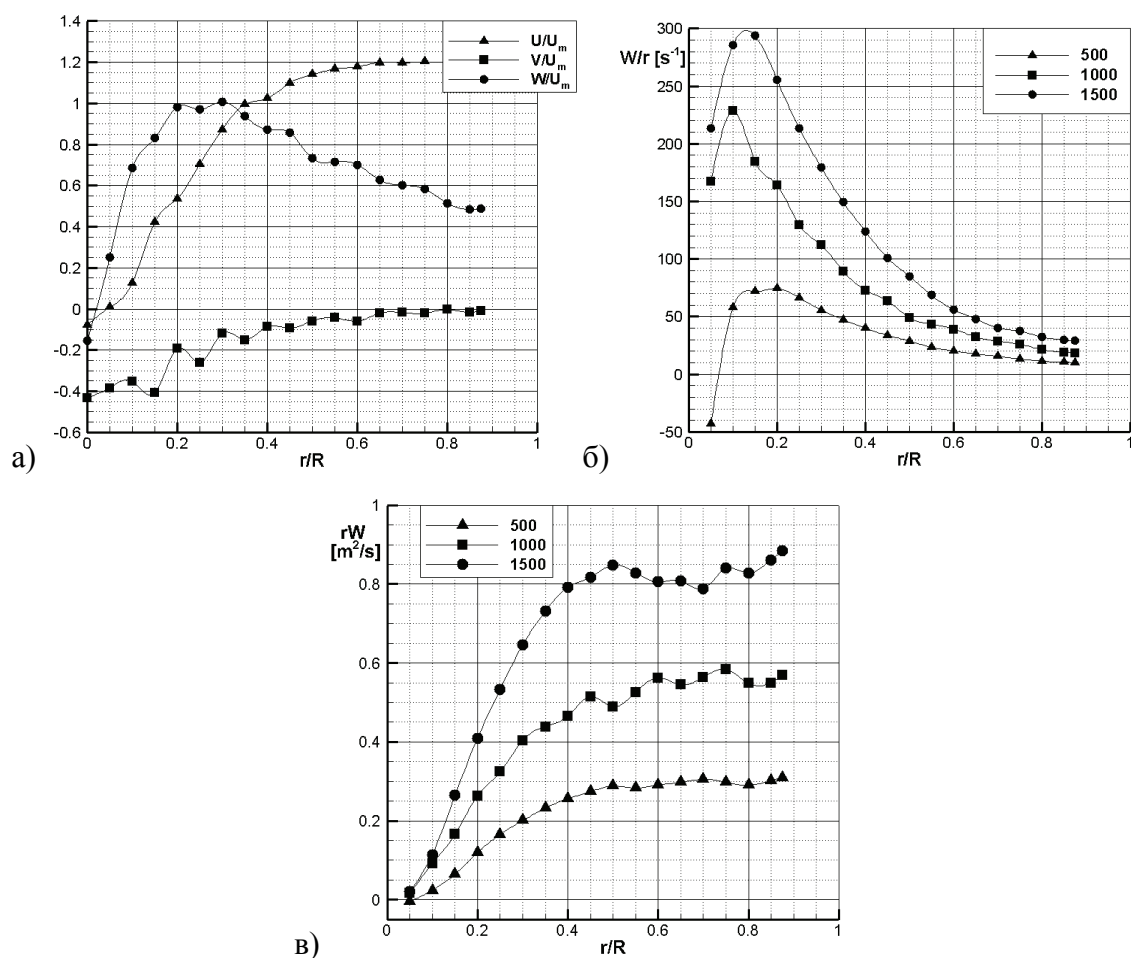
Значајне и оригиналне анализе динамике вртложног турбулентног језгра и поља вртложности у цеви иза кола аксијалног вентилатора су приказане у овој глави. Резултати ЛДА и ПИВ мерења у језгру указују на битна структурална својства ове струјне области. Дата су физичка тумачења експерименталних резултата за сва три обртна кола и извршена експериментална идентификација вртложних структура, са посебним освртом на коло ЗП30 и коло ЗП26 при ТР ПИВ мерењима. Разматран је и утицај Рејнолдсовог броја и јачине вихора на структуру брзинског поља и поља вртложности. Приказане су расподеле нормираних аутокорелационих функција и израчунате временске размере турбуленције, на основу којих су изведени одговарајући закључци о структури турбуленције у попречном пресеку цеви и у области вртложног језгра и смицајног слоја. Измерено је и анализирано осцилујуће поље релативног тоталног и статичког притиска.

7.1 СТРУКТУРАЛНА АНАЛИЗА РЕЗУЛТАТА МЕРЕЊА У ЈЕЗГРУ

У оквиру овог поглавља су прво приказана и анализирана мерења са двокомпонентим ЛДА ситемом, при чему је, због квалитета мерења акценат био на мерењима обимске и радијалне брзине истовремено. Уведена је идентификација вртложних структура и идентификација поља вртложности и енстрофије. На примеру вентилатора ЗП30 и СПИВ мерења у попречном и меридијанском пресеку је посебно проучаван утицај Рејнолдсовог броја и јачине вихора на структуру вртложног језгра и смицајног слоја, што је омогућило извођење значајних закључака.

7.1.1 Физичко тумачење статистичких својстава вртложног језгра и смицајног слоја

Расподеле средњих брзина генерисаних вентилатором ЗПЗ0, које су снимљене у пресеку 3 помоћу двокомпонентног ЛДА за режим n_3 , приказане су на слици 7.1а. Зона вртложног језгра је одређена профилом обимске брзине до $r/R=0,2$. Поново је, као и у претходним мерењима (слика 6.7) потврђено присуство радијалне брзине коначног интензитета са њеним максимумом у области вртложног језгра, у коме се, за дате струјне услове, остварује повратно струјање дефинисано расподелом аксијалне брзине.



Слика 7.1 а) Средње брзине у пресеку 3 за вентилатор ЗПЗ0, режим n_3 , б) Расподела угаоне брзине и в) циркулације за сва три режима рада вентилатора.

На основу профила обимске брзине, уочава се да вртлог није саосан са осом цеви, односно да се минимум не налази на оси цеви, што значи да се у зони вртложног језгра расподела обимске брзине може приказати релацијом:

$$W=C_1r+C_2, \quad (7.1)$$

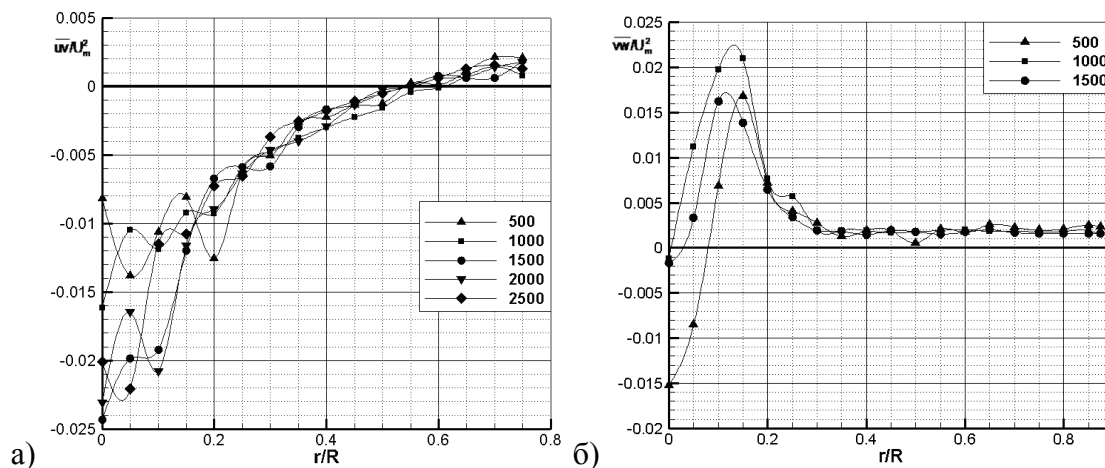
где су C_i ($i=1,2$) константе. За три режима струјања (n_1 до n_3) су дате дистрибуције W/r (слика 7.1б). Област крутог тела није сасвим јасно уочљива (нема очекиване области $W/r=\text{const.}$), због тога што је вртлог асиметрично постављен у односу на осу цеви (слика 7.1а). Међутим, на основу једначине (7.1) се може очекивати расподела

$$W/r=C_1+C_2/r, \quad (7.2)$$

која је на слици 7.1б уочљива у области вртложног језгра. Целокупна расподела може да се апроксимира збиром две експоненцијалне функције, док се само расподела у области здраве струје може апроксимирати степеном функцијом са основом r . Приметна је сличност између профила W/r за различите режиме рада. Обимска брзина у случају режима n_1 највише указује на асиметрију у струјном пољу. Расподела $rW=\text{const.}$ се може приближно апроксимирати у области основног струјања за сва три случаја (слика 7.1в). У области вртложног језгра она има облик квадратне параболе што се на основу расподеле обимске брзине за случај асиметричног вихора и очекује.

На слици 7.2а је дата радијална расподела корелационих момената \overline{uv} у попречном пресеку 3, $\varphi=90^\circ$, за вентилатор ЗП30 за свих пет режима. У поглављу 5.2 је наглашен проблем двокомпонентног ЛДА мерења кроз цилиндричну цев, посебно у областима за $r/R>0,6$, када долази до незнатног разилажења мерних запремина. Радијална расподела Рејнолдсовог смицајног напона \overline{vw} је добијена снимањем кроз ваздух, без препрека на оптичком путу зрака (слика 7.2б).

Мерене и израчунате статистичке величине, које су приказане на сликама 7.1 и 7.2, карактеришу изражено међудејство средњег и флукуационог брзинског поља.



Слика 7.2 Радијална расподела нормализованих корелационих момената у попречном пресеку 3, $\varphi=90^\circ$, за вентилатор ЗП30: а) \overline{uv} за свих пет режима и б) \overline{vw} за режиме n_1 до n_3 .

То нарочито потврђују расподеле Рејнолдсових смицајних напона $-\overline{r\dot{u}v}$ и $-\overline{r\dot{v}w}$, које су потпуно карактеристичне за случај вихорног струјања. При томе је утицај осредњеног поља обимске брзине W доминантан, како на формирање вртложног језгра и смицајног слоја, тако и на процесе турбулентног преноса. Наиме, од расподеле величине W/r и знака њеног извода у радијалном правцу $\partial_r(W/r)$ зависи да ли ће се дејство центрифугалне силе на турбуленцију испољити као активно (дестабилизирајуће) или као стабилизирајуће. У том циљу су за измерене вредности брзине W формиране расподеле угаоне брзине W/r и циркулације rW , које су приказане на сликама 7.1а, б и в. Ако је вртлог дефинисан расподелом $\partial_r(W/r) < 0$, онда се његово дејство на процесе турбулентне размене огледа у позитивним вредностима корелације \overline{vw} (слике 7.1б и 7.2б), као и у порасту интензитета турбуленције σ_v , што следи из производног члана $P_{ii} \equiv P_{vv} = -2(\overline{uv}\partial_x V + \overline{v^2}\partial_r V) + 2\overline{vw}W/r$ у једначини преноса кинетичке енергије турбуленције у радијалном правцу σ_v^2 . Због присуства обимске брзине настају градијенти аксијалне брзине U и у области вртложног језгра и смицајног слоја, при чему су промене у радијалном правцу знатно веће од промена у аксијалном правцу. На слици 7.1а се уочава да је $\partial_r U > 0$ у домену $0 < r/R < 0,65$, тако да

продукциони члан $-2\overline{uv}\partial_r U$ доприноси повећању интензитета турбуленције у аксијалном правцу σ_u , јер је у овој области корелациони момент \overline{uv} негативан ($\partial_r U > 0 \rightarrow$ за $v < 0$ је $u > 0$, тј. $u < 0$ за $v > 0$) (слика 7.2а). Посебно карактеристично за вихорно струјање је да корелација \overline{uv} мења знак, и да, у једном делу основног струјања и у граничном слоју, постаје позитивна. Негативне вредности $\overline{uv} < 0$ показују да је радијални пренос количине кретања у аксијалном правцу претежно усмерен ка оси цеви, чиме се струјање у вртложном језгру низструјно убрзава ($\partial_x U > 0$). Пошто се повећавају и друге компоненте тензора Рејнолдсових напона, као и кинетичка енергија турбуленције дефинисана изразом (2.60), закључује се да у случају $\partial_r(W/r) < 0$ центрифугална сила има активно дејство, јер повећава турбулентни пренос у радијалном правцу и интензивира генерисање енергије флукуационог кретања.

Највеће вредности корелације \overline{vw} се налазе у области смицајног слоја и вртложног језгра, у коме се дешава промена знака корелације, што је повезано са радијалном расподелом обимске брзине W . Наиме, расподели $\partial_r(W/r) > 0$ одговарају негативне вредности корелационог момента \overline{vw} , јер негативним радијалним флукуацијама v одговарају позитивне флукуације обимске брзине w . На тај начин у вихорном струјању настају додатни, интензивни процеси турбулентне размене у радијалном правцу. У овом случају се, иако се σ_v смањује, јер је продукциони члан $2\overline{vw}W/r < 0$, повећава интензитет турбуленције σ_w због његовог позитивног генерисања $-2\overline{vw}\partial_r W$, чиме анизотропност Рејнолдсових напона постаје израженија. Истовремено долази до редуковања смицајних турбулентних напона $-\rho\overline{uv}$ и $-\rho\overline{vw}$ услед стабилизирајућег дејства центрифугалне силе.

На основу претходне анализе може се закључити да расподела обимске брзине W генерисане аксијалним вентилатором битно утиче како на структуру турбуленције, на формирање вртложног језгра, повратног струјања и смицајног слоја, тако и на карактеристичне расподеле Рејнолдсових напона и механизме турбулентног преноса.

7.1.2 Експериментална идентификација вртложних структура и интерпретација поља вртложности и енстрофије

Поље вектора вртложности $\underline{\tilde{\omega}} = \text{rot} \underline{\tilde{u}}$ разматрано је у поглављу 2.5, у коме је динамика вртлога дефинисана једначином (2.48). Процеси промене вртложности, на пример, њене интензификације у деформационом пољу чијим се дејством врши издужавање вртложних влакана, се најчешће описују једначином за *енстрофију* $\underline{\tilde{\omega}}^2 / 2$ у облику

$$\frac{D}{Dt} (\underline{\tilde{\omega}}^2 / 2) = \tilde{\omega}_i \tilde{\omega}_j \tilde{S}_{ij} - v (\nabla \times \underline{\tilde{\omega}})^2 + v \nabla \cdot [\underline{\tilde{\omega}} \times (\nabla \times \underline{\tilde{\omega}})], \quad (7.3)$$

која је добијена скаларним множењем једначине (2.48) са $\underline{\tilde{\omega}}$. Анализом појединих чланова се закључује да се задњи члан на десној страни једначине може занемарити, јер је допринос дивергенције локализованих расподела вртложности небитна. Генерисање или редукција *енстрофије* услед издужења или скраћења вртложне цеви описана је првим, а њена деструкција изазвана вискозношћу другим чланом на десној страни једначине (7.3). Ово физички карактерише, аналогно случају кинетичке енергије, вискозну дисипацију енстрофије, тј. њене губитке услед трења. На тај начин вискозност путем физичких процеса са дисипативним ефектима повезује кинетичку енергију флуида и поље његове вртложности. Наиме, помоћу једначине кинетичке енергије флуида (2.5) и једначине унутрашње енергије (2.8) дефинисана је функција дисипације изразом (2.10) као $\underline{\tilde{\Phi}} = \underline{\tilde{\tau}} : \underline{\tilde{S}}$. С друге стране, енстрофија је одређена релацијама

$$\underline{\tilde{\omega}} : \text{grad} \underline{\tilde{u}} = \frac{1}{2} |\underline{\tilde{\omega}}|^2 \Leftrightarrow |\underline{\tilde{\omega}}|^2 = \partial_j \tilde{u}_i (\partial_j \tilde{u}_i - \partial_i \tilde{u}_j), \quad (7.4)$$

тако да се после коришћења конститутивне једначине (2.17) добија зависност између $\underline{\tilde{\Phi}}$ и $\underline{\tilde{\omega}}$ у облику

$$\int_V \tilde{\Phi} dV = \eta \int_V |\underline{\tilde{\omega}}|^2 dV, \quad (7.5)$$

при чему је на површи, која обухвата запремину флуида V , задовољен услов неклизања, тј. лепљења флуида. Дакле, укупна дисипација енергије у јединици времена у произвољној, коначној запремини V је одређена интегралом од

расподеле енстрофије у тој запремини. Из тих разлога енстрофија игра значају улогу у науци о струјању, посебно у турбуленцији.

Динамика турбулентне енстрофије описана је једначином за квадрат средње вртложности, као и једначином за квадрат флукуационе вртложности. У складу са Рејнолдсовом декомпозицијом (2.49) средња енстрофија E_Ω и флукуациона енстрофија e_ω су дефинисане изразима како следи

$$E_\Omega = \frac{1}{2} \overline{\Omega^2} = \frac{1}{2} \overline{\Omega_i \Omega_i}, \quad e_\omega = \frac{1}{2} \overline{\omega^2} = \frac{1}{2} \overline{\omega_i \omega_i}. \quad (7.6)$$

Из ових израза се уочава да се једначина за средњу енстрофију E_Ω добија множењем једначине (2.53) са компонентом Ω_i вектора средње вртложности. После извесне алгебре се за статистички стационарно струјање добија у уобичајеним ознакама

$$U_j \partial_j E_\Omega = -\partial_j (\Omega_i \overline{\omega_i u_j}) + \overline{u_j \omega_i} \partial_j \Omega_i + \Omega_i \Omega_j S_{ij} + \overline{\Omega_i \omega_j} s_{ij} + \nu \partial_{jj}^2 E_\Omega - \nu \partial_j \Omega_i \partial_i \Omega_j. \quad (7.7)$$

Физичка значења чланова на десној страни једначине (7.7) су, редом, с лева на десно: преношење енстрофије E_Ω турбулентном интеракцијом вртложност-брзина; градијентна продукција величине e_ω ; генерисање средње вртложности пољем средње брзине деформисања; продукција величине изазвана E_Ω међудејством компонената флукуирајуће вртложности и флукуационе брзине деформисања; вискозно преношење E_Ω и вискозна дисипација енстрофије E_Ω .

Међудејство средње и флукуирајуће вртложности се најбоље може анализирати помоћу динамичких једначина за E_Ω и e_ω . Једначина за e_ω се изводи аналогним поступком као и једначина за кинетичку енергију турбуленције (2.60). Њен физички смисао и физичко значење њених појединачних чланова аналогни су тумачењима датим у једначини за E_Ω . Пошто се експерименталне расподеле за e_ω не разматрају у овом раду, онда се не изводи ни динамичка једначина за флукуациону енстрофију e_ω , али се даје њена повезаност са дисипацијом кинетичке енергије турбуленције. Наиме, у једначини (2.60) вискозна дисипација енергије $k = \overline{u_i u_i} / 2$ одређена је изразом $\varepsilon \equiv 2\nu \overline{s_{ij} s_{ij}}$ у коме су $s_{ij} = (\partial_j u_i + \partial_i u_j) / 2$ компоненте тензора деформације флукуационог брзинског поља. За велике

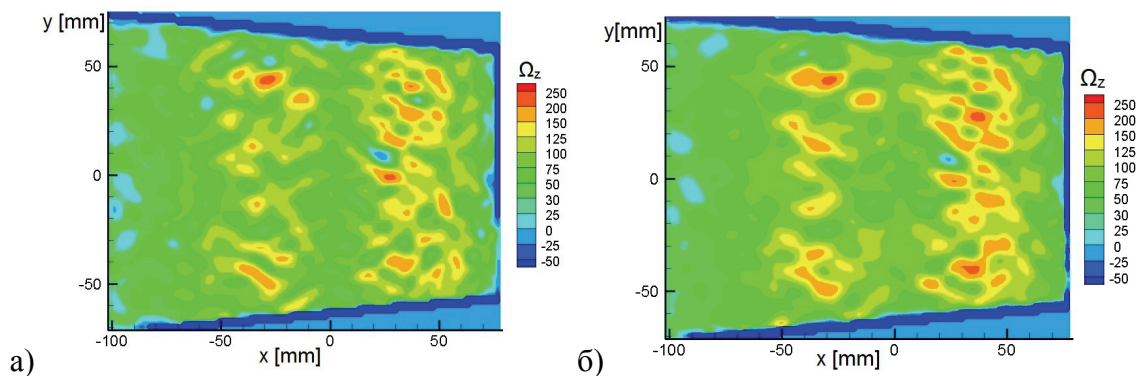
Рејнолдсове бројеве спрегнутост поља $\overline{\omega_i \omega_i}$ и $\overline{s_{ij} s_{ij}}$ дата је релацијом $\overline{\omega_i \omega_i} \approx 2 \overline{s_{ij} s_{ij}}$, која може да се добије из (7.4). Турбуленција се не одликује само вртложношћу, већ и великим флукуацијама вртложности. Из приказаних интеракција поља деформација, вртложности и дисипације добија се помоћу дефиниције (7.6) важна зависност

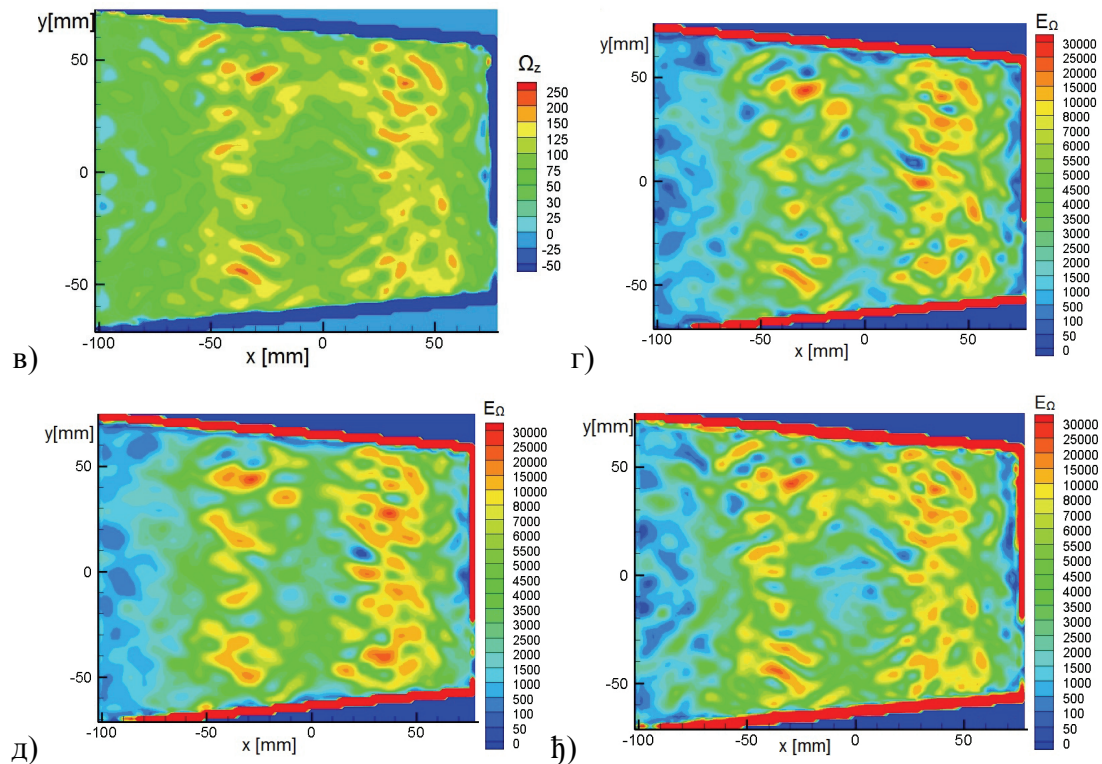
$$\varepsilon \approx 2\nu e_\omega. \quad (7.8)$$

Ова релација, аналогна изразу (7.5), показује да је дисипација кинетичке енергије турбуленције повезана са флукуацијама вртложности, тј. са турбулентном флукуационом енстрофијом.

Дистрибуција енстрофије је дата на слици 7.3 г, д и њ. Она је у директној вези са кинетичком енергијом, односно кореспондира са дисипационим ефектима у струјању и од значаја је при изучавању турбуленције. Раст енстрофије, сагласно изразу (7.8) доводи до раста брзине дисипације кинетичке енергије. На основу (7.6) расподела енстрофије је у директној корелацији са расподелом вртложности. Уочава се да је расподела енстрофије јако слична за све углове лопатица, што се може тумачити малим разликама остварених Рејнолдсових бројева.

Детекција и визуализација вртлога је изазован задатак за истраживаче. Graftieaux и сар. (2001) предлажу комбинацију POD (proper orthogonal decomposition) и две функције за идентификацију вртложности, које идентификују локацију центра вртлога, као и границу вртлога на бази познавања брзинског поља.





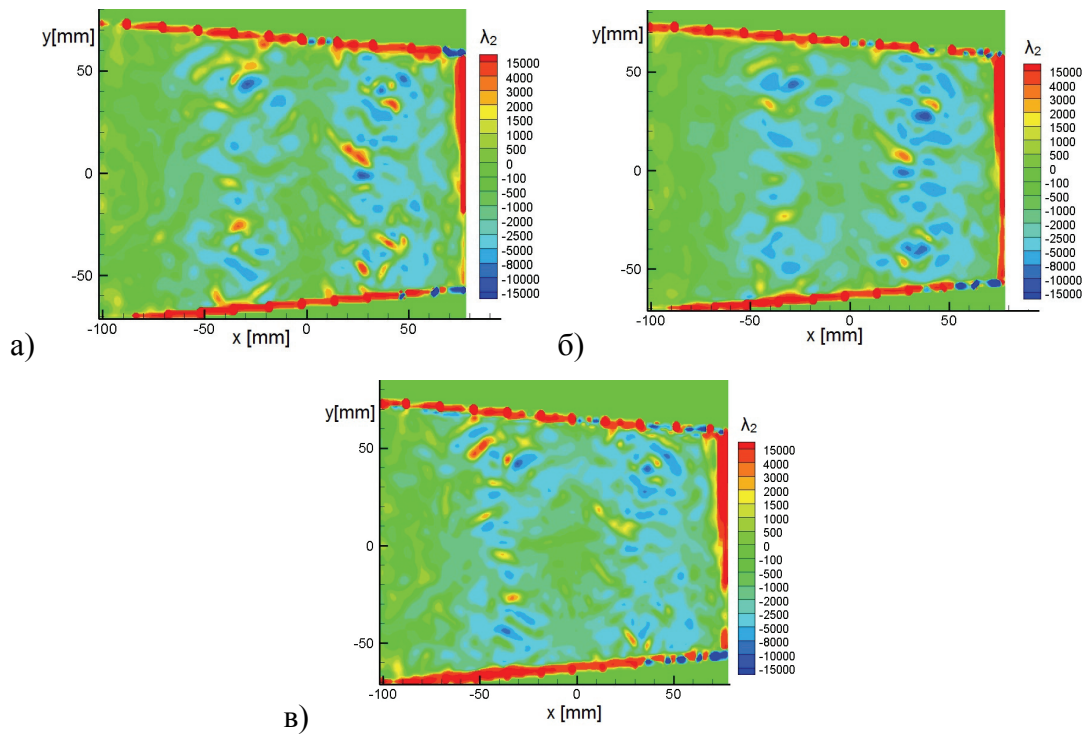
Слика 7.3 Експериментални резултати за сва три обртна кола ЗП22, ЗП26 и ЗП30, режим n_1 , инсталација Γ , редом: а, б, в) вртложност и г, д, љ) енстрофија.

Jiang и сар. (2005) праве преглед девет алгоритама за детекцију вртлога. "Ламбда 2" метод за детекцију вртлога је предложен у раду (Jeong и Hussain 1995). Пошли су од становишта да минимум притиска није довољан као критеријум детекције вртлога. Тензор градијента брзине \underline{J} ($\underline{J} \equiv \text{grad}\underline{U}$) је декомпонован у свој симетрични део – тензор брзине деформисања \underline{S} , дат једначином (2.18) и асиметрични део, тензор $\underline{\Omega}$. Разматран је само допринос збира $\underline{S}^2 + \underline{\Omega}^2$, где су:

$$\begin{aligned} \underline{S} &= \frac{1}{2} [\text{grad}\underline{U} + (\text{grad}\underline{U})^T] \equiv \frac{1}{2} [\nabla\underline{U} + (\nabla\underline{U})^T] = \frac{1}{2} [\underline{J} + \underline{J}^T], \\ \underline{\Omega} &= \frac{1}{2} [\underline{J} - \underline{J}^T]. \end{aligned} \quad (7.9)$$

Дефинисан је вртлог као област конекције где збир $\underline{S}^2 + \underline{\Omega}^2$ има две негативне сопствене вредности. Збир $\underline{S}^2 + \underline{\Omega}^2$, с обзиром да је реалан и симетричан, има само реалне сопствене вредности. Нека је $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$. Ако λ_2 има негативну вредност у

некој тачки, онда та тачка припада вртложном језгру. Овај метод има проблеме уколико постоји више вртложних структура, као што је то случај на следећој слици. Из тих разлога се он и не примењује у овом раду, већ је одабран метод минимума укупне брзине.



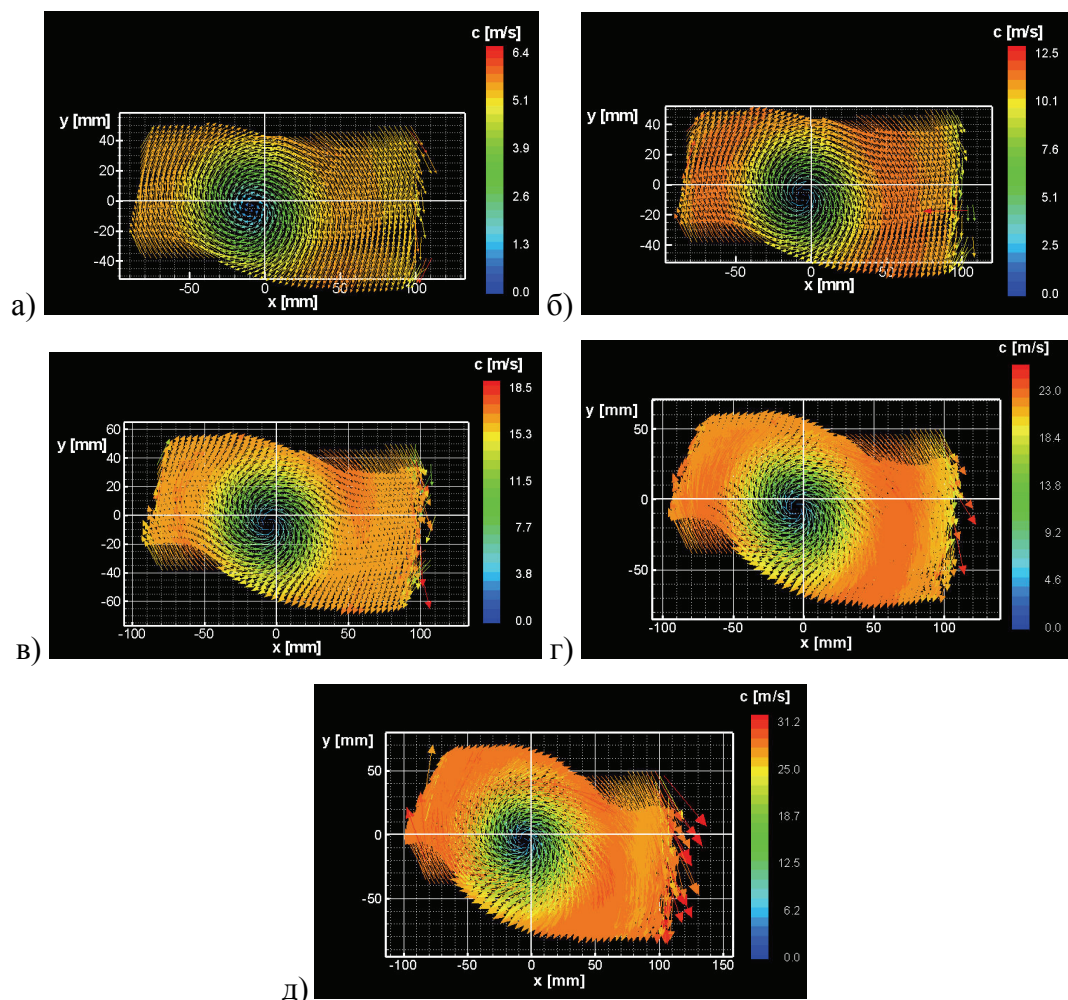
Слика 7.4 Расподела λ_2 за сва три обртна кола за режим n_1 инсталација Г: а) ЗП22, б) ЗП26 и в) ЗП30.

На основу претходне слике се може закључити да интензивна дисипација енергије настаје у смицајном слоју омеђеном максималним вредностима вртложности и енстрофије. Како су генерисање енстрофије и њена деструкција одређене пољем деформације вртложних влакана и утицајем вискозности, очигледно је да добијени експериментални резултати имају велики значај за истраживање структуре турбуленције. Наиме, највећу енергију садрже велики вртлози, док се енстрофија налази у вртлозима малих размера. Велика вртложност је обично придружена малим вртлозима у турбуленцији. Мали вртлози су састављени од слојева интензивних вртложности и као такви „доминирају“ енстрофијом. С друге стране, сагласно каскадном преносу енергије, у њима се одиграва процес дисипације кинетичке енергије турбуленције.

7.1.3 Утицај Рејнолдсовог броја и јачине вихора на структуру вртложног језгра и смицајног слоја

СПИВ мерења у попречном пресеку цеви

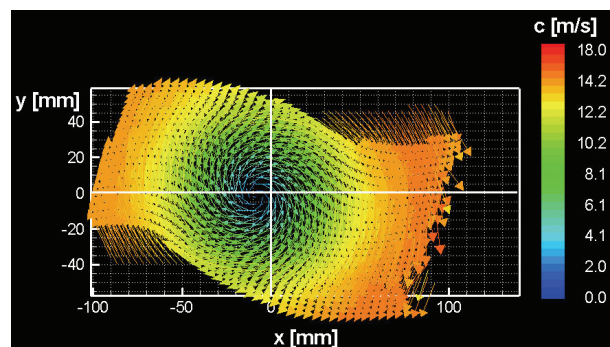
У наставку су приказани дијаграми укупне брзине $c=|\underline{U}|$ добијени са СПИВ методом у пресеку 1 за вентилатор ЗП30 за све режиме. Мерења су обављена у попречном пресеку димензија 180x90mm и центром који се поклапа са осом цеви. Добијени вектори су приказани за осредњено поље од 400 снимака, који су формирано снимањем са учестаношћу 2Hz.



Слика 7.5 Укупни вектори брзине за вентилатор ЗП30 за све режиме у пресеку 1, редом од n_1 до n_5 .

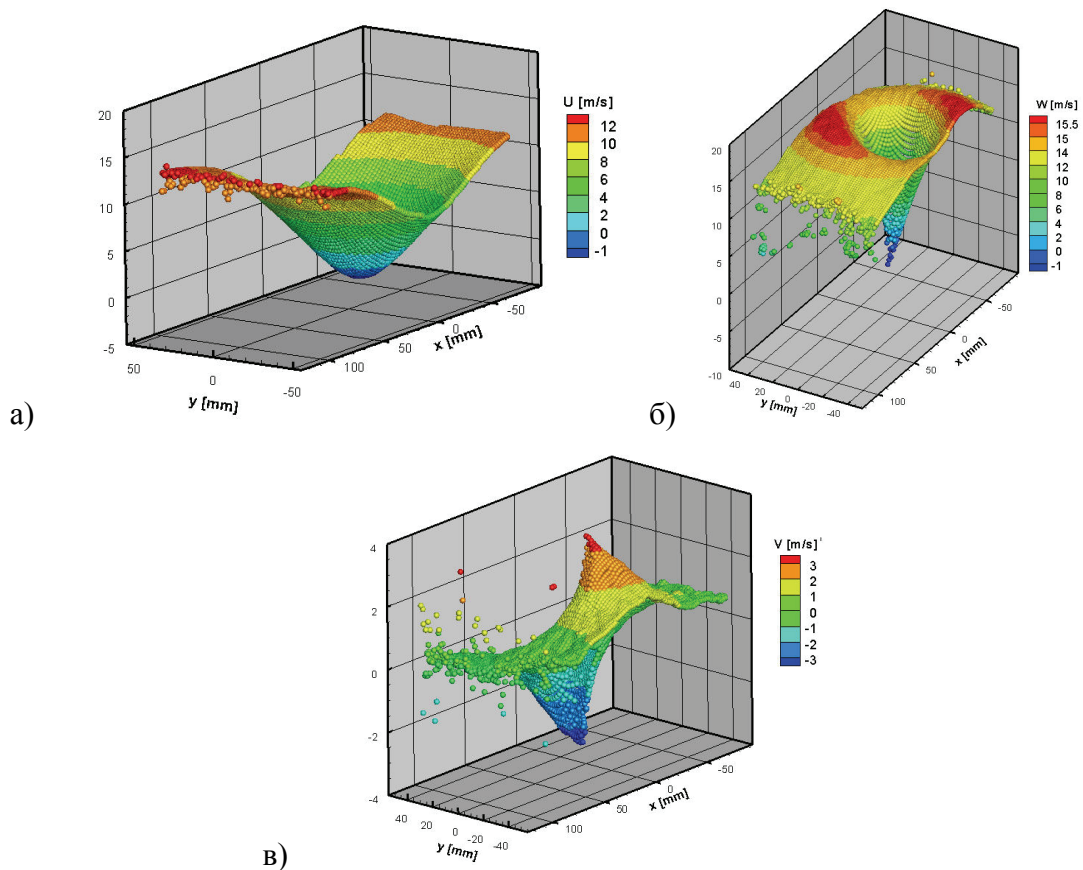
Уочава се да је центар вртлога, дефинисан као минимум укупне брзине, изван осе цеви, односно у трећем квадранту. То је случај за свих пет режима. Такође је уочљива и сличност у расподели интензитета брзине за свих пет режима. Критеријум затворених струјница (Agrawal и Prasad 2003) даје у испитиваним случајевима сличне резултате за лоцирање центра вртлога, као и метод минимума укупне брзине.

Упоредивањем са ситуацијом у пресеку 3, види се да је центар вртложног језгра и даље измештен и да је променио позицију, али не драстично, као и да интензитет брзине није значајније измењен. На слици 6.7 је приказано, такође за случај вентилатора ЗП30, режим n_3 , да не долази до значајније трансформације аксијалне и обимске брзине низструјно код већ формираног Ранкиновог вртлога. То није случај за вентилаторе W30 и SP30 (слика 6.8).



Слика 7.6 Укупни вектори брзине за вентилатор ЗП30 за режим n_3 у пресеку 3.

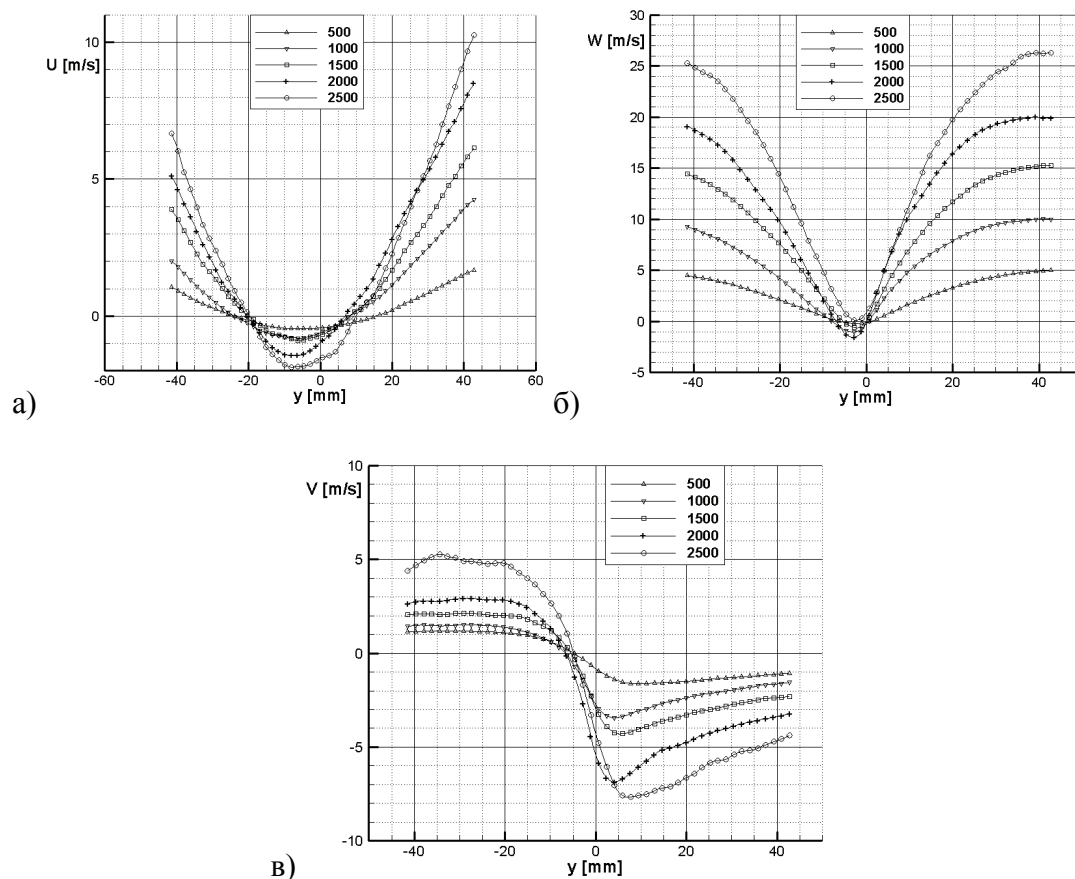
Прерачунавањем осредњеног брзинског поља на поларно-цилиндрични координатни систем добијају се компоненте на следећим сликама.



Слика 7.7 Прерачунате компоненте брзине за вентилатор ЗП 30, попречни пресек 1, режим n_3 , са 2Hz: а) аксијална $U(x,y)$, б) обимска $W(x,y)$ и в) радијална $V(x,y)$.

Види се да је интензитет радијалне брзине значајан у области око центра вртлога. Уочљиво је повратно струјање на профилу аксијалне брзине и структура Ранкиновог вртлога на профилу обимске брзине. На слици 7.7б се види максимум обимске брзине, па самим тим и област смицајног струјања, а у правцу x -осе је приметна и област слободног вихора.

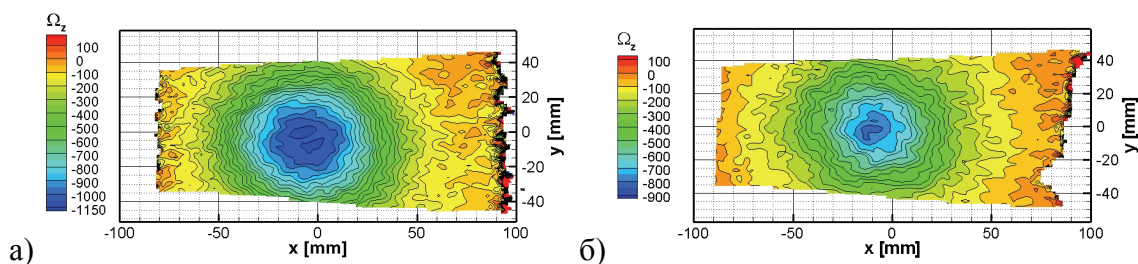
На наредним сликама је дата расподела све три брзине за пресеком просторног приказа са равни $x=x_{cv}$, где је x_{cv} -координата центра вртлога одређеног помоћу минимума укупне кинетичке енергије.



Слика 7.8 Вентилатор ЗП30, попречни пресек 1, пресек равни $x=x_{cv}$ за свих пет режима, расподела: а) аксијална, б) обимска и в) радијална брзина.

Поново је приметно да је центар вихора изван центра пресека. Негативна вредност обимске брзине је последица прерачунавања брзинског поља на поларно-цилиндрични координатни систем са центром на оси цеви. Уочава се да радијална брзина достиже максимум у области вртложног језгра.

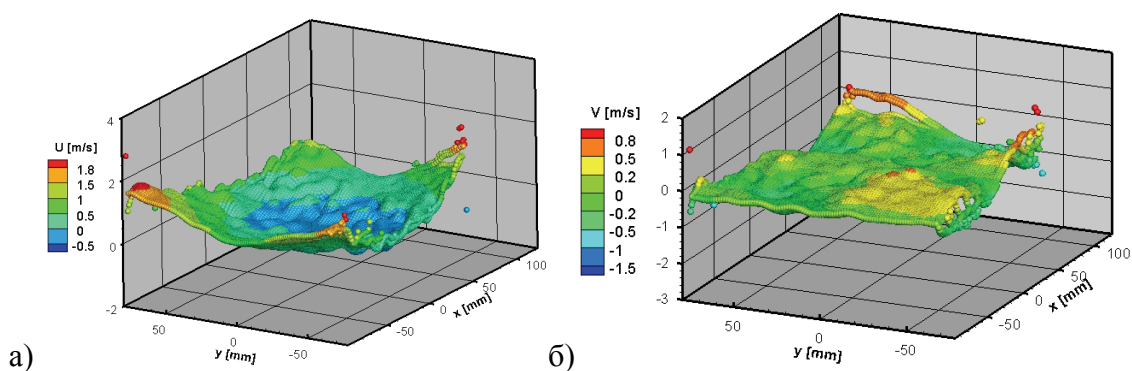
На слици 7.9 је приказана расподела осредњене вртложности за вентилатор ЗП30, режим n_3 , у пресецима 1 и 3, респективно. Вртложност се израчунава на основу осредњеног поља брзина у попречном пресеку применом методе коначних разлика и то централне схеме (Yen и Lin 2006). Она се дефинише релацијом $\Omega_z = \partial c_y / \partial x - \partial c_x / \partial y$, где су c_x и c_y компоненте укупне брзине у правцу x и y -осе редом.

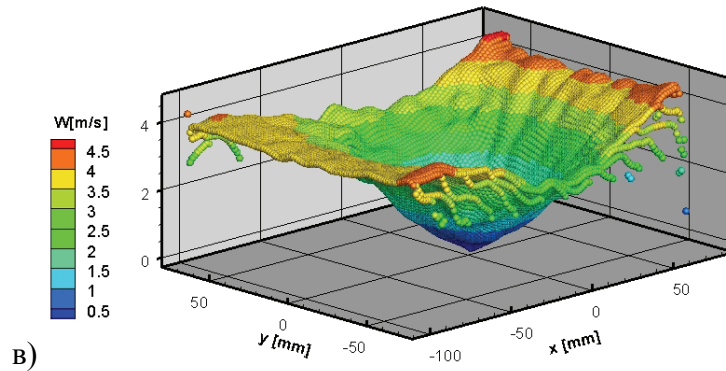


Слика 7.9 Средња вртложност за вентилатор ЗП30, режим n_3 , у пресецима 1 и 3, редом.

Максимуми вртложности се постижу у области центра вртлога и то је уочљиво у оба пресека (слика 7.9). Веће вредности вртложности Ω_z настају у пресеку 1, који је непосредно иза кола аксијалног вентилатора, него у пресеку 3. Интензитети вртложности су распоређени у затвореним контурама око центра вртлога у оба пресека. На овај начин је идентификована велика вртложна, кохерентна структура. На слици 7.9 су, у оба пресека, приметне и знаке малих вртложних структура, које на овај начин нису изоловане. Применом других критеријума, мање вртложне структуре долазе до изражаја (потпоглавље 7.1.2).

У наставку се приказују резултати мерења осредњеног поља брзина са брзим ласерима и камерама.





Слика 7.10 Прерачунате компоненте брзине за вентилатор ЗП 26 режим n_1 , са 2kHz, инсталација Г: а) аксијална $U(x,y)$, б) радијална $V(x,y)$ и в) обимска $W(x,y)$.

Како вентилатор ЗП26 сада ради у изузетно пригушеном режиму, аксијална брзина је доста мала, као и радијална. Приметна је појава повратног струјања у централној зони и у овом режиму рада. Расподела обимске брзине задржава структуру Ранкиновог вртлога са доминантном расподелом обимске по закону крутог тела у централној зони. Како је инсталација Г имала уграђени Вентуриметар израчунати су следеће интегралне величине за остварене режиме струјања (табела 7.1).

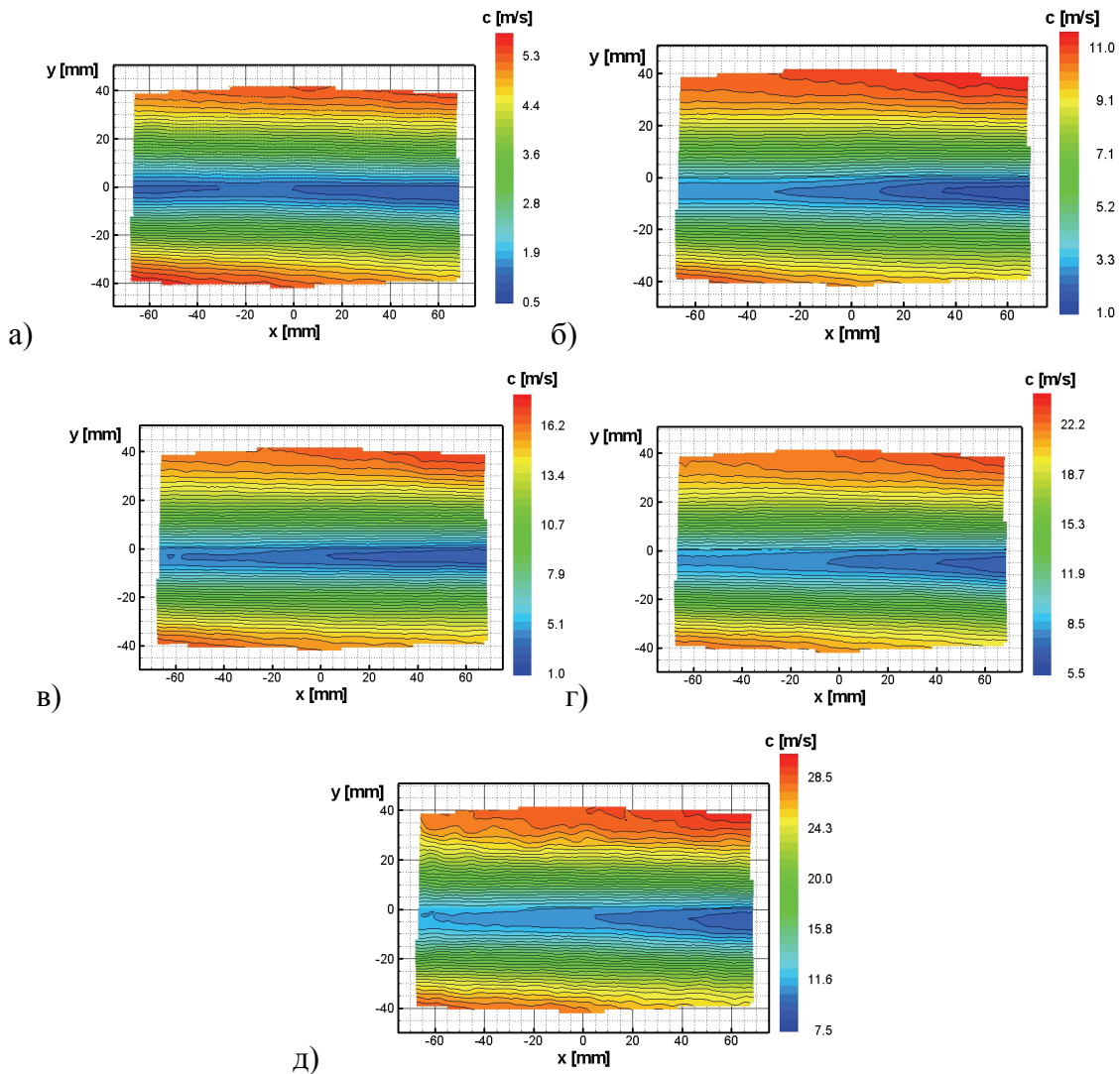
Табела 7.1 Приказ измерених и израчунатих интегралних величина у инсталацији Г.

Вентилатор	Режим рада	Измерене и израчунате величине			
		Q [m^3/s]	U_m [m/s]	Re	$P_{r,max}$ [W]
ЗП22	n_1	0,16	1,24	32330	119,9
	n_2	0,339	2,63	68432	312,1
	n_3	0,511	3,97	103048	557,8
	n_4	0,670	5,20	135209	976,0
	n_5	0,823	6,39	165284	1586,5
ЗП26	n_1	0,173	1,34	35159	123,3
	n_2	0,336	2,61	68521	324,8
	n_3	0,508	3,94	103113	619
	n_4	0,663	5,15	134676	1032,1
	n_5	0,803	6,23	163053	1713
ЗП30	n_1	0,169	1,31	34245	126,3
	n_2	0,338	2,62	68524	321,7
	n_3	0,506	3,93	102755	640,2
	n_4	0,667	5,17	135283	1107,2
	n_5	0,838	6,51	170079	1865,2

Види се да су, при истим режимима рада и углу лопатица, остварени много мањи Рејнолдсови бројеви.

СПИВ мерења у меридијанском пресеку

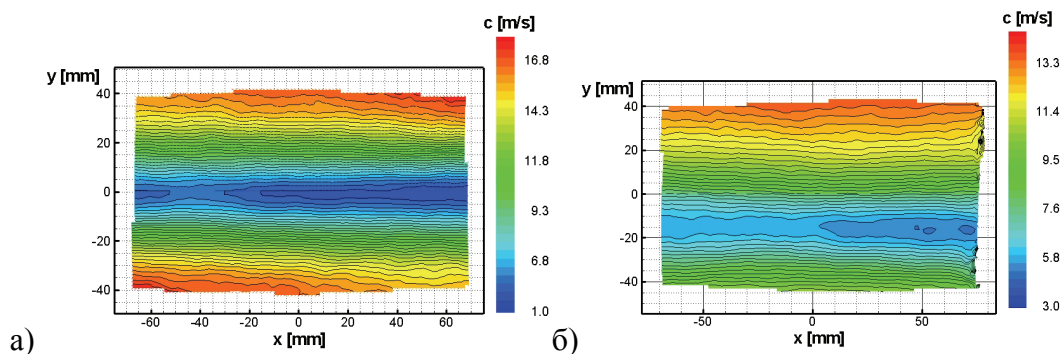
На наредним сликама су приказане временски осредњене расподеле укупне брзине у меридијанском пресеку 1 за вентилатор ЗП30 на основу 400 снимака и брзине снимања од 2Hz. Наглашава се да је, на основу слике 4.44 поз. 4, смер главног струјања у негативном смеру x-осе.



Слика 7.11 Укупна брзина за вентилатор ЗП30 за све режиме у меридијанском пресеку 1, редом од n_1 до n_5 .

Снимање у вертикалној меридијанској равни је обављено у пресеку 1 на површини од 120x80mm. Резултати показују слагање са мерењима у истом попречном пресеку. Приметна је симетрија струјања у односу на положај који је 5mm испод осе цеви.

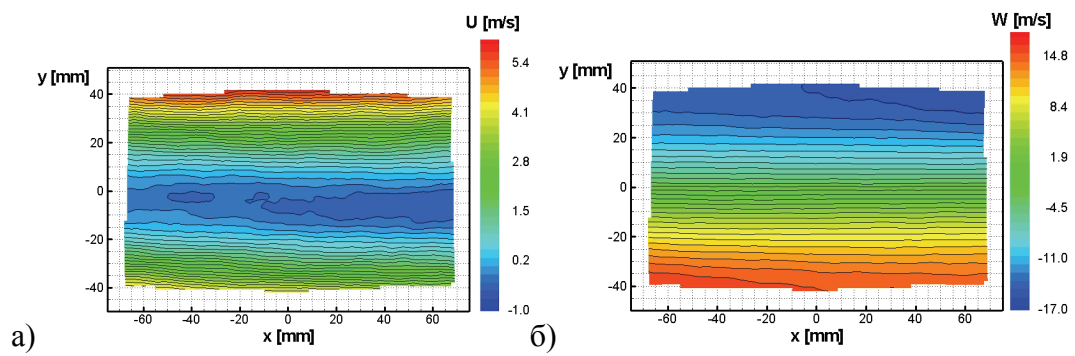
На слици 7.12 је приказано мерење у вертикалном меридијанском пресеку 1 за истоветни вентилатор ЗП30 и режим n_3 , али са 99 снимака и фреквенцијом узорковања од 7Hz. Види се да се резултати поклапају са резултатима са 400 снимака за исти режим, што потврђује претпоставку о квазистационарности струјања. На слици 7.12б је приказано мерење за вентилатор ЗП30 у пресеку 3 за режим n_3 , са фреквенцијом узорковања од 2Hz. Приметно је да је расподела укупне брзине задржала сличан карактер, док су незнатно измењени интензитети укупне брзине и позиција минимума укупне брзине, што је показано и приликом мерења у попречним пресецима 1 и 3.



Слика 7.12 Вентилатор ЗП30, режим n_3 : а) пресек 1, 99 снимака и фреквенција узорковања од 7Hz и б) пресек 3, 400 снимака и фреквенција узорковања од 2Hz.

На слици 7.13а се уочава повратно струјање у области вртложног језгра. Како софтверска конвенција налаже да компонента има позитивну вредност у позитивном смеру одговарајуће осе, то је овде, ради усклађивања са природом струјања, свим мерним тачкама промењен знак аксијалној брзини. Расподела обимске брзина (слика 7.13б) је карактеристична за Ранкинов вртлог са линеарном и симетричном расподелом у области вртложног језгра. Приметно је да центар вртлога није саосан, већ да је вредност $W=0\text{m/s}$ испод осе цеви, односно у равни

$\varphi=270^\circ$. Такав резултат је у складу са позицијом минимума како аксијалне, тако и укупне брзине на претходним сликама.



Слика 7.13 Вентилатор ЗПЗ0, режим n_3 пресек 1, брзина снимања 2Hz: а) аксијална и б) обимска брзина.

7.2 ДИНАМИКА ВРТЛОЖНОГ ТУРБУЛЕНТНОГ ЈЕЗГРА

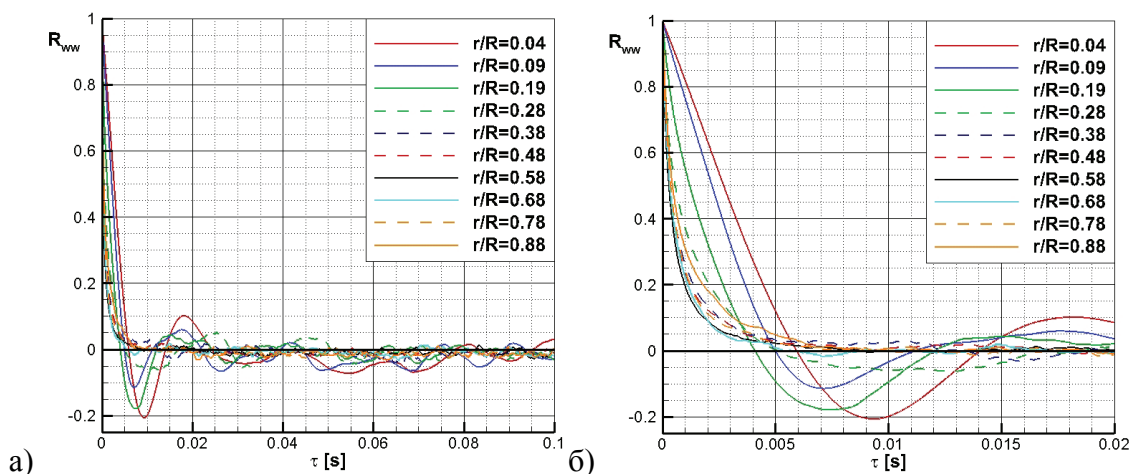
У овом поглављу су приказане расподеле нормираних аутокорелационих функција и израчунате су временске размере турбуленције у мерном пресеку 1 за обимску флукуациону брзину за режим n_3 , за сва три типа вентилатора, при положају угла лопатица $\beta_R=30^\circ$. Изведени су одговарајући закључци о структури турбуленције у попречном пресеку цеви и у области вртложног језгра и смицајног слоја. Приказано је и анализирано осцилујуће поље релативног тоталног и статичког притиска у мерном пресеку 4 за режим n_4 . На основу СПИВ мерења у попречним пресецима 1 и 3 истраживана је прецесија вртложног језгра, као и утицај Рејнолдсовог броја на његову стабилност и прецесионо кретање на примеру вентилатора ЗП30, односно вентилатора ЗП26 при ТР ПИВ мерењаима.

7.2.1 Аутокорелациона функција и интегрална временска размера турбуленције

Корелациона теорија садржи битне исказе о структури и статистичкој природи турбуленције. У ту сврху је експериментално одређивање корелационих функција $Q_{ij}(\tau)$, тј. нормираних корелационих функција $R_{ij}(\tau)$, које су дефинисане изразима (2.42), врло значајно. У овом раду је, због вихора, сврсисходно мерена и анализирана нормирана временска аутокорелациона функција за обимску флукуациону брзину

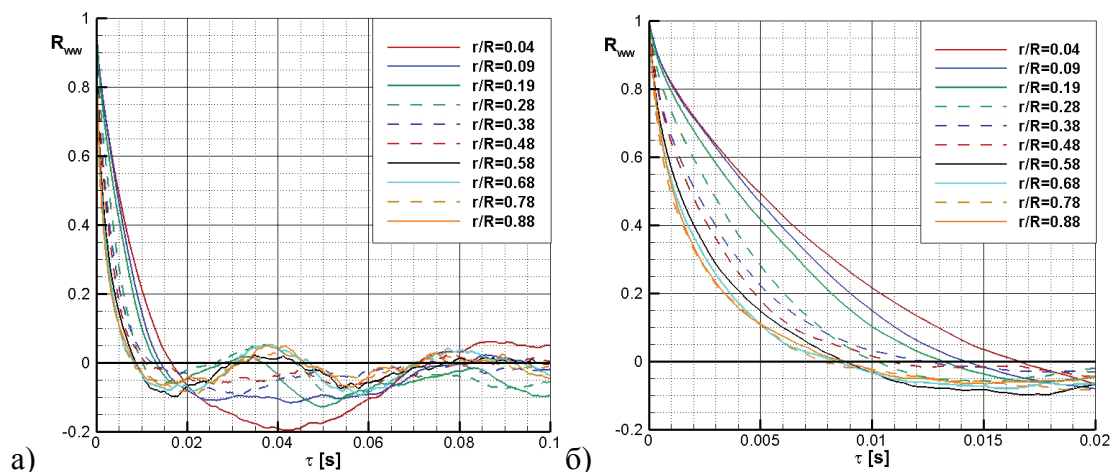
$$R_{ww}(\tau) = \overline{w(t)w(t+\tau)} / \sigma_w^2, \quad (7.10)$$

која је у литератури позната и као коефицијент временске аутокорелационе функције или, краће, временски аутокорелациони коефицијент. Функција $R_{ww}(\tau)$ је експериментално одређена за аксијалне вентилаторе ЗП30, W30 и SP30 са, како се види, истим угловима лопатица и истим режимима рада, тј. бројем обртаја кола $n_3=1500\text{min}^{-1}$. Расподеле коефицијента аутокорелације $R_{ww}(\tau)$ приказане су на основу мерења у мерном пресеку 1 ($x/D=3,35$), у равни $\varphi=270^\circ$, у тачкама које припадају карактеристичним струјним областима.



Слика 7.14 Коефицијенти временских аутокорелационих функција за обимску флукуациону брзину $R_{ww}(\tau)$ за ЗП 30, пресек 1, раван $\phi=270^\circ$, при n_3 , за два различита максимална временска размака $\tau[s]=0,1$ и $0,02$.

Корелационе криве за сва три вентилатора су приказане за три односно два максимална временска размака τ , да би различито скалирање корелационе временске осе омогућило што боље уочавање постојећих разлика у корелационим зависностима $\overline{w(t)w(t+\tau)}$ у областима вртложног језгра, смицајног слоја и основног струјања. Наиме, облици експериментално одређених корелационих кривих указују на различиту динамику флукуационог поља обимских брзина у различитим тачкама мерног пресека. У тачкама $r/R=0,58$ и $0,68$ су промене коефицијента корелације знатне, тј. изразито велике са повећањем τ , што значи да у овој области високофреквентне компоненте обимских флукуационих брзина играју највећу улогу. Карактер корелационих кривих у језгру ($r/R=0,04$; $0,09$ и $0,19$) и смицајном слоју ($0,18 < r/R < 0,38$) указује, међутим, на доминантну улогу нискофреквентних флукуација у широкој спектралној густини обимских флукуационих брзина (слике 7.14а и б).

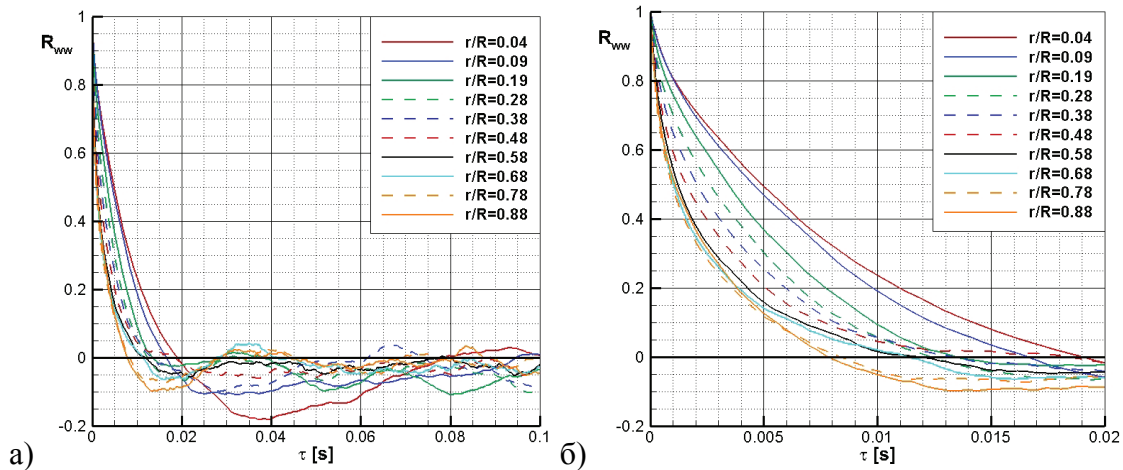


Слика 7.15 Коефицијенти временских аутокорељационих функција за обимску флукуациону брзину $R_{ww}(\tau)$ за W 30, пресек 1, раван $\varphi=270^\circ$, при n_3 .

На сликама 7.14-7.16 се запажа да скупови корелационих кривих $R_{ww}(\tau)$ мењају своје знаке и по више пута, тежећи асимптотски нултој вредности. Код вентилатора W30 и SP30 се уочава хијерархијски уређен распоред кривих $R_{ww}(\tau)$ у односу на хијерархију тачака r/R , што није случај код вентилатора ЗП30, код кога корелационе криве приметно мењају своје међусобне положаје, у зависности од зоне пресека и вредности корелационог времена τ . Негативне вредности корелационе функције указују на присуство извесних периодичних појава у флукуационом пољу обимске брзине, када преовлађују нискофреквентне флукуације. У том смислу је време τ_0 , које означава интервал времена до првог проласка величине $R_{ww}(\tau)$ кроз нулу, тј. $R_{ww}(\tau_0)=0$, повезано са доминантном фреквенцијом обимских флукуација брзине, при којој се јавља максимум спектралне густине. Величина τ_0 се може довести у везу и са средњом фреквенцом флукуационих обимских брзина, међутим, извесне аналитичке међузависности ових величина постоје само у јако израженој периодичности, која се карактерише оштро израженим максимумом у расподели спектралне густине.

На сликама 7.15 и 7.16 се уочава сличан карактер промене корелационог коефицијента $R_{ww}(\tau)$ у свим тачкама попречног пресека цеви. Наиме, корелационе експерименталне криве за вентилаторе W30 и SP30 се карактеришу блажим, мањим променама са растом временског размака, него што је то случај код

вентилятора ЗП30 (слика 7.14). Анализом слика 7.15б и 7.16б се утврђује да криве $R_{ww}(\tau)$ у тачкама језгра $r/R=0,04$ и $0,09$, са растом временског размака τ , најспорије опадају, док су те промене у области основног струјања ($r/R=0,68$; $0,78$ и $0,88$) брже.

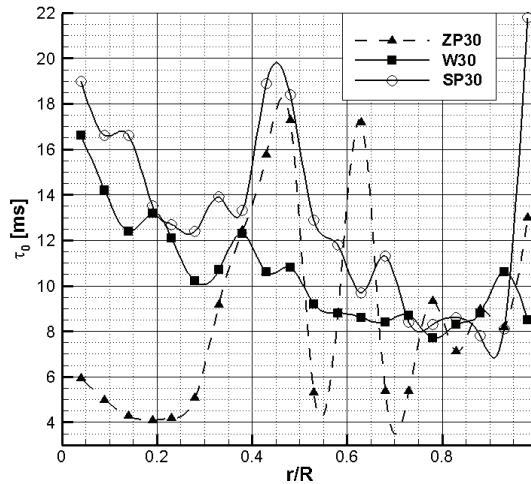


Слика 7.16 Коефицијенти временских аутокорељационих функција за обимску флукуациону брзину $R_{ww}(\tau)$ за SP 30, пресек 1, раван $\varphi=270^\circ$, при n_3 .

Расподеле корелационог коефицијента $R_{ww}(r/R, \tau)$ за сва три типа аксијалних вентилатора показују да се све корелационе криве у главном, примарном временском корелационом домену τ распростиру у домену који је са једне стране ограничен аутокорељационом кривом $R_{ww}(r/R=0,04, \tau)$ која припада области вртложног језгра. Међутим, друга граница је у случају вентилатора ЗП30 крива $R_{ww}(r/R=0,58, \tau)$, док је у случају вентилатора W30 и SP30 то углавном крива $R_{ww}(r/R=0,78, \tau)$. Ове обе граничне криве припадају области основног струјања.

На слици 7.17 је дата промена τ_0 у пресеку 1 за режим n_3 , у равни $\varphi=270^\circ$ за све мерне тачке, за вентилаторе ЗП30, W30 и SP30. Уочава се да су вредности нултог аутокорељационог времена τ_0 у зони вртложног језгра код вентилатора ЗП30 мале и да имају тенденцију пораста у смицајном слоју. Минимална вредност $\tau_{0,\min}=4,08\text{ms}$ се постиже у тачки $r/R=0,19$. Након овога крива има позитиван градијент све до тачке $r/R=0,48$ у области главног струјања, где достиже

максимум $\tau_{0,\max}=17,28\text{ms}$. Потом следе знатне осцилације у области главног струјања, где се вредности смањују на вредности у вртложном језгру. У зони $r/R>0,8$ долази до пораста вредности τ_0 , уз мало осциловање, тако да у области зида, за $r/R=0,98$ достиже 13ms .



Слика 7.17 Промена нултог аутокорељационог времена τ_0 у пресеку 1 за режим p_3 , раван $\varphi=270^\circ$, за вентилаторе ЗП30, W30 и SP30.

Вентилатори W30 и SP30 имају сличан карактер промене нултог аутокорељационог времена τ_0 са, углавном, негативним градијентом. Значајно одступање од овог карактера је приметно код вентилатора SP30 у тачкама $r/R=0,43$; $0,48$ и $0,98$. У готово читавој области, осим у тачкама $r/R=0,78$; $0,88$ и $0,93$ величина τ_0 има веће вредности за вентилатор SP30, него за вентилатор W30. Највећу вредност $\tau_{0,\max}=21,8\text{ms}$ крива $\tau_0(r/R)$ за вентилатора SP30 достиже у области зида у тачки $r/R=0,98$. То је уједно и максимална вредност у читавом попречном пресеку.

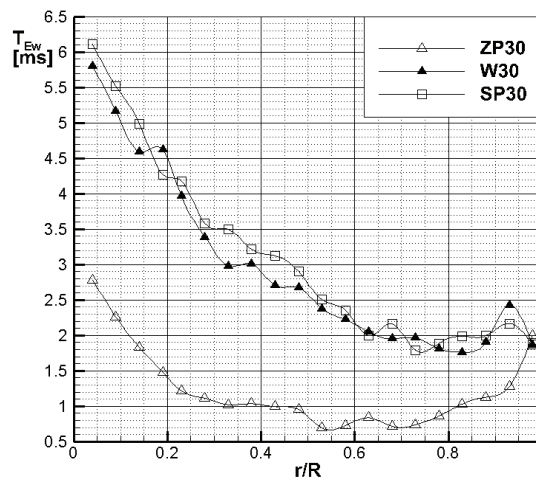
Може се закључити да је промена τ_0 дуж радијуса слична за вентилаторе W30 и SP30, док је за вентилатор ЗП30, који има доминантну расподелу обимске брзине по моделу Ранкиновог вртлога, потпуно другачијег карактера.

Значајан структурни параметар је временска интегрална размера T_{Ew} која се сагласно изразу (2.43) одређује релацијом

$$T_{Ew} = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} R_{ww}(\tau) d\tau = \int_0^{\infty} R_{ww}(\tau) d\tau. \quad (7.11)$$

Пошто величина $R_{ww}(\tau)$ карактерише статистичку повезаност флукуационих обимских брзина у једној тачки простора за различите временске размаке τ , онда величина T_{Ew} физички означава средње време трајања корелисаних турбулентних поремећаја, тј. средње време постојања турбулентног вртлога. Због тога израчунате вредности интегралне временске размере T_{Ew} карактеришу турбулентне вртлоге различитих размера и структуралних својстава у областима вртложног језгра, смицајног слоја и основног струјања.

Радијалне расподеле временске интегралне размере за вентилаторе ЗП30, W30 и SP30 у пресеку 1, раван $\varphi=270^\circ$, за режим n_3 , су дате на слици 7.18. Овде је временска интегрална размера рачуната у интервалу $[0, \tau_0]$, тј. на основу израза (7.11) у коме је τ_0 горња граница интеграла.



Слика 7.18 Радијална расподела временске интегралне размере T_{Ew} за вентилаторе ЗП30, W30 и SP30 у пресеку 1, раван $\varphi=270^\circ$, за режим n_3 .

На основу дијаграма на слици 7.18 запажа се, на пример, да у тачки $r/R=0,04$, која је најближа оси цеви и припада области језгра, временска интегрална размера T_{Ew} за вентилаторе ЗП30, W30 и SP30 редом, има следеће максималне вредности: 2,78; 5,8 и 6,12 ms. Ово указује на присуство великих вртложних структура у зони језгра.

Наиме, интегрална временска размера T_{Ew} физички означава средње време постојања турбулентног поремећаја, тј. временски интервал живота турбулентног вртлога. Из овог физичког тумачења следи суштинска повезаност величине T_{Ew} са вредностима и расподелама статистичких момената. Најпре, с обзиром на физички смисао нормализованог момента четвртог реда, постоји усаглашеност расподеле за T_{Ew} са расподелом коефицијента спљоштености F_w (слике 7.18, 6.16в, 6.18в и 6.20в). Уочава се да наведеним највећим вредностима $T_{Ew,max} \equiv T_{Ew}(r/R=0,04) = 6,12; 5,8$ и $2,78$ ms за вентилаторе SP30, W30 и ЗП30 одговарају најмање вредности коефицијента спљоштености $F_{w,min} \equiv F_w(r/R=0,04) = 3,2; 3$ и $2,7$, респективно. Ови резултати мерења показују да је вероватноћа малих флукуационих брзина у обимском правцу, на месту у непосредној близини осе $r/R=0,04$, веома мала, као и да су у тој зони језгра присутни вртлози различитих размера, па и они највећи, због чега корелационо време, тј. интегрална временска размера достиже своје највеће вредности. Исти физички закључци важе и за сва друга места у којима се спрежу локални максимуми $T_{Ew,max,l}$ са локалним минимумима $F_{w,min,l}$.

Претходна разматрања је могуће проширити и на остале статистичке моменте различитог реда. На пример, у мерној тачки вртложног језгра $r/R=0,04$, која је најближа оси цеви, интегрална временска размера и интензитет турбуленције имају своје максимуме $T_{Ew,max} = 2,78$ ms и $(\sigma_w/U_m)_{max} = 0,265$ (слике 7.18 и 6.14в) за случај вентилатора ЗП30, док фактор спљоштености достиже свој минимум $F_{w,min} = 2,7$, а коефицијент асиметрије има позитивну вредност $S_w = 0,16$ (слике 6.16в и 6.15в). Позитивне и негативне вредности коефицијента S_w се смењују дуж полупречника цеви, што говори о различитим процесима турбулентне дифузије, као и о сложеним међудејствима флукуационих и деформационих поља. У доменима пресека $0 < r/R < 0,15$ и $0,25 < r/R < 0,4$ величина S_w је позитивна, док у осталим областима попречног пресека S_w има негативне вредности (слика 6.15в).

Карактеристике структуре турбуленције у појединим зонама пресека испољавају се и у међусобном купловању минималних вредности временске интегралне

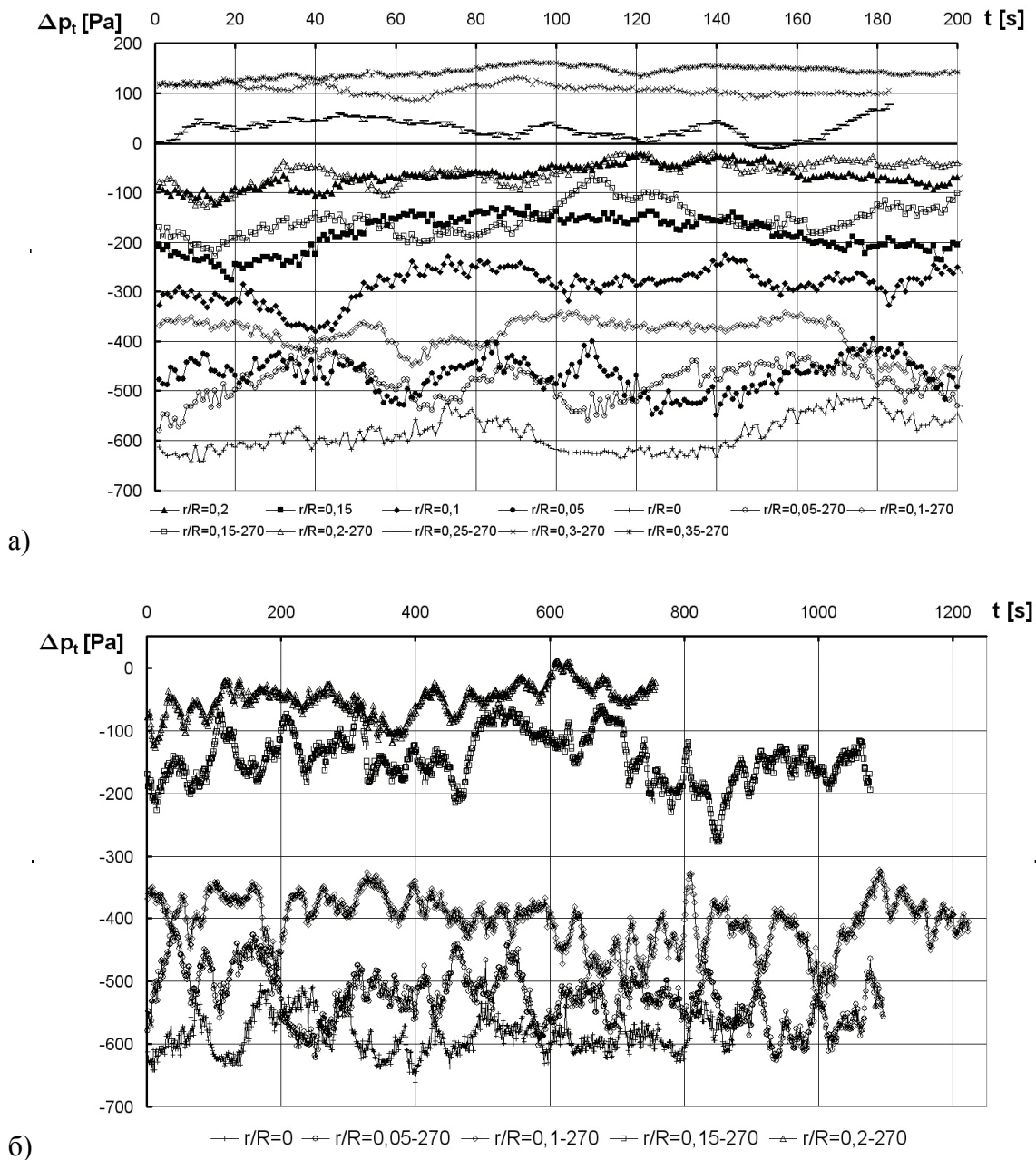
размере T_{Ew} , са максималним вредностима коефицијента спљоштености F_w . Једна од мерних тачака са овакавим својством је и тачка $r/R=0,52$ у којој су, за вентилатор ЗП30, израчунате вредности $T_{Ew,min}= 0,7$ ms и $F_{w,max}= 3,9$ (слике 7.18 и 6.16в). За случај вентилатора SP30 минималне и максималне вредности $T_{Ew,min}= 1,76$ ms и $F_{w,max,l}= 4,3$ припадају тачки $r/R=0,74$ (слике 7.18 и 6.20в). Структурална својства турбуленције у тачки $r/R=0,85$ за вентилатор W30 одређена су минималном вредношћу интегралне временске размере $T_{Ew,min}= 1,78$ ms и локалном максималном вредношћу коефицијента спљоштености $F_{w,max,l}= 5$ (слике 7.18 и 6.18в).

За све вентилаторе, крива временске интегралне размере има изразито негативан градијент у области вртложног језгра, који се одржава и у зони главног струјања. Код вентилатора ЗП30, он има готово константну вредност. За сва три типа вентилатора долази до пораста вредности T_{Ew} у близини зида, који је најизраженији код вентилатора ЗП30 (слика 7.18).

На основу приказане анализе експерименталних резултата, који се односе на аутокорелативну функцију за обимске флукуационе брзине, закључује се да су у различитим доменима мерног попречног пресека присутне вртложне структуре различитих размера, које су генерисане вентилаторима ЗП30, W30 и SP30. При томе су утврђене важне зависности између интегралне временске размере и корелационих момената вишег реда, што омогућује ближи увид у физику турбулентног вихорног струјања.

7.2.2 Осцилаторно поље притиска

На следећој слици се уочава карактер промене релативног статичког и тоталног притиска дуж пресека мерених помоћу сонде са и без наглавка и диференцијалног давача притиска за вентилатор ЗП30.

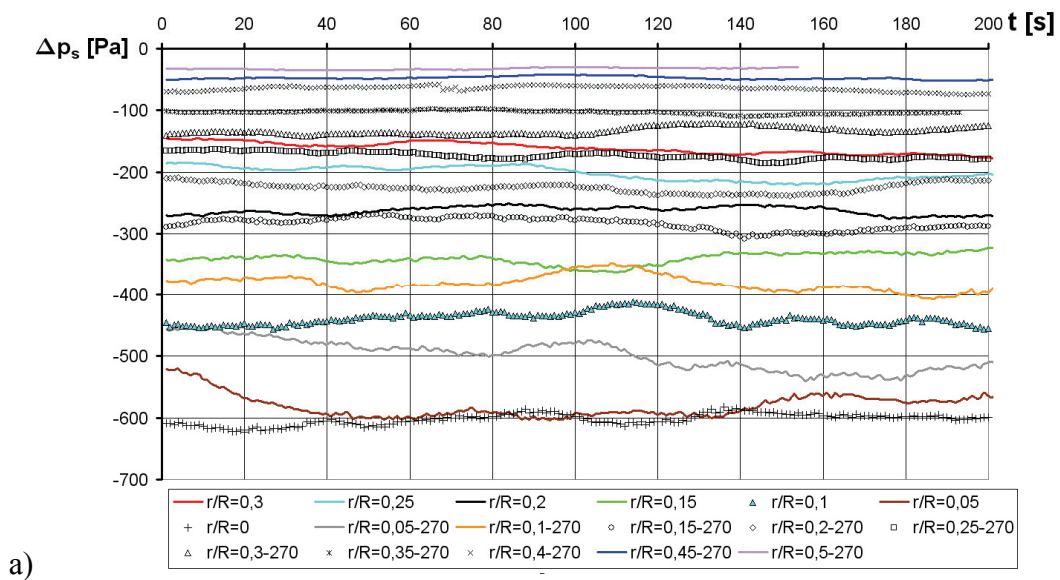


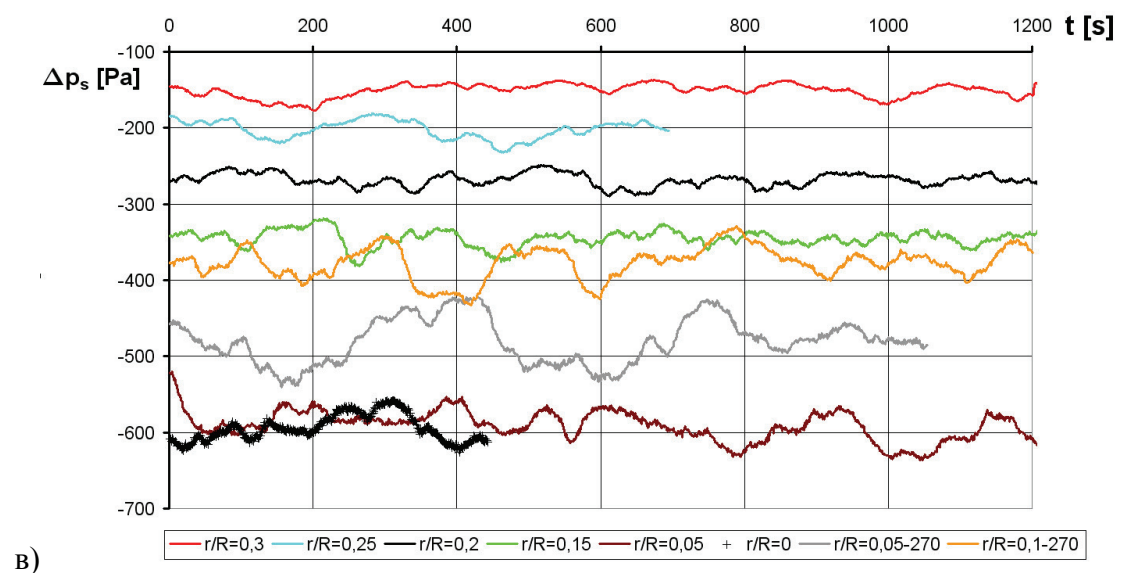
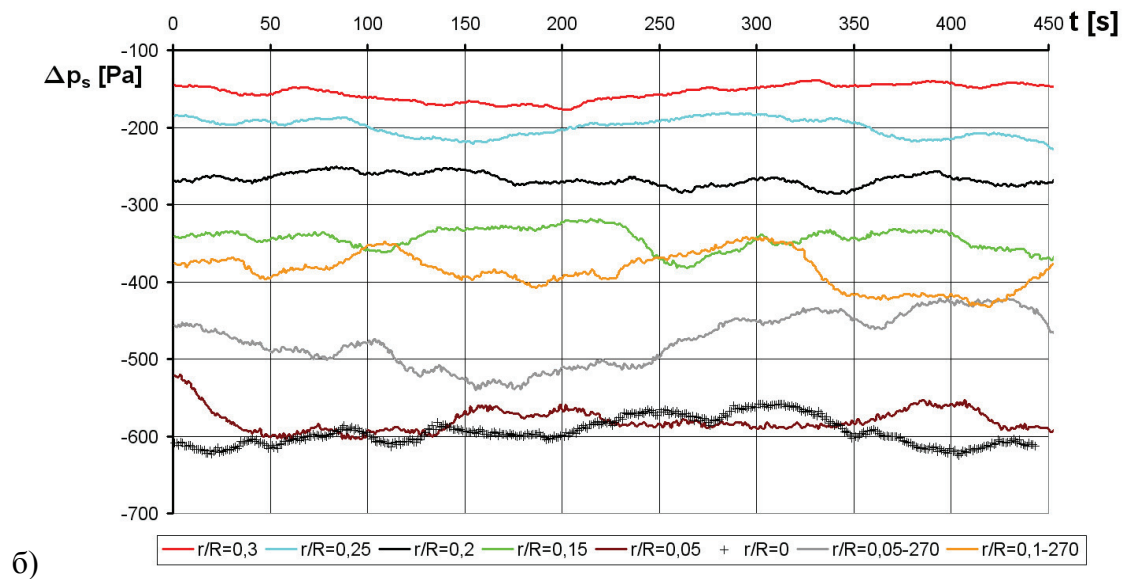
Слика 7.19 Промена релативног тоталног притиска у времену за вентилатор ЗП30, у режиму n_4 , пресек 4: а) $t \leq 200$ s и б) $t \leq 1250$ s.

Највеће осцилације су у централној зони, области вртложног језгра. Са повећањем Рејнолдсовог броја ова одступања су све израженија у централној зони. На следећим сликама су дате расподеле релативних тоталних и струјних притисака у области вртложног језгра, смицајног слоја и неколико позиција у области здраве струје за режим p_4 .

На претходним дијаграмима се могу уочити интензитети релативних тоталних притисака који одговарају осредњеним у времену вредностима датим на дијаграму у поглављу 6.1.2. Претходни дијаграми потврђују изражену тродимензионалност турбулентног вихорног струјања у области вртложног језгра, која је значајна све до области $r/R=0,3$.

На следећим дијаграмима се, упоређивањем у истом временском периоду од 200s, може уочити знатно мање осцилаторни карактер вредности релативног струјног притиска. Вредности релативног струјног притиска имају значајан осцилаторни карактер све до исте вредности позиције, $r/R=0,3$.





Слика 7.20 Промена релативног статичког притиска у времену за вентилатор ЗП30, у режиму n_4 , пресек 4.

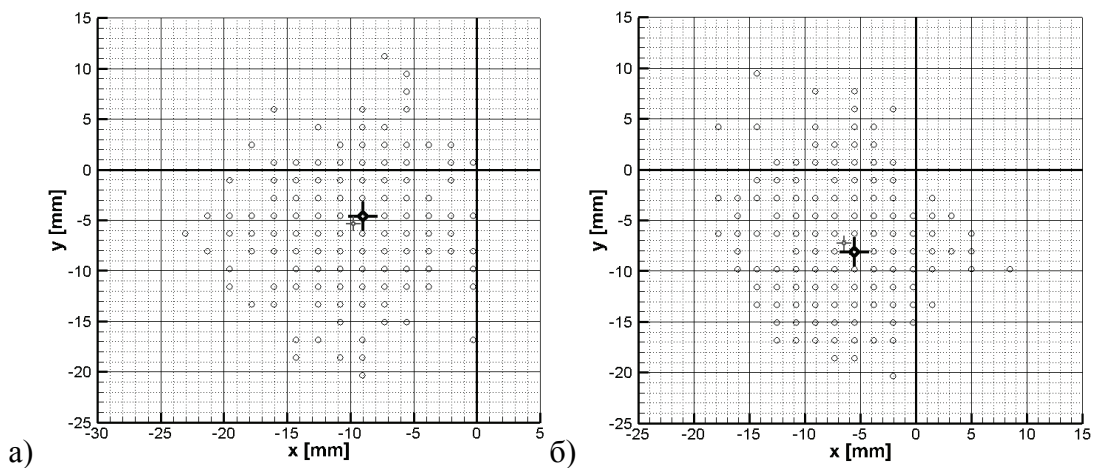
Презентовани дијаграми указују на немогућност третирања турбулентног вихорног струјања на потису аксијалног вентилатора као квазидвостепенског нарочито у области вртложног језгра. Ово је у потпуности у сагласју са измереним вредностима радијалне брзине у овој области, као и приказаним значајним интензитетима турбуленције у области вртложног језгра. На овај начин, опажања у вези са проблемом слабе поновљивости мерења у области вртложног

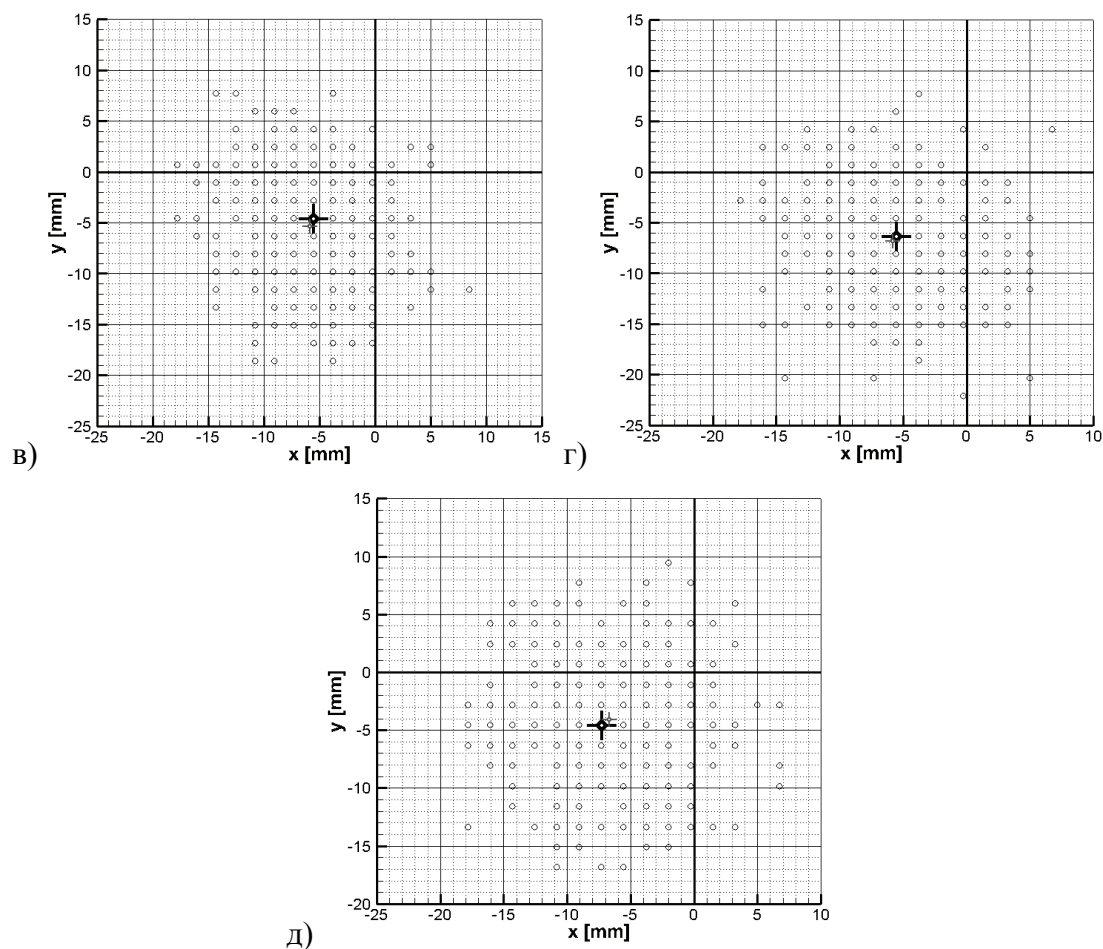
језгра, а која су изложена у радовима Бенишек (1979), Вукашиновић (1996) и Лечић (2003), добијају своју пуну потврду и објашњење. Овде се може истаћи значај примене оптичких метода, попут ПИВ и ЛДА, у областима рециркулационог, односно струјања са израженим просторним карактером, што није случај код мерних метода са класичним сондама и сондама са загрејаним влакнима.

7.2.3 Истраживање прецесије вртложног језгра и утицаја Рејнолдсовог броја на његову стабилност и прецесионо кретање

Анализа турбулентног брзинског поља и његових структуралних параметара показала је да постоји карактеристична асиметрија расподеле мерених статистичких величина, Расподела вртложности је непосредно повезана са свим овим ефектима, као и феноменом прецесионог кретања језгра. Као критеријум за истраживање прецесије вртложног језгра усвојен је принцип минимума укупне брзине. Наиме, на основу резултата мерења одређује се статистички скуп тачака са заједничким својством, да се у свакој од њих појавила бар једном најмања, тј. минимална вредност резултујуће брзине. Даљим статистичко-нумеричким поступком се израчунава учестаност појављивања појединих тачака из тог скупа, која је једнака броју минимума брзина које су се појавиле у тим тачкама. Брзина узорковања од 2Hz је дала 400 снимака, односно реализација, док је брзина од 7Hz дала 99 снимака.

Позиције минимума укупне брзине $c_{\min} = |\underline{U}|_{\min}$, за 400 снимака насталих брзином узорковања од 2Hz, за вентилатор ЗП30, пресек 1 и свих пет режима су дате на сликама 7.21а-д.

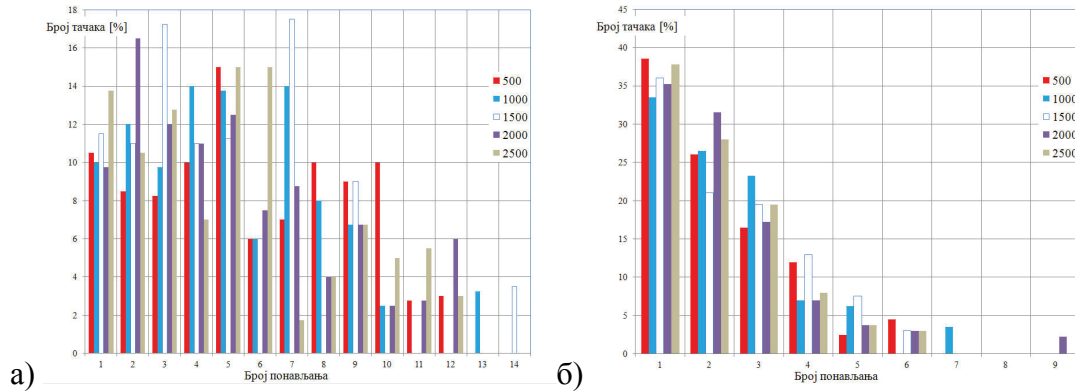




Слика 7.21 Минимуми укупне брзине вентилатора ЗП30, пресеку 1, за свих пет режима у пресеку 1, редом, при брзини узорковања од 2Hz.

Геометријско тежиште свих 400 позиција је маркирано са малим сивим крстом, док се минимум осредњеног брзинског поља обележава са црним великим крстом. Приметно је да је њихово преклапање најизраженије при четвртном режиму и да се оба маркера налазе у трећем квадранту. Такође, ни у једном случају нема видљивих 400 тачака, јер се велики проценат позиција понавља. Број видљивих тачака на дијаграмима на сликама 7.21а-д је редом 115, 123, 131, 128 и 133. У пресеку 1 јединствених тачака има за све режиме сличан број и то, редом 10,5%, 10%, 11,5%, 9,75% и 13,75%. У пресеку 3 је ситуација знатно другачија, јер јединствених тачака има, редом за све режиме, 38,5%, 33,5%, 36%, 35,25% и 37,75%. Може се закључити да је број јединствених тачака знатно већи у низструјном пресеку.

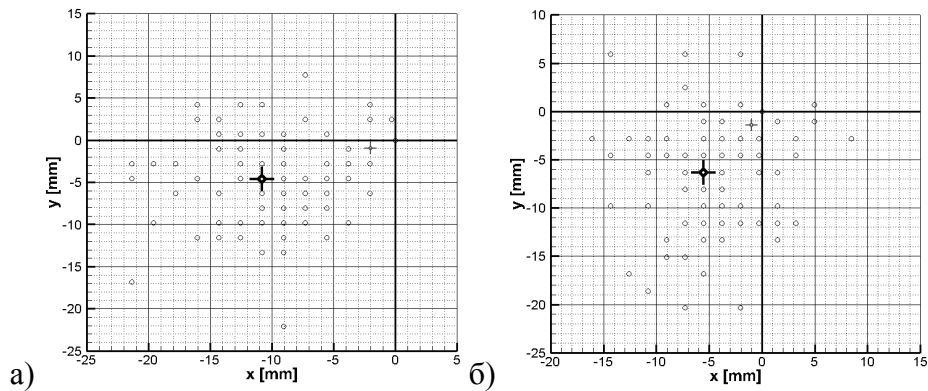
Расподела броја понављања за све режиме при снимању са 2Hz у оба пресека је дата на слици 7.22.

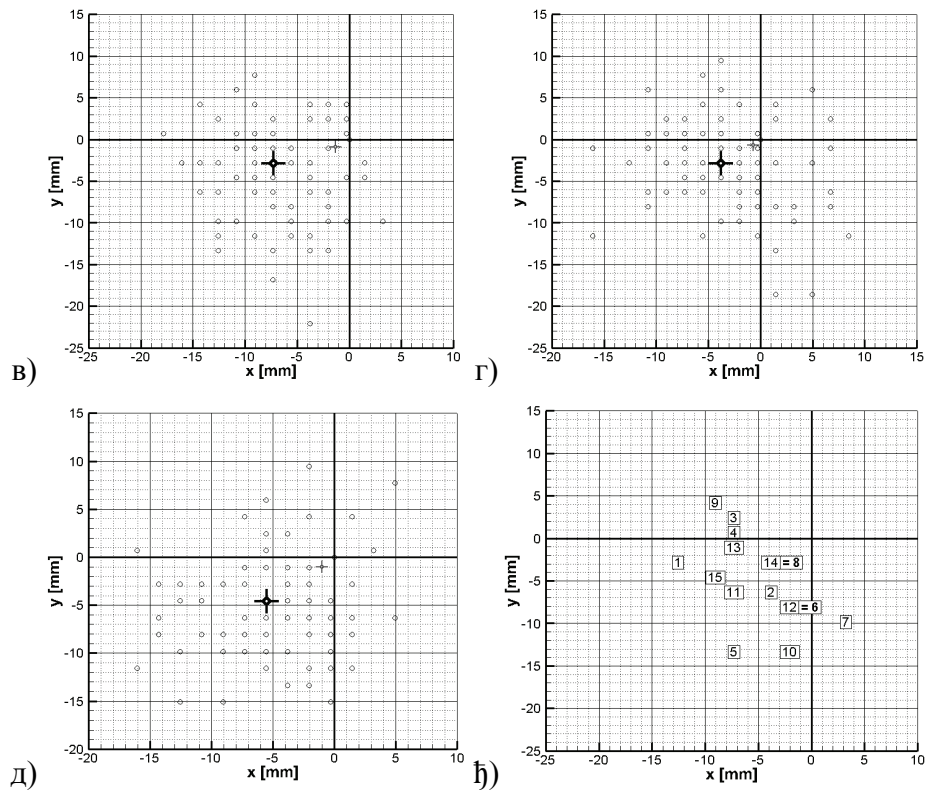


Слика 7.22 Број појављивања тачака при узорковању са 2Hz за ЗП30 при свим режимима рада: а) пресек 1 и б) пресек 3.

С обзиром да је процентуални удео јединствених тачака у пресеку 3 за све режиме већи од 33%, закључује се да је динамика вртложног језгра израженија у том пресеку.

На дијаграмима на слици 7.23а-д се може уочити да је већа разлика између геометријског тежишта тачака и минимума осредњеног поља брзине у случају снимања са учестаношћу од 7 Hz.



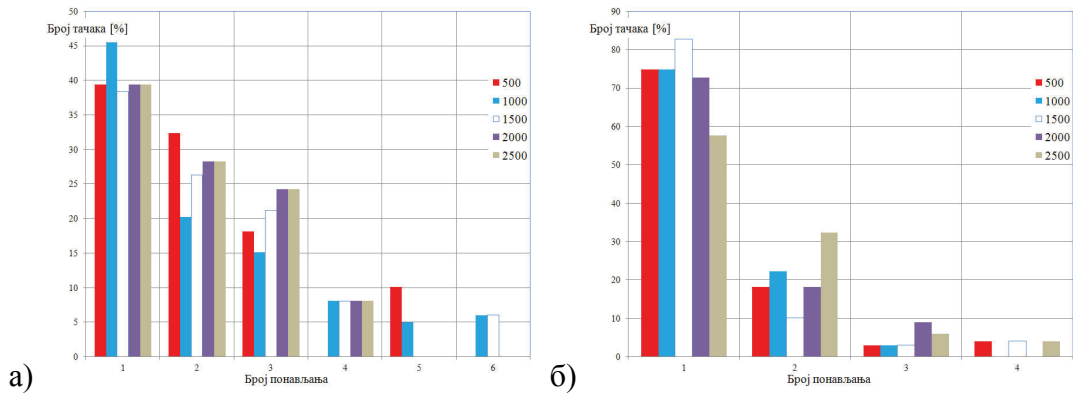


Слика 7.23 а-д) Позиције минимума укупне брзине вентилатора ЗП30 за брзину узорковања 7Hz, за свих пет режима у пресеку 1, редом и ђ) режим n_3 приказ првих 15 тачака.

И при овом узорковању су оба маркера у трећем квадранту. Број тачака који се види на претходним дијаграмима важи за свих пет режима редом 63, 64, 61, 63 и 63.

На слици 7.23 ђ је приказано првих 15 тачака за режим n_3 по хронолошком редоследу. Оваква анализа се обавља за све режиме рада.

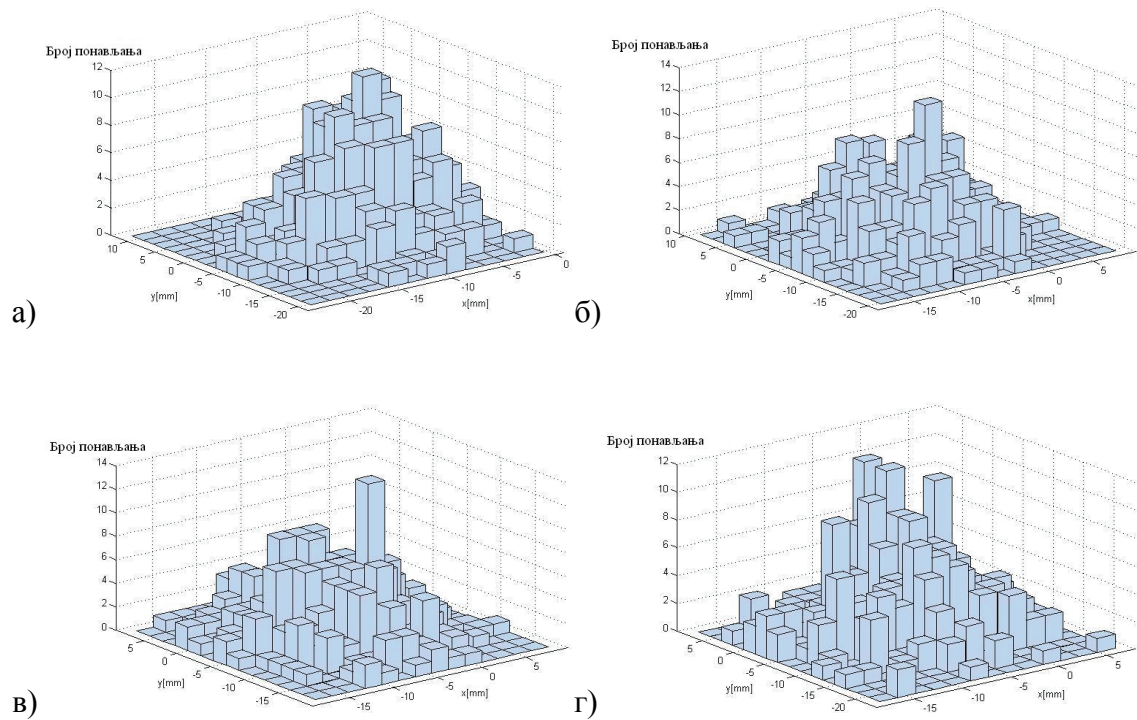
На дијаграмима на слици 7.24 је приказана расподела броја тачака по одређеном броју појављивања при СПИВ мерењима вентилатора ЗП30 са учестаношћу од 7Hz и то за свих пет режима рада у пресецима 1 и 3.

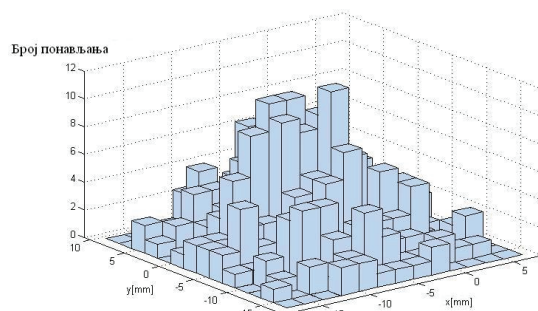


Слика 7.24 Процентуални удео броја тачака са појављивањима при мерењима са 7Hz за ЗПЗ0 при свим режимима рада: а) пресек 1 и б) пресек 3.

Може се закључити да је процентуално већи број јединствених тачака, него при дужем снимању. У пресеку 3 је више од 2/3 јединствених тачака за скоро све режиме осим петог где су највеће брзине струјања.

На сликама 7.25а-д су дати хистограми са бројем понављања у различитим тачкама попречног пресека 1 за све режиме рада вентилатора ЗПЗ0, при брзини снимања од 2Hz.



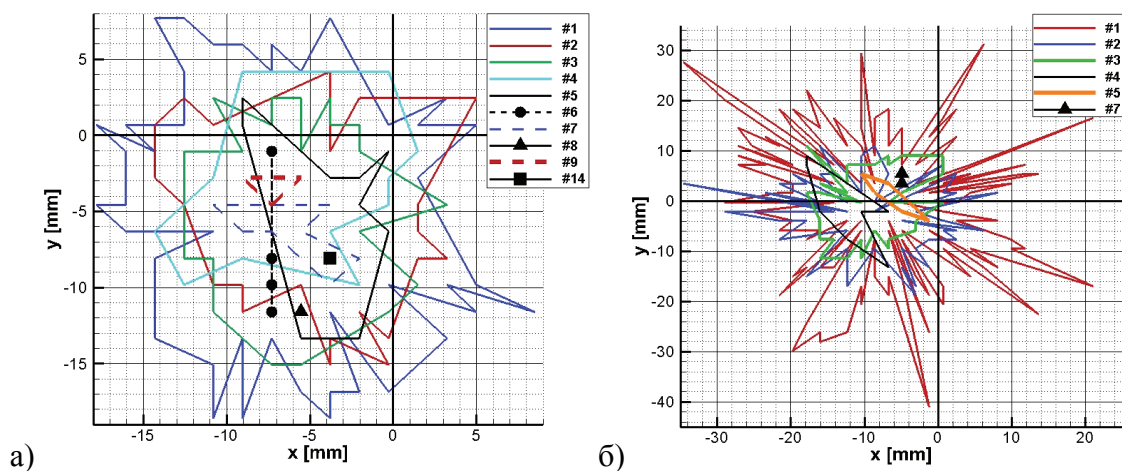


д)

Слика 7.25 Хистограм броја појављивања позиција минимума укупне брзине, у (x,y) равни снимања за вентилатор ЗП30, фреквенција узорковања 2Hz, пресек 1 за свих пет режима, редом.

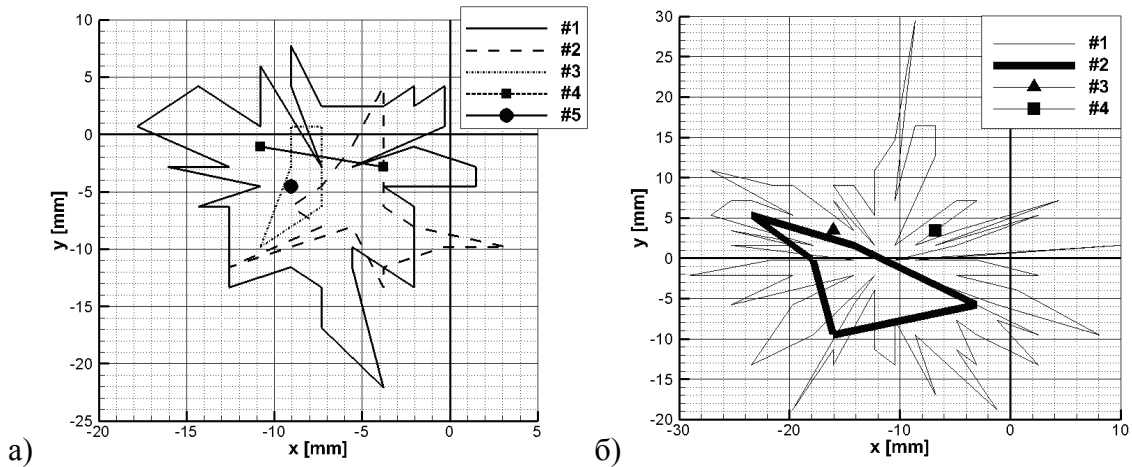
Са хистограма се може одредити број појављивања минимума брзине, односно центра вртложног језгра, у свакој тачки мерног пресека.

Из хистограма на слици 7.25в се добијају изолиније (линије са истим бројем појављивања позиције минимума укупне брзине) за вентилатор ЗП30, режим n_3 , пресек 1 и фреквенцију узорковања 2Hz које су приказане на слици 7.26а. Упоредивањем са изоконтурама на слици 7.26а за исти вентилатор и режим струјања, али у пресеку 3, закључује се да је много ужа област прецесионог кретања вртложног језгра у пресеку 1 него у пресеку 3. Приметно је и да су присутне позиције са duplo већим броје појављивања у пресеку 1, него у пресеку 3, што је у складу са дијаграмима на слици 7.22.



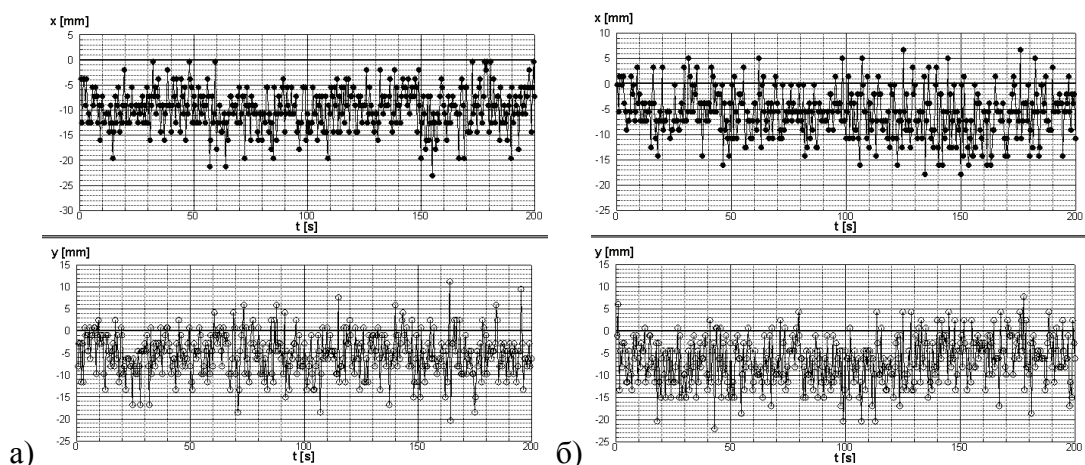
Слика 7.26 Изо-линије броја појављивања минимума укупне брзине за вентилатор ЗП30 при режиму рада n_3 , и фреквенцију узорковања 2Hz у пресецима а) 1 и б) 3.

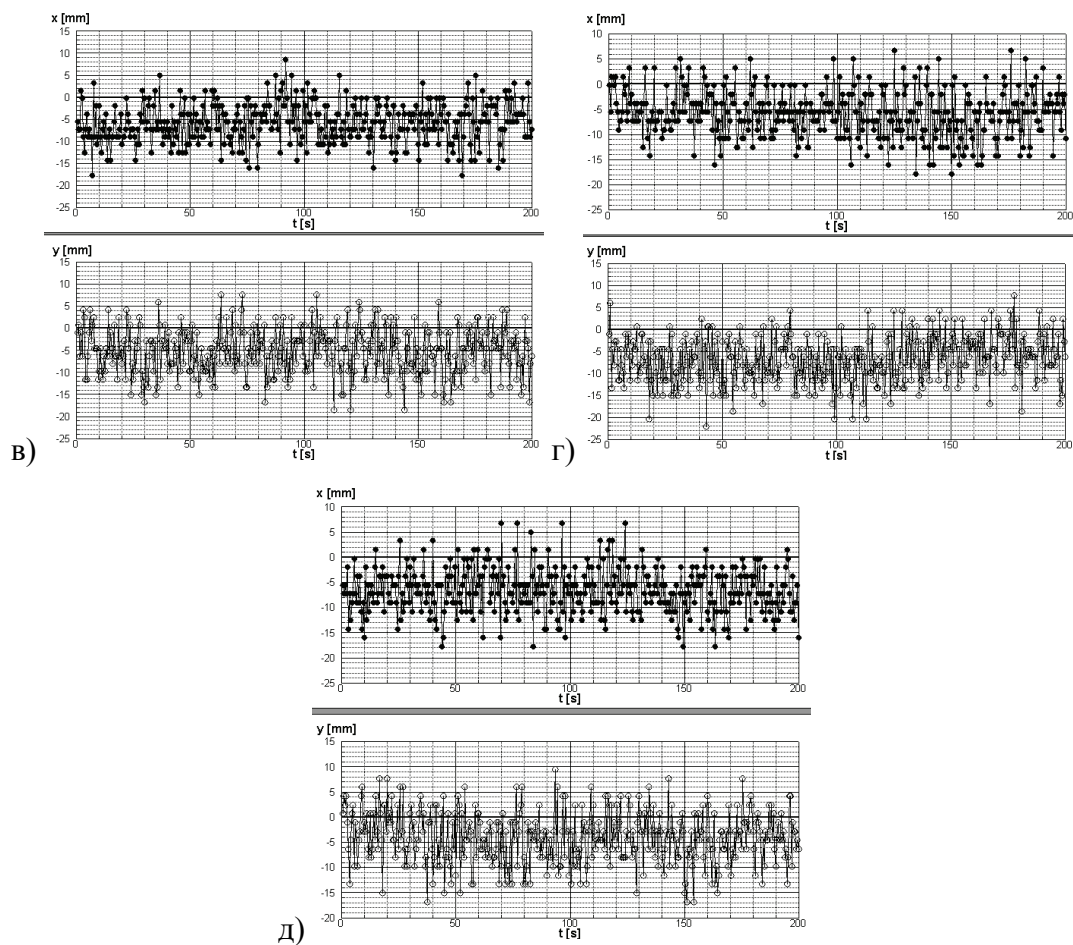
Контуре имају сличан карактер и при мерењима са фреквенцијом узорковања 7Hz (слика 7.27).



Слика 7.27 Изо-линије броја појављивања минимума укупне брзине за вентилатор ЗП30 при режиму рада n_3 , и фреквенцију узорковања 7Hz у пресецима а) 1 и б) 3.

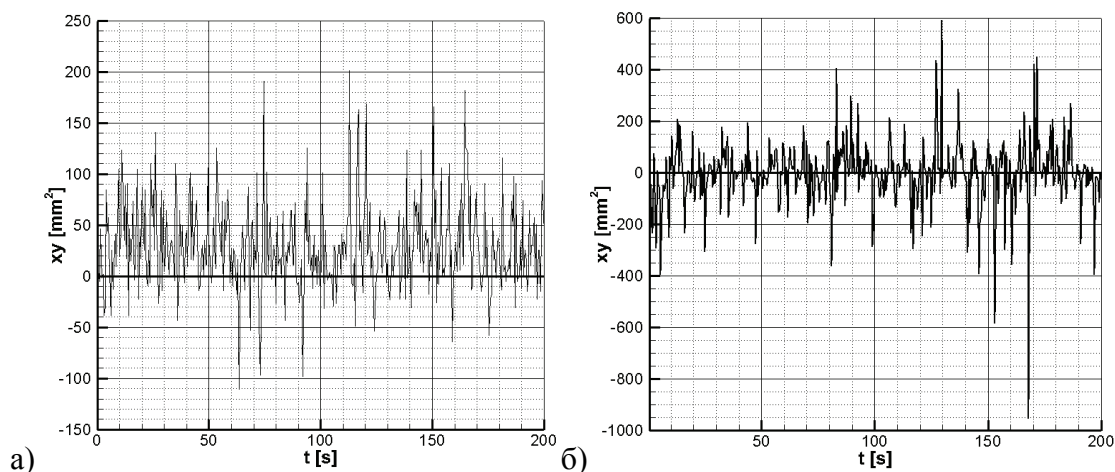
Из резултата снимања брзином узорковања од 2Hz за вентилатор ЗП30 у пресеку 1 и свих пет режима струјања следе слике 7.28а-д. На сликама се могу видети (x,y) координате центра вртложног језгра, окарактерисаног минимумом укупне брзине, у времену. Подаци су узорковани у временском периоду од 200s.





Слика 7.28 Положаји центра вртложног језгра током времена у пресеку 1 за вентилатор ЗП30 и свих пет режима рада, са учестаношћу узорковања од 2Hz.

Из претходних резулата је могуће формирати корелације типа χ у на које се могу применити статистички алати. Корелације χ у за вентилатор ЗП30 у пресеку 1, режим рада n_3 и брзину узорковања 2Hz су дате на слици 7.29а.



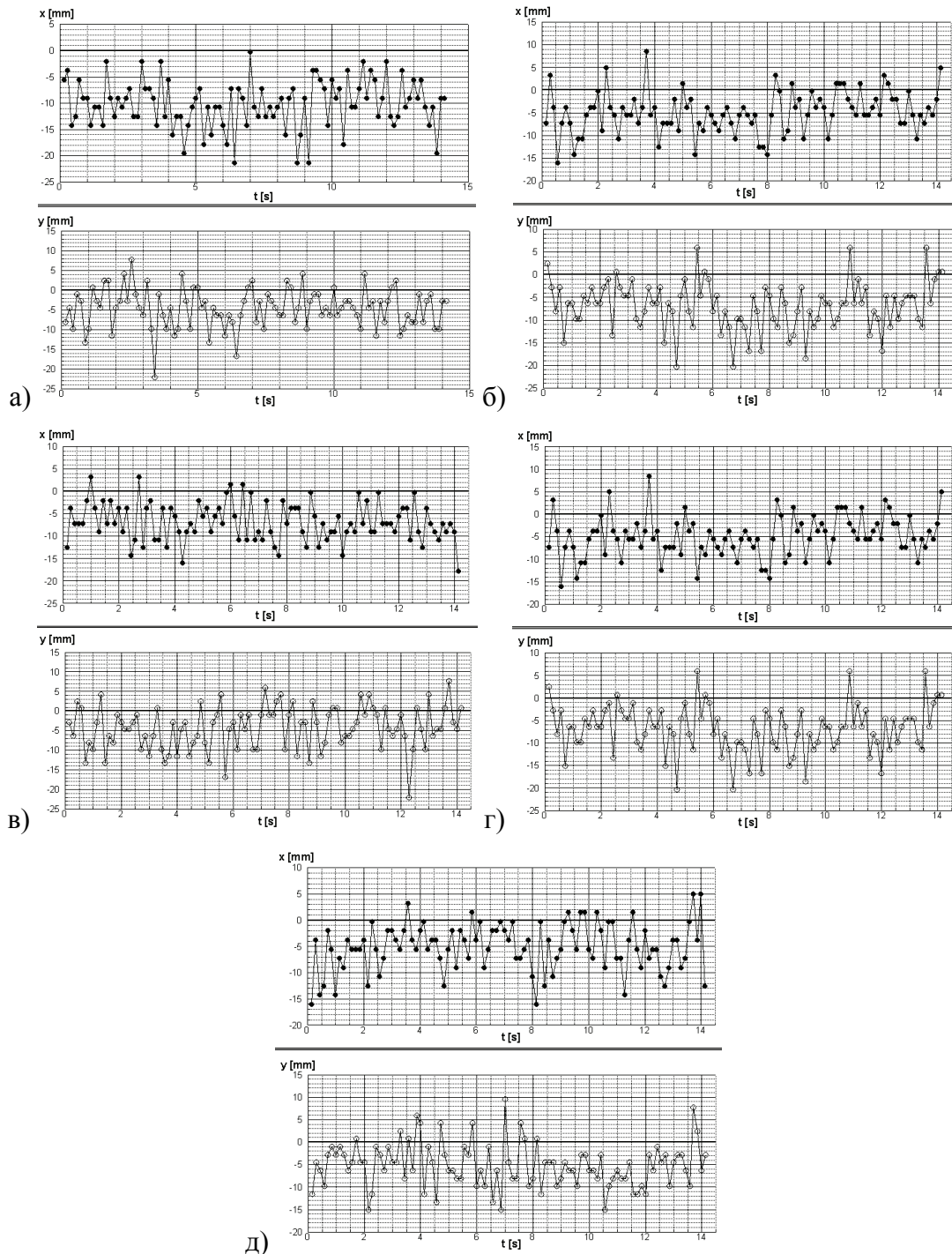
Слика 7.29 Временски запис корелације xy за вентилатор ЗП30, режим рада n_3 , брзина узорковања 2Hz пресеци а) 1 и б) 3.

Може се закључити да су тренутне вредности корелација претежно позитивне ($xy(t) > 0$), што је у складу са позицијом геометријског тежишта свих минимума брзине у трећем квадранту на слици 7.21. Наравно позитивне корелације упућују и на могућност појављивања тачака у првом квадранту. Оваква временска зависност корелације xy је присутна код свих режима рада, осим за n_5 где је нешто израженији скуп негативних вредности, али је и даље доминантан скуп позитивних вредности. Код свих пет режима се могу уочити сличне амплитудно-фреквентне карактеристике временских записа корелације xy .

На слици 7.29б, за исти режим рада вентилатора ЗП30 и исту брзину узорковања од 2Hz, је уочљив другачији временски запис корелације xy . Приметно су другачије и амплитудно-фреквентне карактеристике овог сигнала. Максимална амплитуда је више од четири пута већа у пресеку 3 него у пресеку 1. Ово је још један показатељ другачије динамике вртложног језгра у низструјном пресеку у односу на пресек 1, на потису обртног кола аксијалног вентилатора.

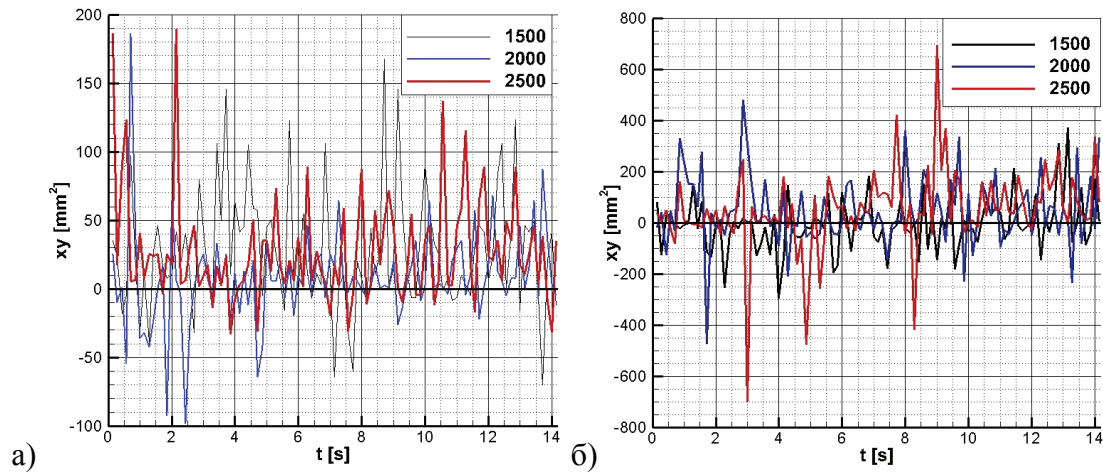
На дијаграмима на сликама 7.30а-д се могу видети промене (x,y) координате минимума укупне брзине у времену за вентилатор ЗП30, пресек 1, за свих пет

режима рада и брзину узорковања од 7Hz. Подаци су снимани у периоду од приближно 14s.



Слика 7.30 Положаји центра вртљогног језгра за вентилатор ЗП30 за свих пет режима у пресеку 1 са брзином узорковања од 7Hz.

На основу претходних дијаграма се може одредити позиција центра вртложног језгра, дефинисаног на основу критеријума минимума укупне брзине, у времену. Приметно је да, чак ни са овом брзином снимања од 7Hz, није могуће одредити фреквенцију осциловања центра чак ни за најспорији режим n_1 , али се може наслутити одређена корелацији са бројем обртаја вентилатора.



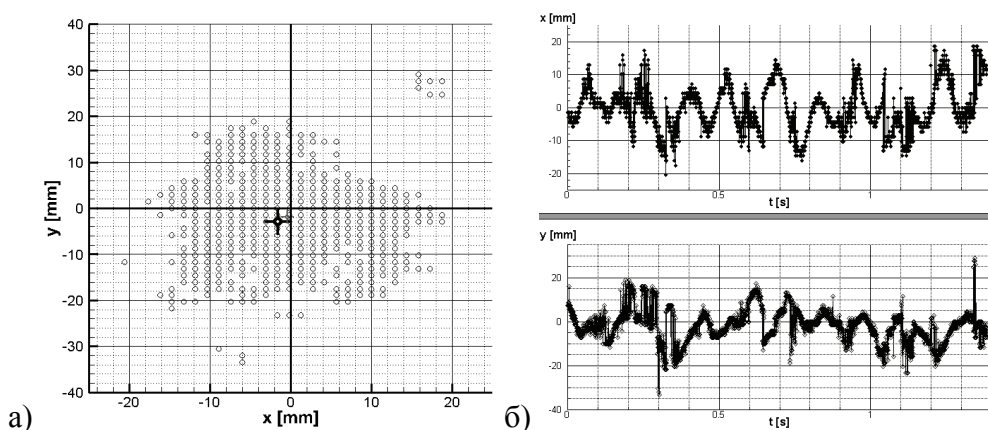
Слика 7.31 Временски запис корелације xu за вентилатор ЗП30, режими рада n_3 до n_5 , брзина узорковања 7Hz пресеци а) 1 и б) 3.

Временски записи корелација xu које су настале са брзином узорковања од 7Hz у пресецима 1 и 3 је сличан са одговарајућим при брзини узорковања од 2Hz. Поново је у пресеку 1 доминантна позитивна корелација $xu(t) > 0$, што је у складу са позицијом геометријског тежишта у трећем квадранту (слика 7.23). И овде се потврђује разлика фреквентно-амплитудних карактеристика сигнала из ова два пресека. Максимална вредност корелације xu , која у оба случаја настаје при режиму рада n_5 је већа око 3,7 пута, у пресеку 3 него у пресеку 1. Ово поново указује на израженију динамику вртложног језгра у пресеку 3 него у пресеку 1.

За режим рада n_1 , вентилатора ЗП26, у наставку се даје динамика вртложног језгра на инсталацији Г при ТР ПИВ мерењима. На слици 7.32а приказани су минимуми укупне брзине који су снимани у временском периоду (тако рећи „тренутку времена“) нешто мањем од 1,4s.

И овде је сивим маркером у облику крста одређено геометријско тежиште свих минимума, а црним минимум осредњеног поља брзине. Разлика између два маркера је и у овом случају мала. Приметно је да је вртлог много саоснији него у случају када су мањи губици у инсталацији.

С обзиром да се ради о високој учестаности снимања података, као и да је велика осетљивост критеријума минимума укупне брзине при ТР СПИВ снимањима распоред координата центра указује на корелацију са бројем обртаја вентилатора. На слици 7.32а се види 439 тачака. О осетљивости критеријума минимума брзине при ТР СПИВ мерењима говори и чињеница да је удео јединствених тачака јако мали и да износи свега 3,79% што у односу на 2771 тачку даје износ од 105 тачака.

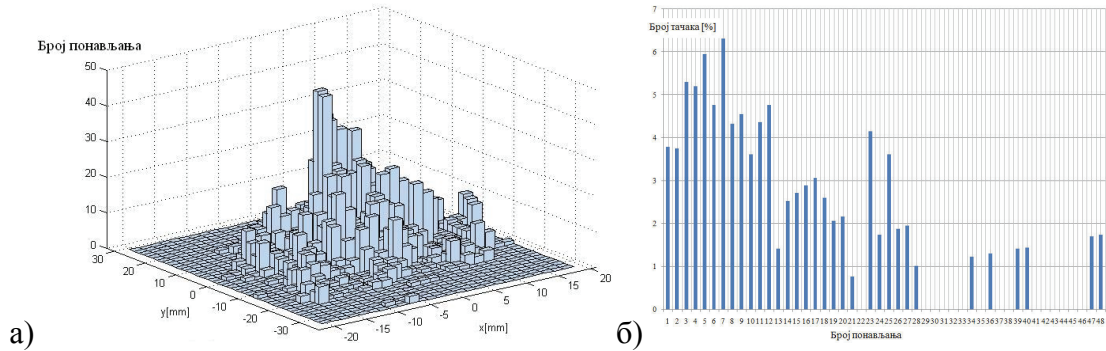


Слика 7.32 Позиције минимума укупне брзине за вентилатор ЗП26, при режиму n_1 , ласер учестаности 2kHz и камере са 4000 снимака у секунди у: а) простору и б) времену.

На сликама 7.32 и 7.33а се види да максималан број понављања одговара области уз осу цеви. На слици 7.32б је приметно таласно кретање, односно зависност обе координате од времена са периодом $T \approx 0,12s$, што одговара фреквенцији $f = 1/T \approx 8,33Hz$, односно броју обртаја вентилатора $n_1 = 500min^{-1}$. Може се закључити да ТР ПИВ мерења високе учестаности пружају изузетне могућност при

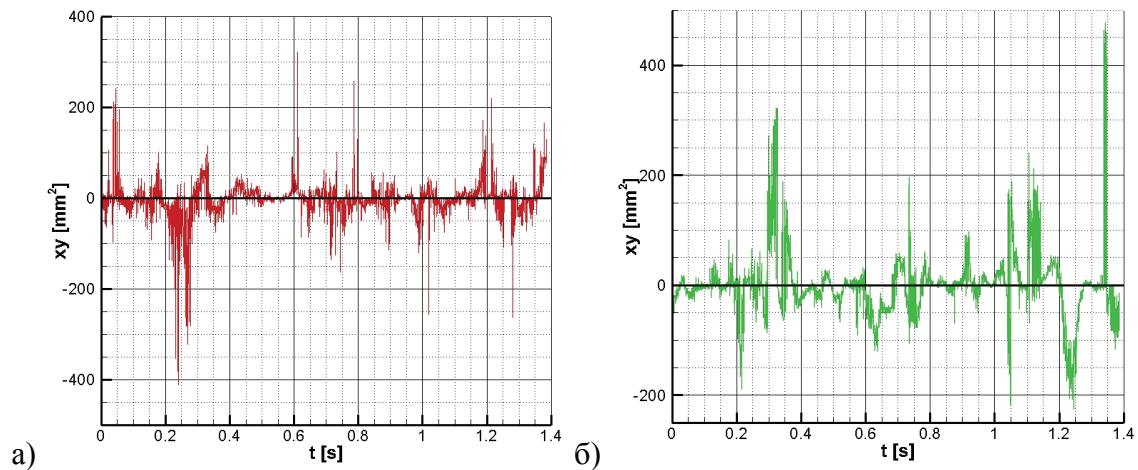
енергетској анализи струјног тока и идентификацији како великих, тако и малих вртложних структура.

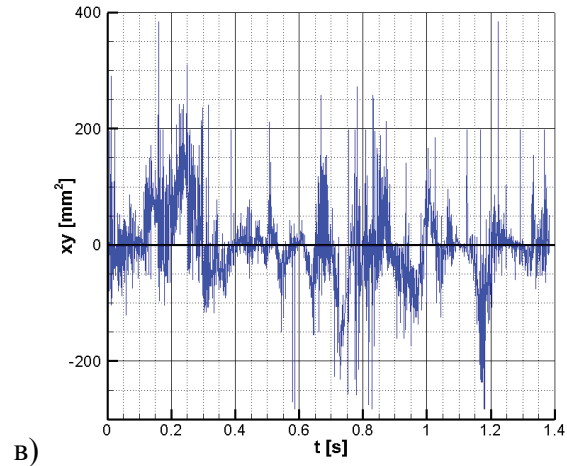
На основу расподеле процентуалног удела броја тачака по броју понављања (слика 7.33б) може се видети да су присутне и тачке са бројем понављања до 48.



Слика 7.33 Број позиција минимума укупне брзине за вентилатор ЗП26, при n_1 , ласер учестаности 2kHz и камере са 4000 снимака у секунди у: а) у простору и б) расподела процентуалног удела броја тачака по броју понављања.

На основу података приказаних на дијаграмима на слици 7.32 формиран је временски запис корелације xu за вентилатор ЗП26 (слика 7.34).

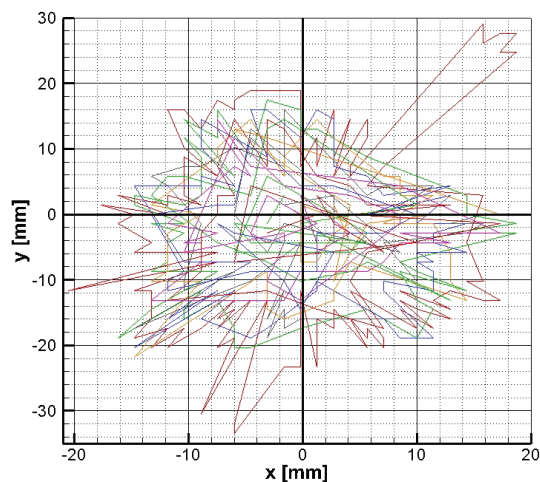




Слика 7.34 Временски запис корелације xy за режими рада n_1 , ласер учестаности 2kHz и камере са 4000 снимака у секунди, инсталација Г, вентилатори: а) ЗП22, б) ЗП26 и в) ЗП30.

Слично је урађено и за вентилаторе ЗП22 и ЗП30 при истом режиму рада и мерења. Приметне су разлике у амплитудно-фреквентним карактеристикама сигнала нарочито између вентилатора ЗП30 и остала два. Просечна вредност корелације xy је за случај вентилатора ЗП26 блиска нули, што је и у складу са сликом 7.32а.

Из података презентованих на слици 7.33а формира се слика 7.35.



Слика 7.35 Изолиније броја појављивања минимума укупне брзине за вентилатор ЗП26 при режиму рада n_1 , и фреквенцији рада ласера 2kHz и камера 4kHz на инсталацији Г.

Приметно је да се, позиције минимума налазе у широкој области, што је у складу са сликом 7.32а. С обзиром да сада број појављивања достиже вредност 48, тешко је у равни јасно разграничити изоконтуре. Међутим, овакав приказ пружа могућност да се са великом сигурношћу дефинише област кретања вртложног језгра.

8 СТРУКТУРА ТУРБУЛЕНЦИЈЕ И МЕХАНИЗАМ ТУРБУЛЕНТНОГ ПРЕНОСА У ПРАВОЈ ПОТИСНОЈ ЦЕВИ АКСИЈАЛНИХ ВЕНТИЛАТОРА

Сопствени резултати мерења и сврсисходне статистичко-нумеричке методе омогућиле су да се у овој глави добије још ближи увид у структуру турбуленције и процесе турбулентне размене у струјном пољу генерисаном обртним колима аксијалних вентилатора. При томе су примењене методе корелационе, спектралне и инваријантне теорије турбуленције. Физичком интерпретацијом резултата мерења утврђени су утицаји Рејнолдсовог броја, као и типа и режима рада аксијалног вентилатора на структуралне параметре произведеног турбулентног вихорног поља. Анализирани су такође и феномени нелокалног турбулентног преноса и неградијентне турбулентне дифузије, који настају у овом сложеном струјању, на шта указују резултати мерења и њихова теоријска анализа.

8.1 КОРЕЛАЦИОНО-СПЕКТРАЛНА И ИНВАРИЈАНТНА АНАЛИЗА СТРУКТУРЕ ТУРБУЛЕНТНОГ ВИХОРНОГ ПОЉА

Корелационе и спектралне функције, засноване на моментима вишег реда, омогућују анализу како битних детаља расподеле вероватноћа, тако и амплитудно-фреквентних карактеристика флукуационог поља. Здруженост ове анализе са инваријантном теоријом значајно побољшава увид у структуру турбуленције. То и јесте задатак овог поглавља.

8.1.1 Утицај Рејнолдсовог броја на расподеле корелационих момената вишег реда

Статистичко-структуралне карактеристике флукуационог поља аксијалних брзина, које су генерисане обртним колом вентилатора ЗП30 у пресеку 1, приказане су на сликама 8.1а, б и в. Експериментално одређене расподеле формиране су за пет вредности Рејнолдсовог броја. Истраживање његовог утицаја на структуру турбуленције је врло значајно, тако да је његова промена остварена различитим режимима рада аксијалног вентилатора ЗП30. Сваком од режима

одговара одређен Рејнолдсов број у складу са табелом 6.1 у поглављу 6.1.4 (табела 8.1).

Табела 8.1 Остварени режими рада вентилатора ЗП30 у пресеку 1.

n [min ⁻¹]	500	1000	1500	2000	2500
Re	85122	182602	277018	369612	469612

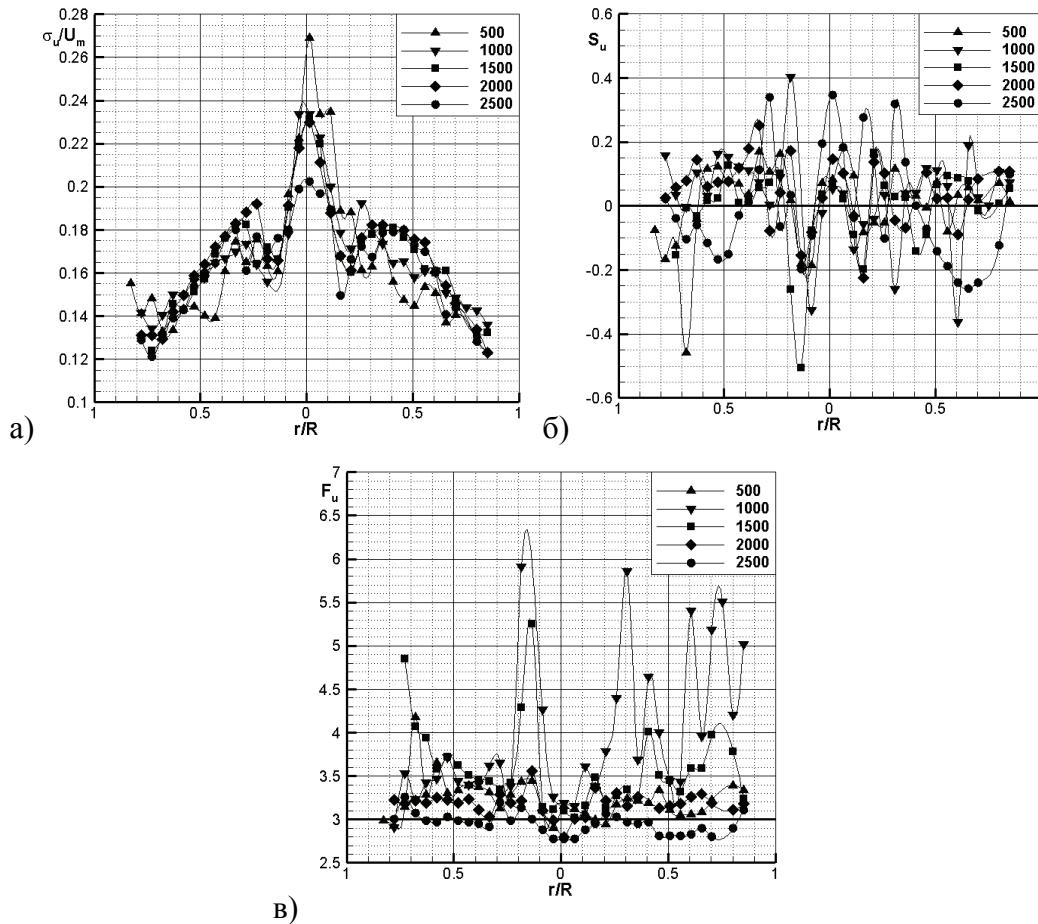
Пошто је Рејнолдсов број одређен пољем аксијалне брзине, било је сврисходно разматрати његов утицај на централне моменте другог, трећег и четвртог реда за флукуације брзине у аксијалном правцу.

Ове величине су дефинисане изразима (2.38)-(2.40) из којих следи

$$\overline{u^2} = \int_{-\infty}^{\infty} u^2 p(u) du = \frac{1}{T} \int_0^T u^2 dt, S_u = \frac{\overline{u^3}}{\sigma_u^3}, F_u = \frac{\overline{u^4}}{\sigma_u^4}, \sigma_u = (\overline{u^2})^{1/2}.$$

Измерени интензитети турбуленције у аксијалном правцу, нормализовани са одговарајућом средњом брзином (σ_u / U_m), приказани су на слици 8.1а. Уочава се да су за свих пет Рејнолдсових бројева највеће вредности нивоа турбуленције у домену вртложног језгра, аналогно расподелама на сликама 6.13а, 8.11а, б и 8.12. У поглављима 6.1 и 6.2 је разматран утицај угла лопатица кола β_R , за $n = \text{const.}$, на величине σ_u / U_m , S_u и F_u , и при томе није могло да се говори о утицају Рејнолдсовог броја, јер се он знатно мање мења при промени β_R , него што је то случај при промени режима струјања (табела 6.1). Анализа мерних података у домену вртложног језгра $0 < r/R < 0,2$, показује да се са смањењем вредности Рејнолдсовог броја повећавају вредности нивоа турбуленције σ_u / U_m . Супротно се дешава у области попречног пресека $0,35 < r/R < 0,8$. Наиме, повећању Рејнолдсовог броја одговара повећање нивоа турбуленције, који карактерише амплитудне карактеристике флукуационог поља аксијалне брзине у овој области. Карактер расподеле σ_u / U_m је доста сложен и изражава јаку међузависност средњег U_i и флукуационог u_i брзинског поља (слике 6.6, 6.13-6.16). Утицај Рејнолдсовог броја на овакве изразите корелационе повезаности испољава се у врло сложеним расподелама централних момената трећег $\overline{u^3}$ и четвртог $\overline{u^4}$ реда. О

томе сведоче измерене расподеле нормираних вредности ових момената које су приказане на сликама 8.1б, в. Уочава се знатан утицај Рејнолдсовог броја на профиле, као и на вредности коефицијената асиметрије S_u и спљоштености F_u . Од посебног значаја је чињеница да централни статистички момент трећег реда $\overline{u^3}$



Слика 8.1 Утицај Рејнолдсовог броја на статистичке моменте флукуација аксијалне брзине за вентилатор ЗП30 за свих пет режима, пресек 1: а) ниво турбуленције, б) коефицијент асиметрије и в) коефицијент спљоштености.

мења знак, као и да се то дешава у тачки максимума профила σ_u / U_m . На слици 8.1б се уочава да коефицијент асиметрије S_u , за Рејнолдсов број $Re=182602$ при режиму $n_2=1000\text{min}^{-1}$, мења знак у вртложном језгру у тачки $r/R=0,06$. На истом месту σ_u / U_m достиже своју највећу вредност, а фактор спљоштености F_u има

минимум (слике 8.1a, в). Овакве статистичке међузависности момената трећег и четвртог реда, као и њихове корелисаности са расподелом σ_u/U_m , су добро познате карактеристике турбулентног струјања у непосредној близини зида и у домену граничних слојева у вртложним траговима. Детаљном анализом добијених експерименталних расподела момената утврђује се да се за исти Рејнолдсов број ($Re=182602$) горњи значајан резултат остварује и у тачкама попречног пресека $r/R=0,35; 0,56$ и $0,64$ као и у домену $0,24 < r/R < 0,26$. Физичка интерпретација структуралних параметара $\overline{u^n}$, $n=2,3,4$ указује на изразито нехомогену турбуленцију (сл. 6.6 и 6.7), у којој у целом пресеку постоје градијенти момента $\overline{u^2}$, као и вредности троструких корелација $\overline{u_i u_j u_k}$, тј. $\overline{u^3}$ у разматраном проблему. У најужој саосној области $0 \leq r/R < 0,06$, на пример, коефицијент асиметрије је позитиван $S_u > 0$, што значи да је у овој области турбулентни пренос величине σ_u^2 у правцу x-осе проузрокован претежно позитивним флукуацијама аксијалне брзине. Асиметрија расподеле густине вероватноће у страну позитивних аксијалних флукуација се смањује са удаљавањем од осе цеви, да би у тачки $r/R=0,06$ нормирани момент S_u променио знак. Физички то значи да је дошло до промене смера преноса кинетичке енергије аксијалних флукуационих брзина у области $0,06 < r/R < 0,23$ у којој је $S_u < 0$. Сагласно члановима турбулентне дифузије D_{ij} и $D_{\alpha\beta}$ у диференцијалним једначинама статистичких момената другог реда (2.57) и (8.8), величине $-\partial_k \overline{u_i u_j u_k}$ карактеришу, заједно са другим процесима настајања и дисипације флукуација, брзину промене момента $\overline{u_i u_j}$ изазвану турбулентном дифузијом. У овде разматраном случају је $i=j=k=1$ тако да једначина (2.57) у цилиндричном координатном систему (x, r, ϕ) добија облик:

$$U \partial_x \overline{u^2} + V \partial_r \overline{u^2} = -2(\overline{u^2} \partial_x U + \overline{uv} \partial_r U) - [\partial_x \overline{u^3} + r^{-1} \partial_r (\overline{ru^2v}) - v \Delta \overline{u^2}] + 2\rho^{-1} (\overline{p \partial_x u} - \partial_x \overline{up}) - 2v [(\nabla \underline{u})^T \cdot (\nabla \underline{u})]_{xx}.$$

Физичко значење појединих чланова исто је као и у једначинама (2.55)-(2.60). Лева страна једначине карактерише конвекцију двоструке кинетичке енергије аксијалних флукуационих брзина $\overline{u^2}$, док четири члана на десној страни једначине редом означавају продукцију P_{u^2} , дифузију D_{u^2} , редистрибуцију

(корелације флукуационих поља притиска и аксијалне брзине) P_{u^2} и дисипацију $\varepsilon_{u^2} \equiv \varepsilon_{xx}$ која представља компоненту ε_{xx} тензора дисипације $\underline{\underline{\varepsilon}}$ дефинисаног изразом (2.56). Величина $-\partial_x \overline{u^3}$, тј. $-\partial_x S_u$ се налази у дифузионом члану D_{u^2} , тако да својим променама у низструјном смеру утиче на промене нормалног турбулентног напона σ_u^2 . Турбулентна дифузија енергије $\overline{u^2}$ у радијалном правцу остварује се помоћу корелционог момента $\overline{u^2 v}$, чије просторне расподеле утичу на промене интензитета турбуленције σ_u . У једначинама за коефицијент асиметрије S_u појављују се, у складу са једначинама (2.55) и (8.8), момент σ_u^2 и коефицијент спљоштености F_u . Њихова међусобна корелисаност приказана је на сликама 8.1а, б, в, која је изузетно сложена због изразите нехомогености средњег поља брзине (слика 6.6а, б, в). Наиме, присуство вртлога, тј. обимске брзине W проузрокује веома нехомогено поље средње аксијалне брзине U како у аксијалном, тако и у радијалном правцу. Ова чињеница се једноставно сагледава и у продукционом члану претходне једначине $P_{u^2} = -2(\overline{u^2} \partial_x U + \overline{uv} \partial_r U)$, који карактерише генерисање кинетичке енергије $\overline{u^2}$ у струјним областима са различитим пољима деформационих брзина чије су компоненте $\partial_x U_i$ и $\partial_r U_i$, $U_i=U, V, W$.

Анализирани феномени значајне међусобне повезаности момената σ_u^2 , S_u и F_u за случај $Re=182692$, уочени су, на основу мерних резултата, и за остале Рејнолдсове бројеве. Тако за $Re=277018$, у режиму рада n_3 , у тачки $r/R=0,08$ важе релације: $\sigma_u / U_m = (\sigma_u / U_m)_{max}$, $S_u = 0$ и $F_u = F_{u,min}$ (слика 8.1а, б, в). За најмањи Рејнолдсов број $Re=85122$, који се јавља у режиму рада $n_1=500 \text{ min}^{-1}$, закључују се да за добијене експерименталне резултате следе зависности: $S_u(r/R=0,13; 0,54)=0$, $\sigma_u(r/R=0,13; 0,54)=\sigma_{u,max}$ и $F_u(r/R=0,13; 0,54)\approx F_{u,min}$. Карактеристична својства турбулентног преноса и структуре турбуленције, која су повезана са чињеницом да S_u мења знак на месту где σ_u^2 има максималну, а F_u минималну вредност, јављају се и у режиму n_5 за највећи Рејнолдсов број $Re=469612$ у тачкама $r/R=0,06$ и $r/R=0,42$. Под појмовима $(\sigma_u / U_m)_{max}$ и $F_{u,min}$ подразумевају се како највећа и

најмања вредност у пресеку, тако и локалне максималне и минималне вредности које се јављају у појединим струјним областима пресека.

Слике 8.1б, в показују утицај Рејнолдсовог броја не само на карактеристичне расподеле S_u и F_u , већ и на њихове карактеристичне вредности. У режиму рада n_2 , када је $Re=182602$, измерене су велике вредности коефицијента спљоштености F_u , тако да, с обзиром на вредности S_u , у целом пресеку 1 постоји знатно одступање расподеле густина вероватноћа аксијалних флукуација брзине од Гаусове расподеле. У тачки $r/R=0,3$, на пример, коефицијент асиметрије има негативну вредност $S_u=-0,28$, док нормирани момент четвртог реда достиже свој максимум $F_u(r/R=0,3)=F_{u,max}=5,9$. Пикови ових расподела јављају се такође и у тачки $r/R=0,6$ са вредностима $S_u=-0,38$ и $F_u=5,4$. За ова оба случаја је карактеристично да се расподеле вероватноћа одликују асиметријом, која је изражена у страну негативних амплитуда аксијалних флукуација. Обе расподеле имају велике вредности коефицијента спљоштености F_u , чиме се утврђује да у посматраним тачкама $r/R=0,3$ и $0,6$ и њиховој непосредној околини мале позитивне аксијалне флукуације имају највећу вероватноћу. Коефицијент асиметрије S_u мења свој предзнак у тачки $r/R=0,66$, у којој су $S_u=0,22$ и $F_u=4$. Овакве вредности карактеришу асиметрију расподеле вероватноће у страну позитивних аксијалних флукуација, као и најчешће појављивање малих негативних флукуација.

Утицај највећег Рејнолдсовог броја $Re=469612$ у режиму рада n_5 огледа се у значајној промени поља нормализованих момената трећег S_u и четвртог F_u реда (слика 8.1б, в). Уочавају се врло мале вредности коефицијената спљоштености F_u које су, изузимајући мали домен пресека, мање од вредности Гаусове дистрибуције. Расподела F_u је без пикова и доста равномерна, без изразитијих локалних минимума и максимума, што није случај код расподеле S_u . У домену вртложног језгра, и то у тачки на оси цеви $r/R \approx 0$, коефицијент асиметрије S_u достиже своју највећу позитивну вредност $S_u=0,35$, а коефицијент спљоштености своју најмању вредност $F_{u,min}=2,75$. Физичка интерпретација ових експерименталних резултата ближе одређује структуру турбулентног вртложног језгра. Велике позитивне флукуације аксијалне брзине, јер је $S_u > 0$, су последица

интензивне турбулентне размене количине кретања и дифузионих процеса претежно усмерених ка оси цеви, што потврђују расподеле средњег и флукуационог поља радијалне брзине, као и корелационог момента \overline{uv} (слике 6.6в, 6.15а, б и 7.2а). Минималне вредности коефицијента спљоштености карактеришу сложену структуру вртложног језгра, јер величини $F_{u,\min}=2,75$ одговара хијерархија вртлога различитих просторних и временских размера, са широким спектром амплитудно-фреквентних карактеристика. Тачка $r/R=0,65$ припада основном струјању и у њој су мерене вредности $S_u=-0,26$ и $F_u=2,9$. Оне указују на структурална својства турбуленције, која су слична већ описаним својствима везаним за тачку на оси $r/R\approx 0$. При томе се најпре мисли на поље нормираног момента F_u , док негативна вредност коефицијента асиметрије S_u карактерише разлике у структури поља аксијалних флукуација, у односу на поље у тачки $r/R\approx 0$. Наиме, у тачки $r/R=0,65$, као и у домену $0,4<r/R<0,8$, коме она припада, асиметрија расподеле вероватноће је у страну негативних аксијалних флукуација. У овом домену попречног пресека расподела коефицијента спљоштености је равномерна са вредностима $2,8<F_u<3$, што карактерише структуру турбуленције са широким спектром вртлога различитих размера.

Може се закључити да резултати мерења показују да постоји знатан утицај Рејнолдсовог броја на расподелу статистичких момената и структуру турбуленције. Напомиње се да је Рејнолдсов број, иако по дефиницији, у себи садржи поље аксијалних брзина, суштински спрегнут са укупним брзинским пољем, јер вихор генерисан колом аксијалног вентилатора формира тродимензијско поље брзина и врши прерасподелу између његових компонената (слика 6.6а, б, в). Добијени експериментални подаци, из којих се закључује о сложеним расподелама и великим вредностима статистичких момената, као и о одступањима од Гаусове расподеле вероватноће, показују да се може говорити како о постојању организованих кохерентних структура, тако о интермитентним појавама у турбулентном вихорном струјању.

8.1.2 Структура турбуленције у светлу инваријантне теорије

Велики проблем за моделирање турбуленције је њена суштинска анизотропност, тако да претпоставке о њеној локалној изотропности морају бити увек преиспитане. Локална анизотропност се, међутим, не може експериментално једноставно и отпрве директно доказати. Размишљања о локално-изотропној турбуленцији Колмогоров је формулисао у своје две хипотезе о сличности, о чему ће бити више речи у наредном одељку у оквиру спектралне теорије турбуленције. Примена корелационе теорије у овој области огледа се у инваријантној теорији турбуленције. Основна идеја ове теорије је квантитативни опис анизотропности турбуленције. Као меру анизотропности Lumley и Newman (1977) су увели тензор анизотропности $\underline{\underline{A}} = a_{ij} \underline{e}_i \underline{e}_j$

$$\underline{\underline{A}} = -\left(\frac{1}{2\rho k} \underline{\underline{T}} + \frac{1}{3} \underline{\underline{I}}\right), \quad a_{ij} = \frac{1}{2k} \overline{u_i u_j} - \frac{1}{3} \delta_{ij}, \quad (8.1)$$

где су $\underline{\underline{T}}$ - тензор Рејнолдсових напона (2.33) и $k = \frac{1}{2}(\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}) = \frac{\overline{q^2}}{2}$ - кинетичка енергија турбуленције (2.60). У изотропној турбуленцији ($\overline{u_i u_j} = (2/3)k\delta_{ij}$) све компоненте тензора $\underline{\underline{A}}$ ишчезавају, тј. $a_{ij} = 0$. Анализа осталих стања анизотропности турбуленције заснива се на истраживању величина a_{ij} , тј. поља тензора другог реда $\underline{\underline{A}}$. У том циљу је сврсисходно применити инваријантну теорију, тј. математичко оруђе засновано на анализи инваријантних тензора анизотропности. Скалар A , који представља главну, тј. сопствену вредност тензора $\underline{\underline{A}}$ задовољава једначину $(\underline{\underline{A}} - A\underline{\underline{I}}) \cdot \underline{V} = 0$, у којој је вектор \underline{V} , који није нула вектор, главни, сопствени вектор тензора $\underline{\underline{A}}$. Када се претходна једначина напише у компоненталном облику у Декартовом координатном систему добија се систем хомогених линеарних једначина $(a_{ij} - A\delta_{ij})V_j = 0$ за компоненте вектора \underline{V} , који има решења различита од нуле само за вредности A које задовољавају једначину $\det\|a_{ij} - A\delta_{ij}\| = 0$, која може да се напише у облику

$$A^3 - I_a(\underline{\underline{A}})A^2 + \Pi_a(\underline{\underline{A}})A - \text{III}_a(\underline{\underline{A}}) = 0 \quad (8.2)$$

у којој су величине I_a , Π_a и III_a скаларне функције компонената тензора анизотропности $\underline{\underline{A}}$ и представљају прву, другу и трећу инваријанту тензора другог реда $\underline{\underline{A}}$. Главне вредности тензора $\underline{\underline{A}}$ су корени A_1 , A_2 и A_3 карактеристичне једначине (8.2), помоћу којих се три независне инваријанте изражавају у облику

$$\begin{aligned} I_a &= A_1 + A_2 + A_3 = \text{tr}(\underline{\underline{A}}), \\ \Pi_a &= A_1 A_2 + A_1 A_3 + A_2 A_3 = \frac{1}{2} \{[\text{tr}(\underline{\underline{A}})]^2 - \text{tr}(\underline{\underline{A}}^2)\}, \\ \text{III}_a &= A_1 A_2 A_3 = \det(\underline{\underline{A}}) = \frac{1}{3} \text{tr}(\underline{\underline{A}}^3) - \frac{1}{2} \text{tr}(\underline{\underline{A}}) \cdot \text{tr}(\underline{\underline{A}}^2) + \frac{1}{6} [\text{tr}(\underline{\underline{A}})]^3, \end{aligned} \quad (8.3)$$

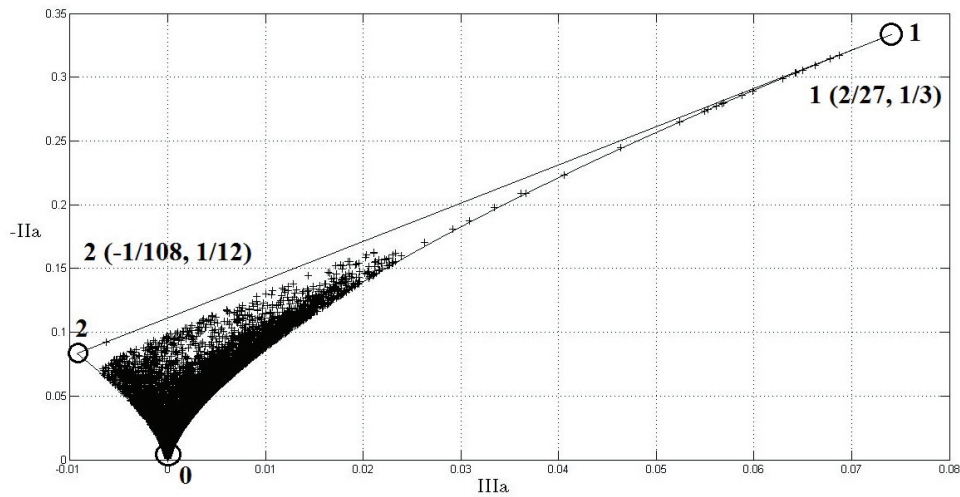
при чему (...) означава матрицу одговарајућег тензора, а $\text{tr}(\dots)$ траг тензора записаног у матричном облику. У Декартовом координатном систему поједини чланови у (8.3) дефинисани су изразима

$$\begin{aligned} \text{tr} \underline{\underline{A}} &\equiv \text{tr}(\underline{\underline{A}}) = \underline{\underline{A}} : \underline{\underline{I}} = a_{ii} = a_{11} + a_{22} + a_{33}, \\ \text{tr}(\underline{\underline{A}}^2) &= \underline{\underline{A}}^2 : \underline{\underline{I}} = a_{ik} a_{ki}, \\ \text{tr}(\underline{\underline{A}}^3) &= \underline{\underline{A}}^3 : \underline{\underline{I}} = a_{i\alpha} a_{\beta i} a_{\alpha\beta}, \end{aligned}$$

чијим се уврштавањем у једначине (8.3), уз уважавање релације (8.1), добија

$$I_a = 0, \quad \Pi_a = -\frac{1}{2} a_{ij} a_{ji}, \quad \text{III}_a = \frac{1}{3} a_{ij} a_{ik} a_{jk}. \quad (8.4)$$

Прва инваријанта, тј. траг тензора анизотропности једнак је нули сагласно дефиницији (8.1). Према томе, истраживање анизотропности турбуленције, која је један од најугицајнијих фактора који одређују динамичка својства турбуленције, свело се на анализу две независне величине, тј. две инваријанте тензора анизотропности одређене изразима (8.4). Са математичке тачке гледишта поступак је доста олакшан, јер се уместо шест компоненти a_{ij} разматрају две, и то Π_a и III_a . За одређивање инваријанти III_a и Π_a , међутим, потребни су експерименти, тј. мерења све три компоненте брзине. У комплексним турбулентним струјањима то није једноставно, али ако се у томе успе, онда је могуће применити и методе инваријантне теорије за истраживање анизотропности турбуленције и њеног структуралног стања. У овој дисертацији су измерене вредности $\overline{u_i u_j}$ и на основу (8.1) и (8.4) израчунате скаларне инваријанте $\Pi_a(a_{mn})$ и $\text{III}_a(a_{mn})$, које су приказане у $\text{III}_a(-\Pi_a)$ равни (слика 8.2а). Сва могућа стања анизотропије турбуленције припадају унутрашњости коначне области ограничене кривом $\widehat{201}$ у правоуглом



а) координатном систему чија је апсциса Π_a , а ордината инваријанта $-\Pi_a$. Криволинијски троугао $\widehat{201}$ је Ламлијев троугао или инваријантна мапа анизотропности. Једначине кривих $\widehat{201}$ и $\widehat{12}$, које чине стране Ламлијевог троугла дате су функционалним зависностима

$$\widehat{201}: -\Pi_a = \frac{3}{4}(4|\Pi_a|)^{2/3} \quad (8.5)$$

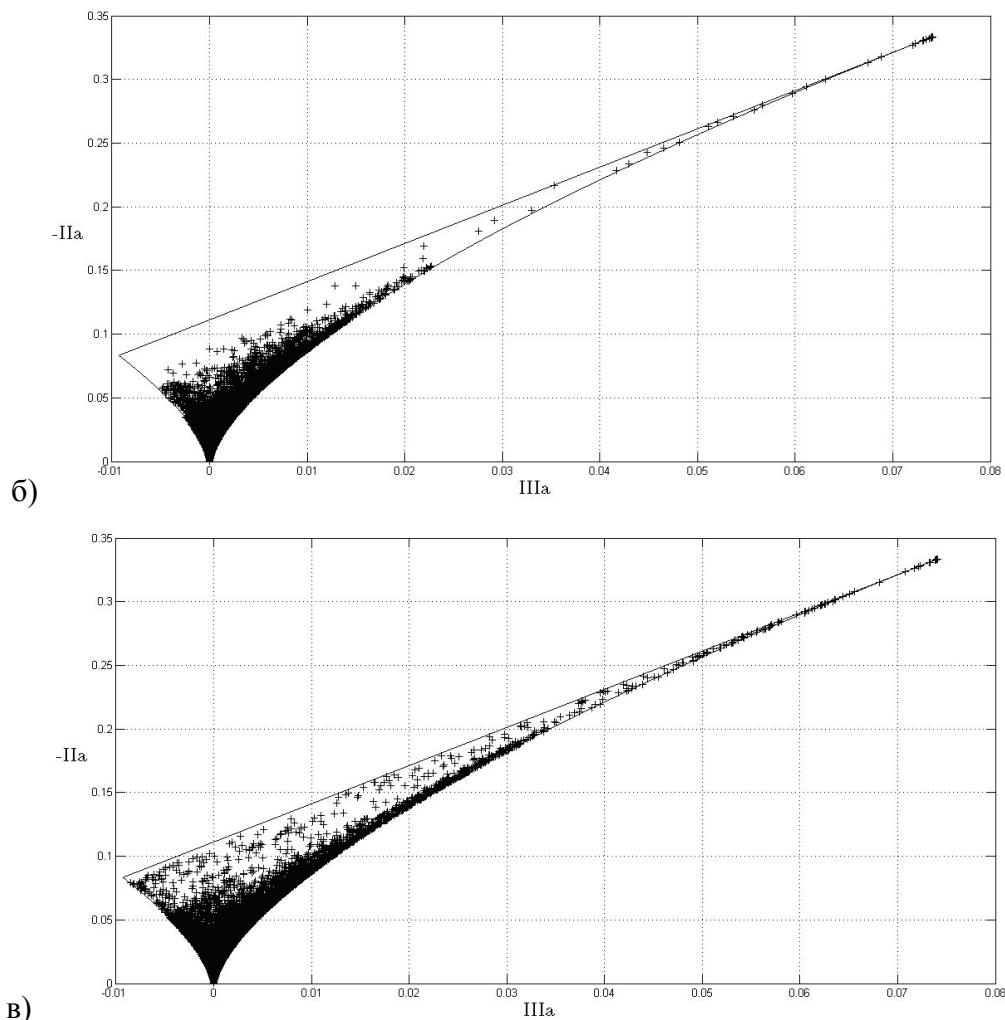
за осносиметричну турбуленцију, као и

$$\widehat{12}: -\Pi_a = 3\Pi_a + \frac{1}{9} \quad (8.6)$$

за двокомпонентну турбуленцију (Lumley и Newman 1977). Пресечне тачке 2, 0 и 1 кривих (8.5) и (8.6) одговарају граничним стањима турбуленције. Ове тачке су темена Ламлијевог троугла која су у равни $(\Pi_a, -\Pi_a)$ одређена вредностима (слика 8.2а):

$$2(\Pi_a = -\frac{1}{108}, -\Pi_a = \frac{1}{12}), 0(\Pi_a = 0, -\Pi_a = 0), 1(\Pi_a = \frac{2}{27}, -\Pi_a = \frac{1}{3}). \quad (8.7)$$

Тачка 1 одговара граничном слоју једнокомпонентне изотропне турбуленције, у тачки 2 је двокомпонентна изотропна турбуленција, док тачка 0 одговара стању трокомпонентне изотропне турбуленције у којој су нормални турбулентни напони међусобно једнаки $\overline{u_1^2} = \overline{u_2^2} = \overline{u_3^2} = 2k/3$. Сва гранична стања турбуленције, тј. осносиметрична контракција (крива 20, $\Pi_a < 0$), осносиметрична експанзија (крива 01, $\Pi_a > 0$), једно и двокомпонентна турбуленција, су одређена само нормалним Рејнолдсовим напонима σ_i^2 и њиховим међусобним вредностима.



Слика 8.2 Инваријантне мапе анизотропности (Ламлијеви троуглови) за инсталацију Г при режиму n_1 за: а) ЗП22, б) ЗП26 и в) ЗП30.

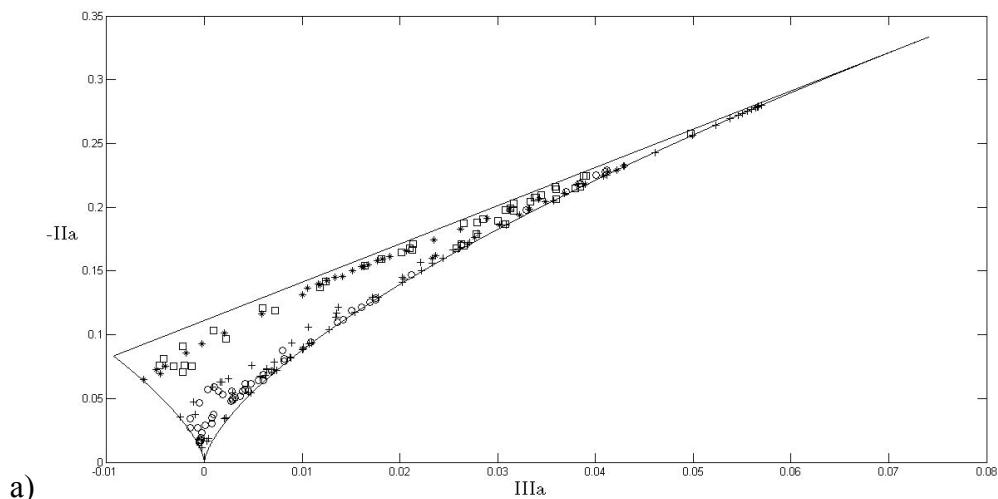
На сликама 8.2а, б и в приказани су резултати истраживања турбулентних напона применом инваријантне теорије при режиму рада n_1 аксијалних вентилатора ЗП22, ЗП26 и ЗП30 у истом мерном пресеку дефинисаном на потису вентилатора у инсталацији Г. Скупови вредности $(III_a, -II_a)$ за 11210 тачака, добијених помоћу 2771 парова снимака у временском периоду од приближно 1,4s, за сва три угла лопатица $\beta_R=22^\circ, 26^\circ$ и 30° вентилатора ЗП, представљени су у Ламлијевом троуглу 201. Уочава се да све вредности припадају доменима инваријантних мапа за сва три угла лопатица обртног кола ЗП-вентилатора. Ово представља резултат који говори о квалитетном мерењу Рејнолдсових напона.

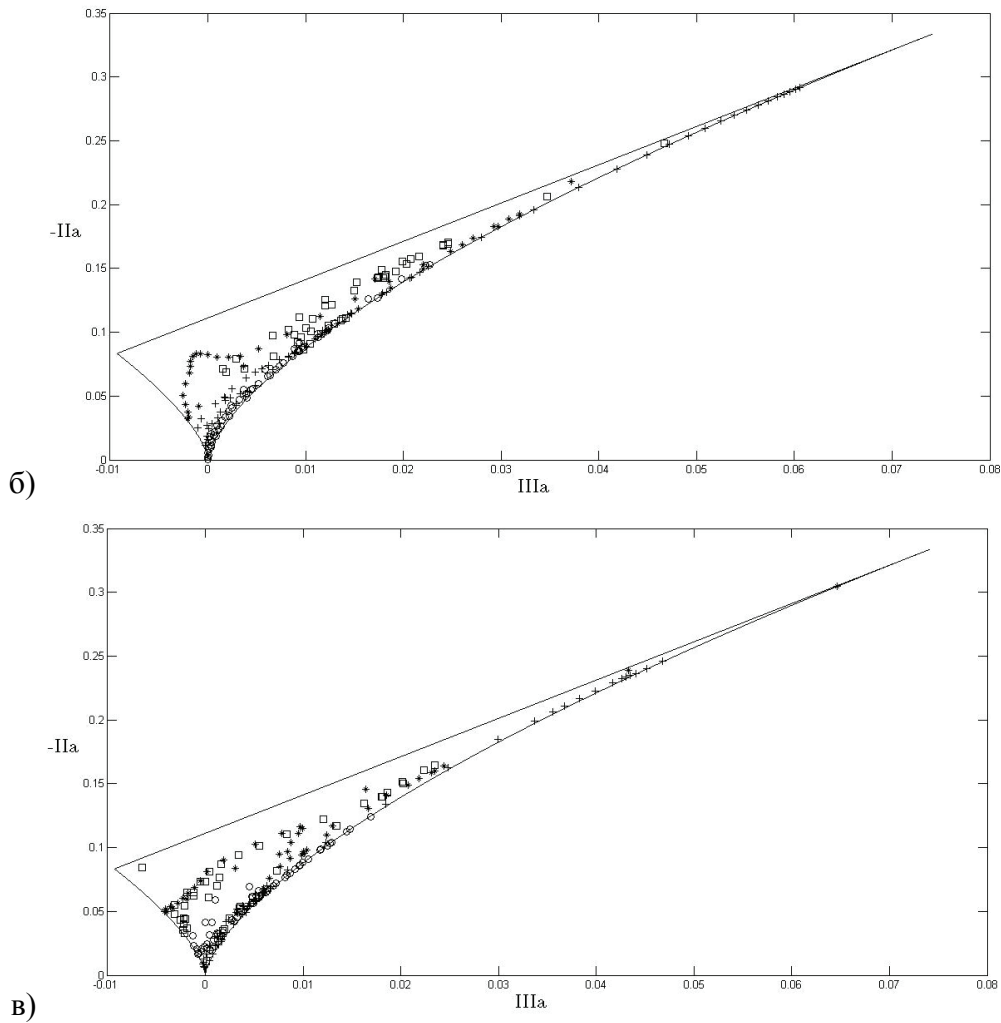
Инваријантним мапама на сликама 8.2а, б и в обухваћена су различита физички могућа стања турбуленције у тачкама попречног пресека цеви које припадају површи трапеза дуже основе 140 mm и висине 175 mm (слика 7.3). Координате тачке која је најближа координатном почетку система координата ($x0y$), а у којој постоји израчуната вредност ($\Pi_a, -\Pi_a$) износе $x= -0,1818\text{mm}$ и $y=0\text{mm}$. За даљи прорачун се усваја да је почетак координатног система смештен у тачку $x=0\text{mm}$ и $y=0\text{mm}$. У циљу анализе анизотропности турбуленције у правцима x -осе и y -осе, формира се низ тачака у којима се прорачунавају вредности ($\Pi_a, -\Pi_a$). Најмањи могући корак за сва три угла β_R је, због истог калибрационог фајла, приближно 1,45mm у оба правца, што одговара кораку од 0,007 за r/R . Формирана је мрежа прорачунских тачака која је приказана у табели 8.2. Она важи за сва три угла β_R .

Табела 8.2 Прорачунска мрежа за инваријантне мапе.

φ [°]	0	90	180	270
Дефиниција радијалног правца и смера	$x>0$	$y>0$	$x<0$	$y<0$
Број мерно-прорачунских тачака	53	44	70	44

Уочава се да у правцу x -осе има приближно 30% више тачака. На сликама 8.3а, б и в су приказане вредности инваријанти Π_a и $-\Pi_a$ за све тачке дуж x и y правца.





Слика 8.3 Инваријантне мапе анизотропности за инсталацију Г при режиму n_1 и дуж праваца оса x и y : а) ЗП22, б) ЗП26 и в) ЗП30. Легенда: "○"-за $\varphi=0^\circ$, "□"-за $\varphi=90^\circ$, "+"-за $\varphi=180^\circ$ и "*" - за $\varphi=270^\circ$.

На основу изабране прорачунске мреже израчунате су вредности $(III_a, -II_a)$ у тачкама дуж хоризонталне x и вертикалне y осе и приказане у инваријантним мапама на сликама 8.3а, б и в. Уочава се да су инваријантне вредности $(III_a, -II_a)$ у тачкама дуж осе x претежно расподељене у десном делу инваријантне мапе и дуж линије $\widehat{01}$ која карактерише стање турбуленције при осносиметричној експанзији. Густина расподеле тачака је највећа у доњем делу инваријантне мапе, у домену између кривих $\widehat{20}$ и $\widehat{01}$ у околини темена 0 које дефинише трокомпонентну изотропну турбуленцију. Равномерна расподела тачака дуж линије

осносиметричне турбуленције $\widehat{01}$ између граничних тачака $0(\Pi_a=-\Pi_a=0)$ и $1(\Pi_a=2/27, -\Pi_a=1/3)$ примећује се код сва три угла вентилатора ЗП ($\beta_R=22^\circ, 26^\circ$ и 30°). На мапама се уочава да се са повећањем угла β_R област $(\Pi_a, -\Pi_a)$ у троуглу смањује, тј. смањује се расипање здружених вредности инваријанти, тако да се за $\beta_R=30^\circ$ дешава изразито груписање тачака у домену трокомпонентне изотропне турбуленције.

Расподеле инваријанти тензора анизотропности турбулентних напона су, међутим, другачијег карактера за скуп тачака дуж у-осе. Наиме, на сликама 8.3а, б и в се уочава да су тачке расподеле у средњем и горњем домену инваријантне мапе, као и да угао β_R има већи утицај на приказане расподеле, него што је то било у случају х-осе.

Вредности здружених инваријанти анизотропности $(\Pi_a, -\Pi_a)$ за тачке дуж у-осе су за вентилатор ЗП22 груписане уз горњу границу мапе $\widehat{21}$ која карактерише двокомпонентну изотропну турбуленцију. Код вентилатора ЗП26 и ЗП30 се ове расподеле померају све више ка средишту Ламлијевог троугла и постају сложеније у доњем делу мапе. Са повећањем угла β_R појачава се груписање тачака у околини границе $\widehat{20}$ која одговара осносиметричној турбуленцији са контракцијом.

На основу претходне анализе може да се закључи да се турбулентно струјање, које се анализира у овом раду, одликује изразитом анизотропијом, као и да је присутна анизотропија различите природе у различитим струјним областима пресека цеви. У том циљу се, ради бољег увида у одговарајућа физичка стања турбуленције, у делу 8.2.2 овог рада разматра анизотропност турбуленције у вртложном језгру, смицајном слоју и основном струјању у два различита међусобно ортогонална правца. Дати структурални приступ на бази инваријантне теорије се у наредном одељку заснива на спектралној теорији турбуленције.

8.1.3 Спектралне функције и анализа експерименталних спектралних густина обимских флукуационих брзина

Спектралне и корелационе функције садрже исте информације о структури турбуленције. При теоријским разматрањима извесних проблема, међутим, показује се да је погоднији спектрални облик приказивања статистичко-структуралних информација. Међузависности спектралних $\Phi_{ij}(t, \omega)$, односно $\Phi_{ij}(\underline{r}, \underline{k})$ и корелационих $Q_{ij}(t, \tau)$ односно $Q_{ij}(\underline{r}, \underline{\xi})$ функција дефинисане су Фуријеовим трансформацијама (2.44) и (2.46). На основу израза (2.44) добија се веза између спектралне густине обимских флукуација брзине $\Phi_{ww}(\omega)$ и аутокорелационе функције $Q_{ww}(\tau)$ у виду Фуријеовог трансформационог пара

$$\Phi_{ww}(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Q_{ww}(\tau) \cos(\omega\tau) d\tau \Leftrightarrow Q_{ww}(\tau) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{ww}(\omega) \cos(\omega\tau) d\omega,$$

у коме је $\omega=2\pi f$ кружна учестаност, а f је фреквенција флукуационог поља. Димензија спектралне густине је $[\Phi_{ww}] = L^2/T$, где L и T означавају карактеристичну дужину и карактеристично време. Дакле, спектар се изражава у јединици m^2/s . Оваквим приступом узима се у обзир спектрални карактер турбулентног поља, који подразумева узајамне интеракције различитих вртложних структура унутар одговарајућег спектра. Наиме, турбулентно струјање се карактерише спектром флукуација различитих фреквенција, тако да су механизми генерисања кинетичке енергије турбуленције, њене прерасподеле између компоненти, као и њене дисипације и преноса у принципу придружени различитим областима фреквентног спектра. Тиме су ови механизми окарактерисани и различитим просторним и временским микроразмерама, као и интегралним временским и просторним размерама. Према томе, за моделирање турбулентних струјања неопходно је у модел уградити бар неке од спектралних карактеристика турбуленције, јер покушаји да се моделирање прошири и на спектрални простор још увек не дају практично употребљиве резултате.

На основу сопствених мерних података одређене су спектралне карактеристике турбулентног вихорног струјања генерисаног колом аксијалног вентилатора. Како

се ради о временски неуниформној аквизицији при ЛДА мерењима морао је бити примењен Ломб (или Lomb-Scargle) нормализовани периодограм. Апликација је урађена у оквиру софтверског пакета LabView. Међутим, како се указала могућност за коришћење софтверског пакета BSA Flow Software за спектралну и корелациону анализу, којим је вршена и аквизиција података, прихваћена је ова врста анализе и прорачуна.

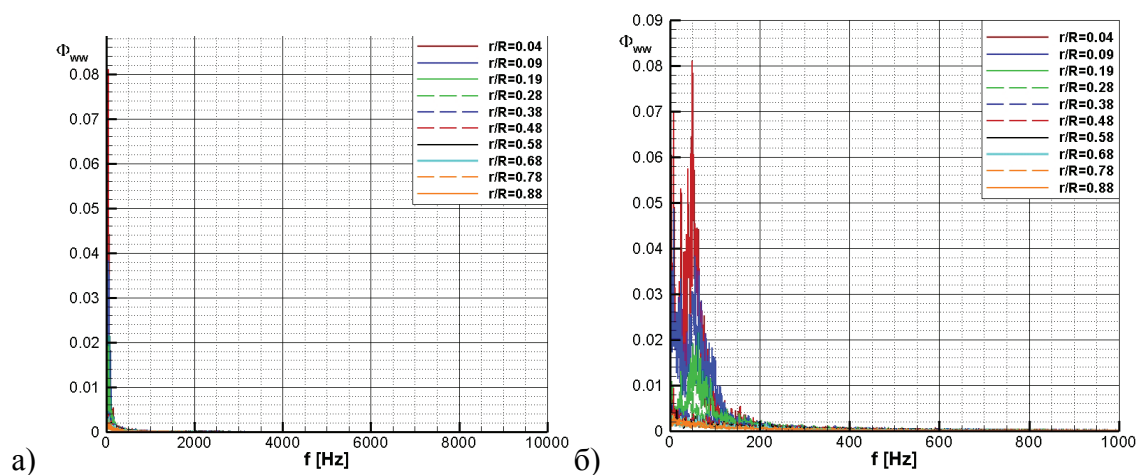
Применом брзе Фуријеове анализе на добијене податке добија се спектрална густина обимских флукуација брзине у оквиру софтверског пакета BSA Flow Software, ver. 4.1, Dantec. На слици 8.4 је дата зависност спектралне густине обимских флукуација брзине од фреквенције обимских брзина, које су снимане у равни $\varphi=270^\circ$ (табела 8.3) за вентилатор ЗП30, пресек 1, режим n_3 . Изабрана је скоро свака друга снимана тачка, да би се приказале тачке најближе оси цеви, у области вртложног језгра, као и у области смицајног слоја и основног струјања. Међутим, велики је број и међутачака, које имају такође велику учестаност мерења и валидацију.

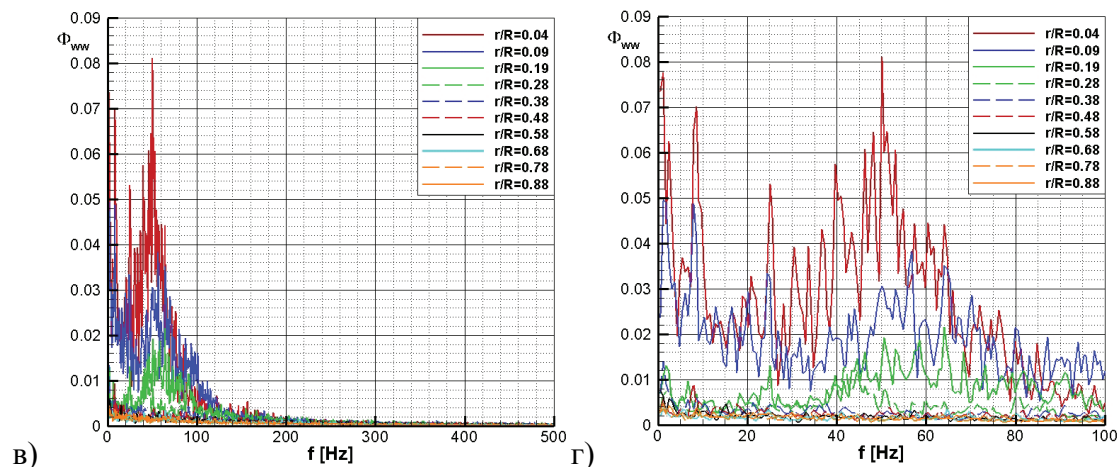
Табела 8.3 Вредности учестаности снимања и валидације за изабране позиције за режим n_3 у пресеку 1, раван $\varphi=270^\circ$.

Вентилатор	r/R	Учестаност [kHz]	Валидација [%]
ЗП30	0,04	2,7	87,3
	0,09	5,9	74,8
	0,19	5,7	70,9
	0,28	14,2	76,2
	0,38	11,1	82,2
	0,48	13,4	83,2
	0,58	22,3	83,1
	0,68	17,5	81,7
	0,78	20,2	84,1
	0,88	12,4	86,6
W30	0,04	14	88,4
	0,09	7,9	81,8
	0,19	12,7	93,4
	0,28	12,1	87,5
	0,38	9,3	85,5
	0,48	13,1	80,7
	0,58	11,8	83
	0,68	8,8	90,8

	0,78	11,6	87,5
	0,88	7,8	87,6
SP30	0,04	5,2	72
	0,09	5,2	69,9
	0,19	8,7	83,3
	0,28	11,6	84,2
	0,38	10,2	83,4
	0,48	12,1	71,6
	0,58	22,5	81,9
	0,68	11,9	76,1
	0,78	12,6	79,7
	0,88	13,5	78,2

Коришћена су $2^{14}=16384$ спектрална одбирка, односно фреквенције на којима је израчунавана спектрална густина. Максимална фреквенција за прорачун је 10kHz. Она би требало да се изабере тако да представља компромис између учестаности снимања и величине која ће да дозволи добру интерпретацију сигнала. Вршена је обрада и са другим вредностима. На сликама 8.4а, б, в и г је приказана спектрална густина у функцији од фреквенције и то у почетку сигнал развучен на целом опсегу, да би на последњем дијаграму био приказан сигнал на опсегу са максималном фреквенцијом од 100Hz. Број обртаја режима n_3 одговара учестаности од 25Hz.



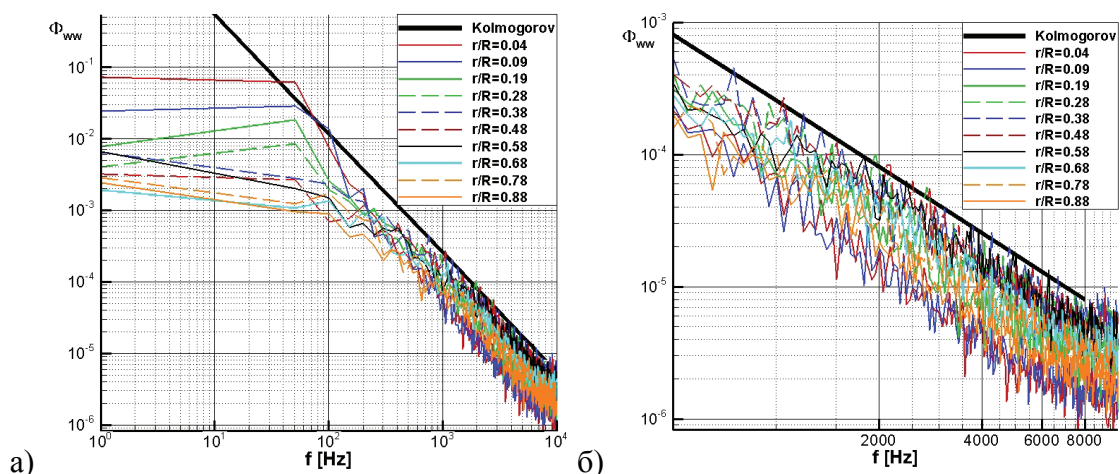


Слика 8.4 Спектралне густине обимских флукуација $\Phi_{ww}(f)$ за вентилатор ЗП30, пресек 1, режим n_3 у равни $\varphi=270^\circ$.

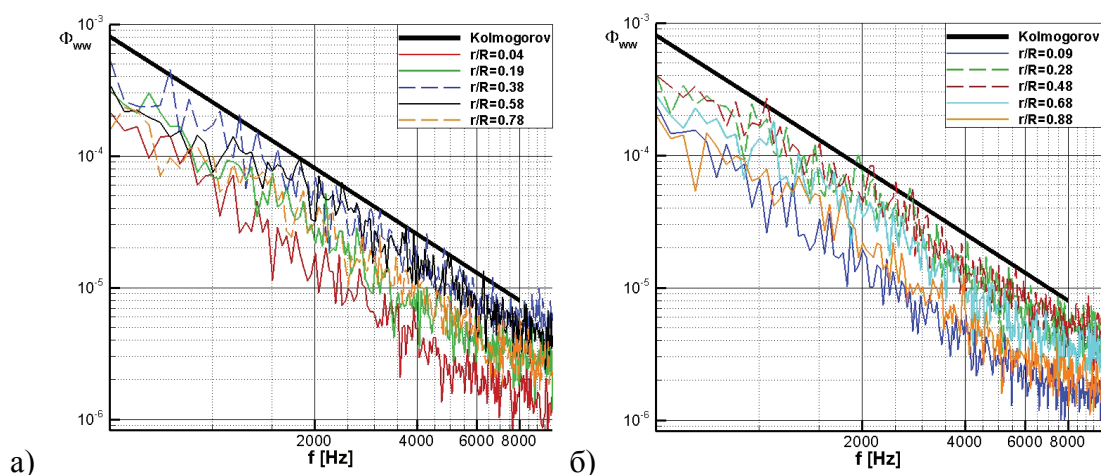
Приметно је да је највећи део енергије распоређен у области малих фреквенција и то до 150Hz. Такође је очигледно да је највећа енергија у мерној тачки на оси цеви, док значајно опада идући према зиду цеви. То је у потпуном складу са расподелама коефицијената временских аутокорељационих функција $R_{ww} = Q_{ww} / \sigma_w^2$ који су за исте мерне тачке приказан ина слици 7.14. Споро опадање корелационих кривих у мерним тачкама $r/R=0,04$; $0,09$ и $0,19$ карактерише велике вртлоге који генеришу флукуације малих фреквенција, и дају највећи енергетски допринос у енергетском спектру. Максимуми су распоређени на фреквенцијама које су умношци фреквенције која одговара броју обртаја вентилатора и то на више њих за позицију $r/R=0,04$. За позицију $r/R=0,19$ је јасна вредност максимума при фреквенцији од 25 Hz. Вредност спектралне густине је, у истој тачки, још већа при 50 Hz. У наставку су, на сликама 8.5а и б, приказане спектралне густине у лог-лог дијаграму. Ради лакшег уочавања природе кривих, примењује се Акима сплајн (Akima spline). При ниским фреквенцијама се јављају велике вредности спектралне густине Φ_{ww} , које су скоро хијерархијски распоређене, од највећих у језгру ($r/R=0,04-0,19$), до најмањих у основном струјању у мерним тачкама $r/R=0,68$; $0,78$ и $0,88$. Ово је у складу са раније анализираним расподелама момента F_w , интегралне временске размере T_{Ew} и корелационог коефицијента R_{ww} . Са повећање, фреквенце f спектрална функција брзо опада и у инерцијалној области спектра се понаша у потпуној сагласности са теоријом Колмогорова

$\Phi_{ww}(f) \propto f^{-5/3}$. На сликама 8.5 и 8.6 се уочава да су за фреквенције веће од 1kHz спектралне криве блиске и да имају заједничку тангенту нагиба $-5/3$ (закон Колмогорова).

Слике 8.6а и б приказују вредности спектралне густине у карактеристичним мерним тачкама вртложног језгра, смицајног слоја и основног струјања.



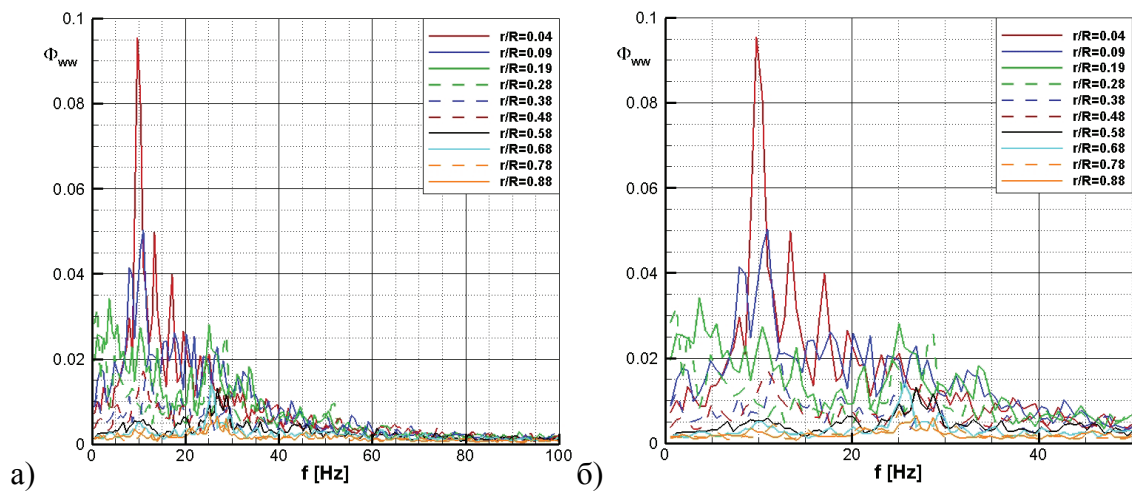
Слика 8.5 Лог-лог дијаграм спектралне густине обимских флукуација после примене Акима сплајна, у дефинисаним тачкама за ЗП30, пресек 1, режим n_3 : а) цео опсег и б) у интервалу од 500Hz до 10kHz.



Слика 8.6 Дијаграми спектралне густине обимских флукуација за вентилатор ЗП 30, режим n_3 , пресек 1, после примене Акима сплајна у дефинисаним позицијама.

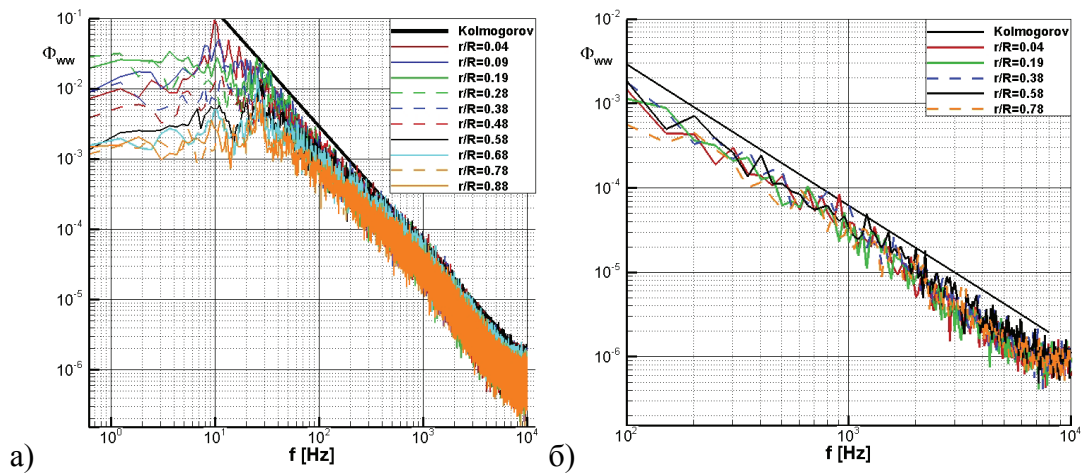
Може се приметити да су на мерној позицији на оси цеви вредности енергије при већим фреквенцијама мање од вредности енергије у осталим мерним позицијама и да она расте од осе цеви све до позиције $r/R=0,38$ (слика 8.6a). На слици 8.6б се види да такав тренд постоји све до позиције $r/R=0,48$. За следеће тачке $r/R=0,58$, односно у другом случају $r/R=0,68$ долази до обратне расподеле енергије.

На сликама 8.7a и б се могу сагледати дијаграми спектралне густине за вентилатор W30, пресек 1, режим п₃. Највећи удео енергије је распоређен до 50Hz, што је при мањим фреквенцијама него код вентилатора ЗПЗ0. Максимална енергија је, и у овом случају приуствна при малим фреквенцијама и то за 10Hz, у тачки најближој оси цеви $r/R=0,04$, и њен износ је већи него код вентилатора ЗПЗ0. Максимални износи енергије су већи и у тачкама $r/R=0,09$ и $0,19$ него код вентилатора ЗПЗ0. И у овом случају спектрална густина обимских флукуација опада почевши од осе цеви до позиција према зиду цеви.



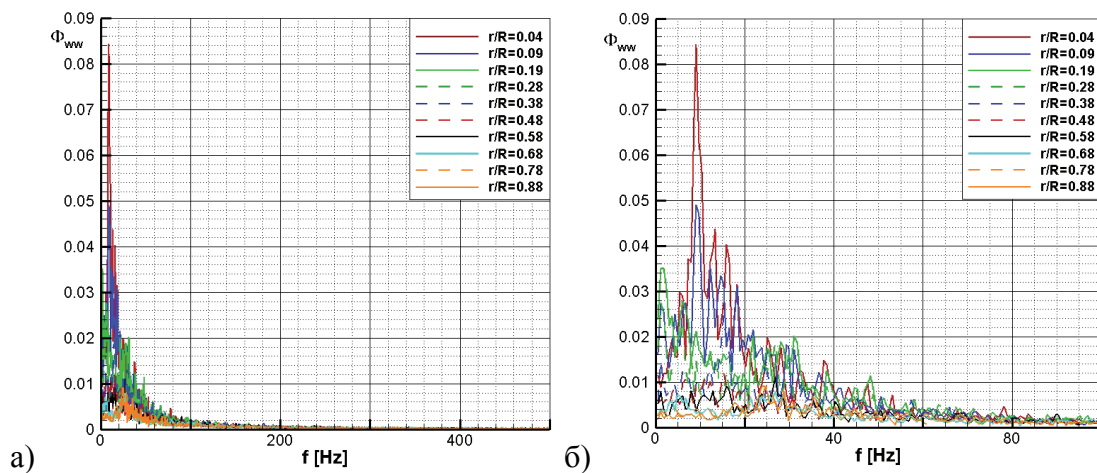
Слика 8.7 Дијаграми спектралне густине обимских флукуација за вентилатор W30, режим п₃, раван $\varphi=270^\circ$, пресек 1: а) развијено до 100Hz и б) развијено до 50Hz.

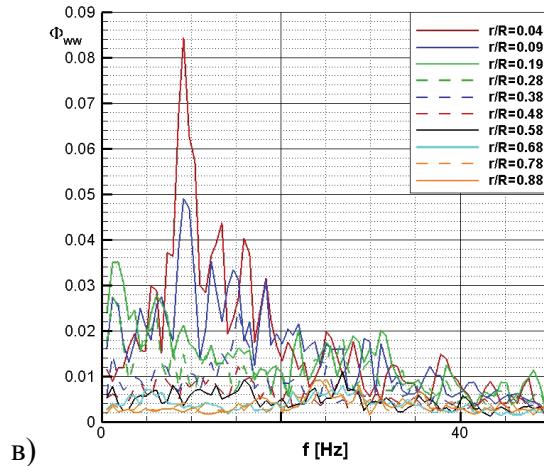
На лог-лог дијаграмима је приказана спектрална густина обимских флукуација (слика 8.8a) за све изабране тачке, као и њен изглед после примене Акима сплајна за сваку другу тачку почевши од $r/R=0,04$ (слика 8.8б). Спектралне расподеле енергије су у складу са расподелама корелационих коефицијената на слици 7.15.



Слика 8.8 Вентилатор W30, режим n_3 , пресек 1, раван $\varphi=270^\circ$: а) Двоструки логаритамски дијаграм спектралне густине и б) Двоструки логаритамски дијаграм спектралне густине после примене Акима сплајна.

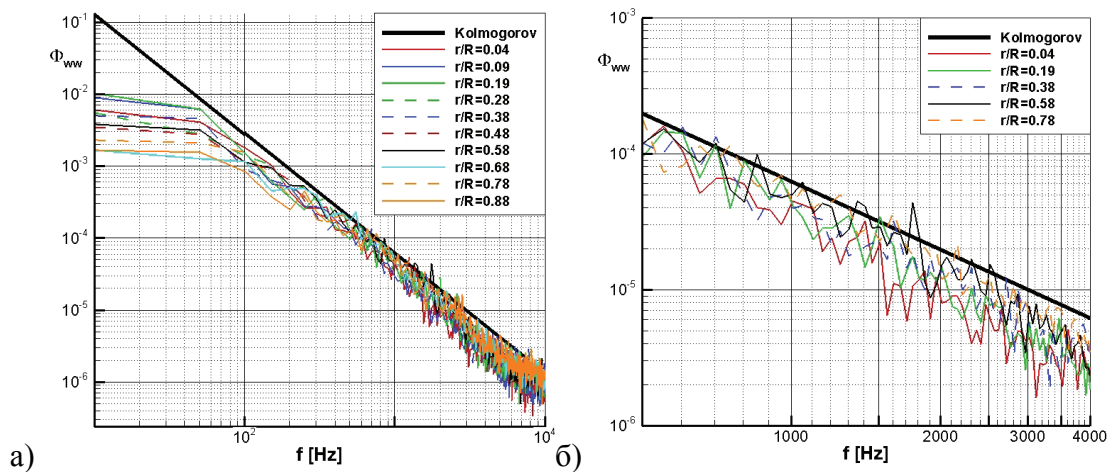
При већим фреквенцијама се примећује уједначеност дистрибуције енергије по мерним позицијама, за разлику од вентилатора ЗП30 где постоји одређени хијерархијски распоред. На дијаграмима формираним на сликама 8.9а, б, в и 8.10а, б се могу видети спектралне расподеле за вентилатор SP30 у пресеку 1 за режим n_3 , раван $\varphi=270^\circ$.





Слика 8.9 Вентилатор SP30, пресек 1, режим n_3 , раван $\varphi=270^\circ$, спектралне густине обимских флукуација, за дефинисане мерне тачке на фреквентном распону до: а) 500Hz, б) 100Hz и в) 50 Hz.

Расподела и ниво енергије је сличан као код вентилатора W30. И овде се већина енергије, за све мерне тачке, распоређује у интервалу до фреквенције од 50Hz. Тај резултат одговара корелационим кривама за мерне тачке $r/R=0,04$; $0,09$; $0,19$; $0,28$ на слици 7.16. Наиме, слаба промена величине $R_{ww}(\tau)$ у овим тачкама указује на преовладавање нискофреквентних компонената обимских флукуационих брзина. Овој зони у пресеку и припада највећа енергија. Међутим, брзо опадање корелационе криве у тачкама основног струјања $r/R=0,78$ и $0,88$ (слика 7.16) показује да ће спектар енергије у области високих фреквенција имати веће вредности од оних у мерним тачкама $r/R=0,04$ и $0,09$ које припадају вртложном језгру (слика 8.10а и б).



Слика 8.10 Двоструки логаритамски дијаграм спектралне густине обимских флукуација брзине за вентилатор SP30, пресек 1, режим n_3 , раван $\varphi=270^\circ$.

На основу претходне анализе може да се закључи да спектрална густина флукуација обимске брзине за вентилатор SP30 при режиму n_3 има сличну расподелу по мерним тачкама као и код вентилатора W30. И овде су при фреквенцијама већим од 100Hz спектралне криве блиске и имају заједничку тангенту нагиба $-5/3$. У случају вентилатора ЗП30 то је била вредност од 1kHz. Еволуција турбуленције подразумева преношење енергије вртлозима малих размера. Са становишта спектралне густине, то одговара преносу енергије ка високим фреквенцијама, тј. великим таласним бројевима. У инерцијалној области је та динамика преноса углавном одређена инерцијалним члановима у Навије-Стоксовим једначинама, тј. оним величинама у које није укључена дисипација. Због тога је ширина инерцијалне области утолико већа, уколико је већи Рејнолдсов број. За енстрофију се такође може увести спектрална густина, из које следи да пренос енергије у смеру високих фреквенција доводи до пораста енстрофије, а тиме и до раста брзине дисипације кинетичке енергије турбуленције.

Разматране расподеле спектралне густине показују да у турбулентном струјању произведеном обртним колом аксијалног вентилатора постоје вртлози различитих размера, које се при великим Рејнолдсовим бројевима међусобно знатно разликују, обухватајући врло широке спектре таласних бројева, тј. фреквенција.

8.2 ОБЛАСТ НЕЛОКАЛНОГ ТУРБУЛЕНТНОГ ПРЕНОСА ГЕНЕРИСАНЕ КОЛОМ АКСИЈАЛНОГ ВЕНТИЛАТОРА

Теоријска и експериментална истраживања турбуленције показују да сложена међудејства осредњеног и флукуационог поља нису строго локална и да ефекти памћења и релаксације играју битну улогу у просторно-временском механизму турбулентног преноса. Физика неградијентне турбулентне дифузије и нелокалног турбулентног преноса утемељена је на принципу непостојања универзалне зависности локалног карактера између турбулентних флуксева количине кретања, енергије и материје у произвољној просторно-временској тачки и одговарајућих градијената статистички осредњених поља брзине, температуре и концентрације материје. Ове појаве су најчешће праћене негативном продукцијом, тј. негативним генерисањем физичке величине чији се турбулентни пренос карактерише нелокалношћу. У основи су сложени корелационо-спектрални процеси међудејства структура великих и малих размера које се одликују спектрима ниских и високих фреквенција.

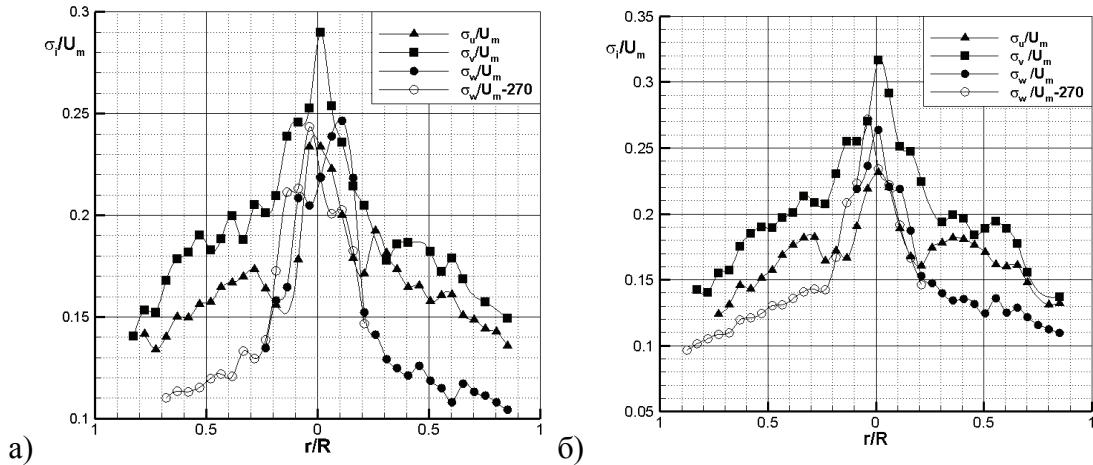
Турбулентно струјање које се формира иза кола аксијалних вентилатора је анизотропно и нехомогено са процесима нелокалног преноса и неградијентне дифузије. О физици ових процеса говори се у наредним поглављима.

8.2.1 Анализа утицаја режима рада вентилатора на анизотропност турбуленције

За приказ утицаја вихорног броја на анизотропију турбуленције се користи вентилатор ЗП30, јер у распону свих пет режима он има најизраженију промену вихорног броја у пресеку 1.

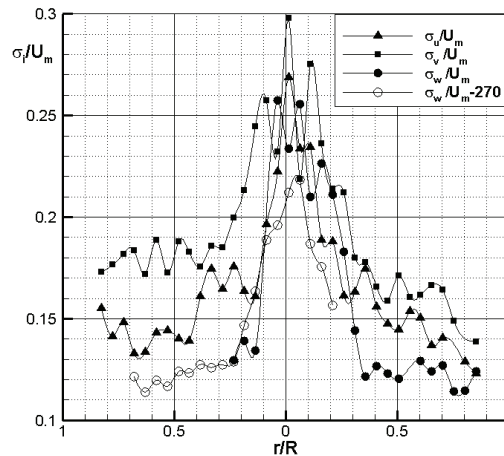
На следећим дијаграмима је дата расподела интензитета турбуленције за све три брзине и то за два режима, који су дефинисани различитим вихорним бројевима и то $\Omega_2=0,79$ и $\Omega_3=0,81$. У оба случаја се највећи интензитети турбуленције постижу у зони вртложног језгра и то већи, при трећем режиму. То је и за очекивати,

пошто је то струјање са већим Рејнолдсовим бројем. Највећи интензитет турбуленције има радијална брзина у оба случаја. Обимска брзина има најмањи интензитет турбуленције у зони здраве струје, док у области вртложног језгра је то, у оба случаја, аксијална брзина.



Слика 8.11 Вентилатор ЗП30, мерни пресек 1, интензитет турбуленције: а) режим n_2 и б) режим n_3 .

На следећем дијаграму је приказана расподела интензитета турбуленције за први режим где је вихорни број најмањи и то $\Omega_1=0,64$.



Слика 8.12 Вентилатор ЗП30, мерни пресек 1, интензитет турбуленције за режим n_1 .

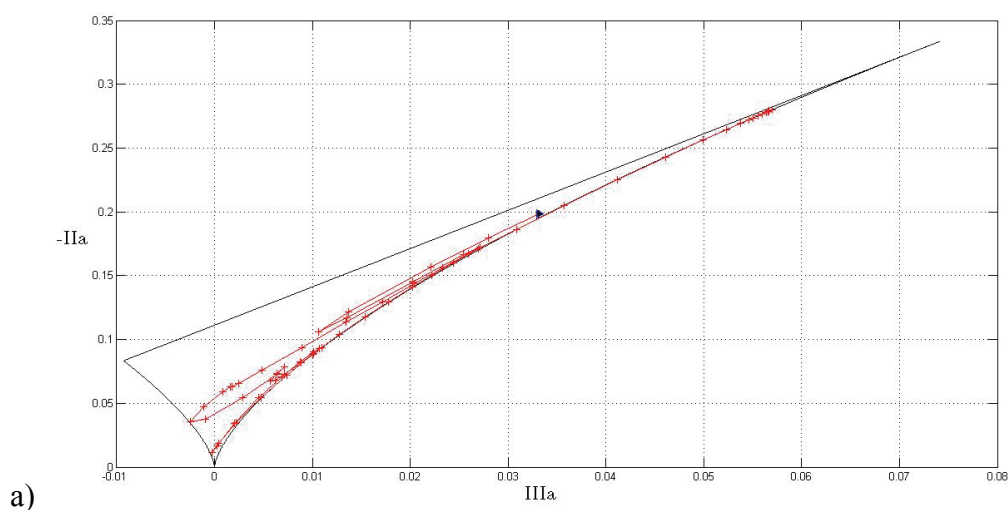
Расподела интензитета турбуленције је слична претходним. Интензитети су нешто мањи него за режим 2, нарочито у области здраве струје. Међутим, у зони

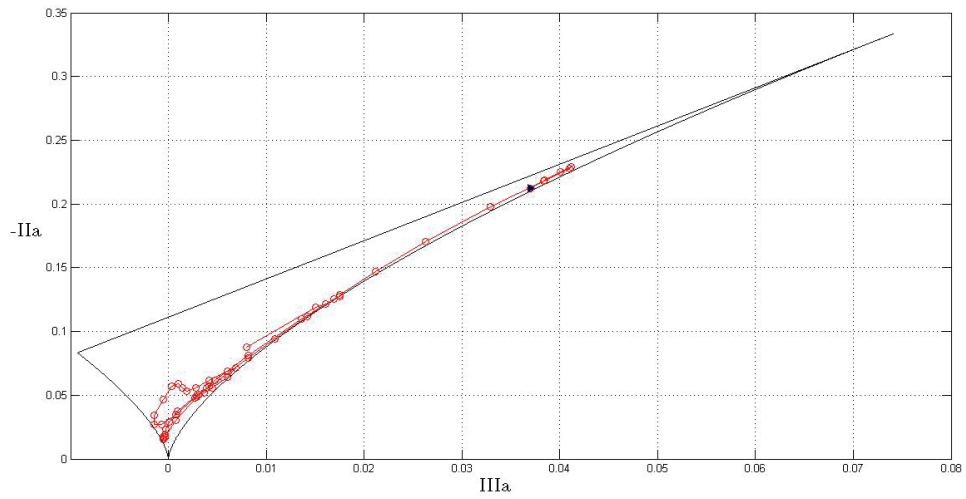
вртложног језгра је интензитет турбуленције аксијалне брзине већи од обимске, што није случај за режиме 2 и 3. Може се приметити да је слабо преклапање вредности за обимску брзину у области вртложног језгра. Наиме, за овај режим струјања су примећена велика одступања центра од осе цеви, што је приказано у глави 7, као и код приказа профила брзина у глави 6.

Дакле, може се закључити да се утицај вихорног броја највише осећа у области вртложног језгра.

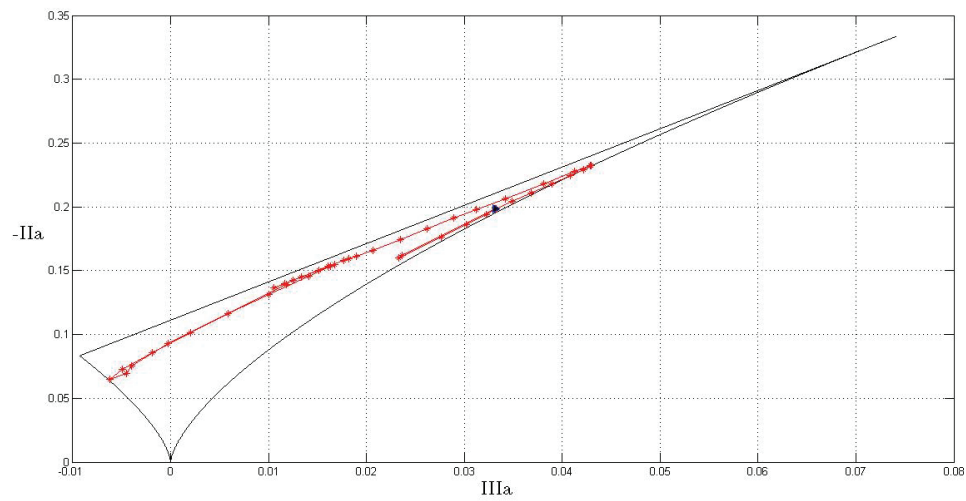
8.2.2 Инваријантне мапе анизотропности за различите углове лопатица кола, тј. за различите Рејнолдсове и вихорне бројеве

У одељку 8.2.1 формиране су инваријантне мапе анизотропности за све мерне тачке које припадају домену попречног пресека (табела 8.2). Наглашава се да су у инваријантне мапе унети подаци прикупљени у малом временском интервалу од 1,4s. Да би се анализирала анизотропија турбуленције у тачкама које се налазе не само на различитим растојањима од осе цеви, већ и на тачно дефинисаним правцима, у овом одељку се формирају одвојене инваријантне мапе за скупове мерних тачака који су дефинисани табелом 8.2. У том циљу су на сликама 8.13-8.15 у инваријантне мапе анизотропности унете вредности (Π_a , $-\Pi_a$) за мерне тачке дуж радијалних праваца дефинисаних угловима $\varphi=0^\circ$, 90° , 180° и 270° (табела 8.2). Дакле, Ламлијеви углови су приказани појединачно за сваки од углова аксијалног вентилатора ЗП ($\beta_R=22^\circ$, 26° и 30°), и за мерне тачке дуж оса $x>0$, $y>0$, $x<0$ и $y<0$. Посебна тачка, која је на осе цеви или њој најближа, означена е симболом троугла. На сликама 8.13а, б, в и г унете су у инваријантну мапу анизотропности вредности инваријаната Π_a и Π_a у мерним тачкама дуж x и y осе за вентилатор ЗП22 у режиму n_1 у инсталацији Г.

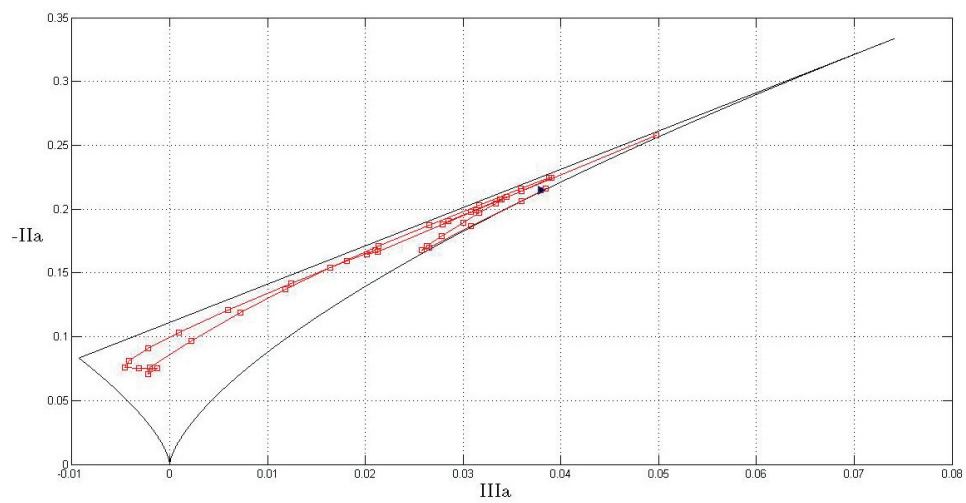




б)



в)



г)

Слика 8.13 Трајекторије инваријанте анизотропности за вентилатор ЗП22: а) $\varphi=180^\circ$, б) $\varphi=0^\circ$, в) $\varphi=270^\circ$ и г) $\varphi=90^\circ$.

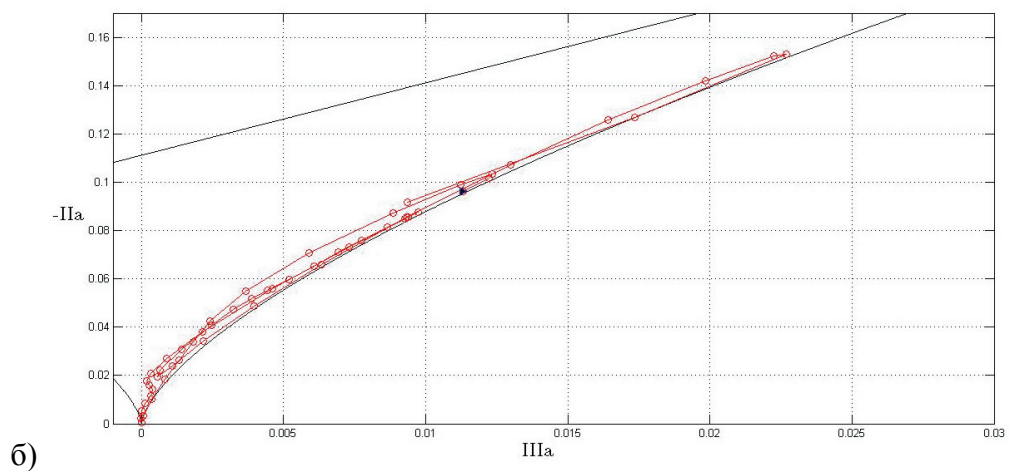
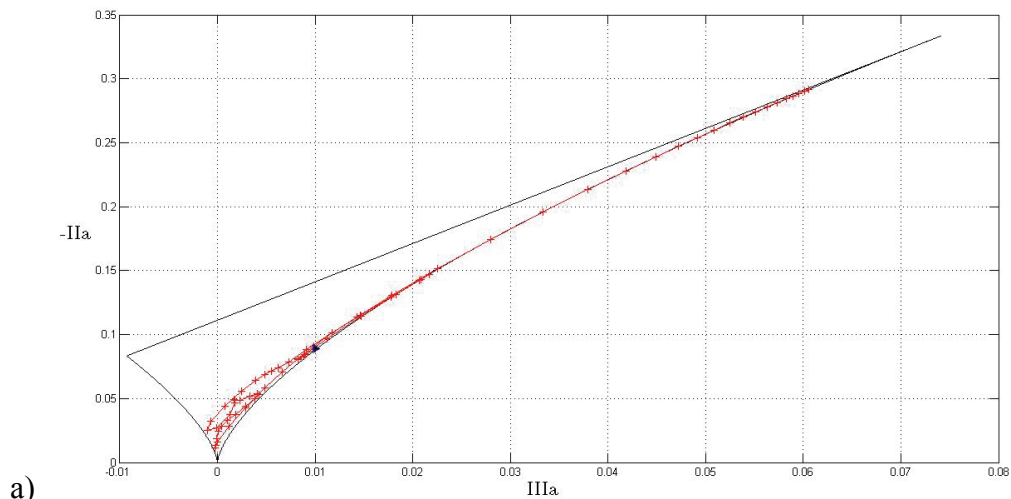
На слици 8.13а приказана је трајекторија инваријанти дуж правца $\varphi=180^\circ$. Почетна тачка $r/R=0$ се налази ближе десној кривој која одговара оносиметричној турбуленцији и изразитој анизотропности. За само 5mm дуж правца $\varphi=180^\circ$, тачније у позицији $r/R=0,029$, вредност пара инваријанти се приближава центру мапе. Даљим удаљавањем од осе цеви, у позицији $r/R=0,057$ се вредности инваријанти опет приближавају десној кривој оносиметричне турбуленције. У позицији $r/R=0,148$ вредности инваријанте достижу скоро вредности на левој кривој оносиметричне турбуленције, да би поново осциловале и достигле скоро сасвим изотропну турбуленцију у тачки $r/R=0,281$, области која припада основном струјању. Овде би требало напоменути, да с обзиром на јако мали временски интервал аквизиције података, добијени осредњени профили све три брзине не дају потпуну слику структуре турбулентног вихорног струјања, тако да се не може са сигурношћу говорити о тачним вредностима полупречника где која област почиње, а где се завршава. Приметна је и асиметрија струјања (слика 7.9). Ово важи за сва три угла лопатица β_R . До крајње тачке $r/R=0,484$ трајекторија инваријанти се скоро сасвим поклапа са десном кривом која карактерише област оносиметричне турбуленције, да би се у наведеној тачки приближила области потпуне анизотропије. На слици 8.13б је приметна слична трајекторија тачака, која се завршава у центру мапе за позицију $r/R=0,37$. Овде је било мање тачака за анализу него у претходном случају (табела 8.2).

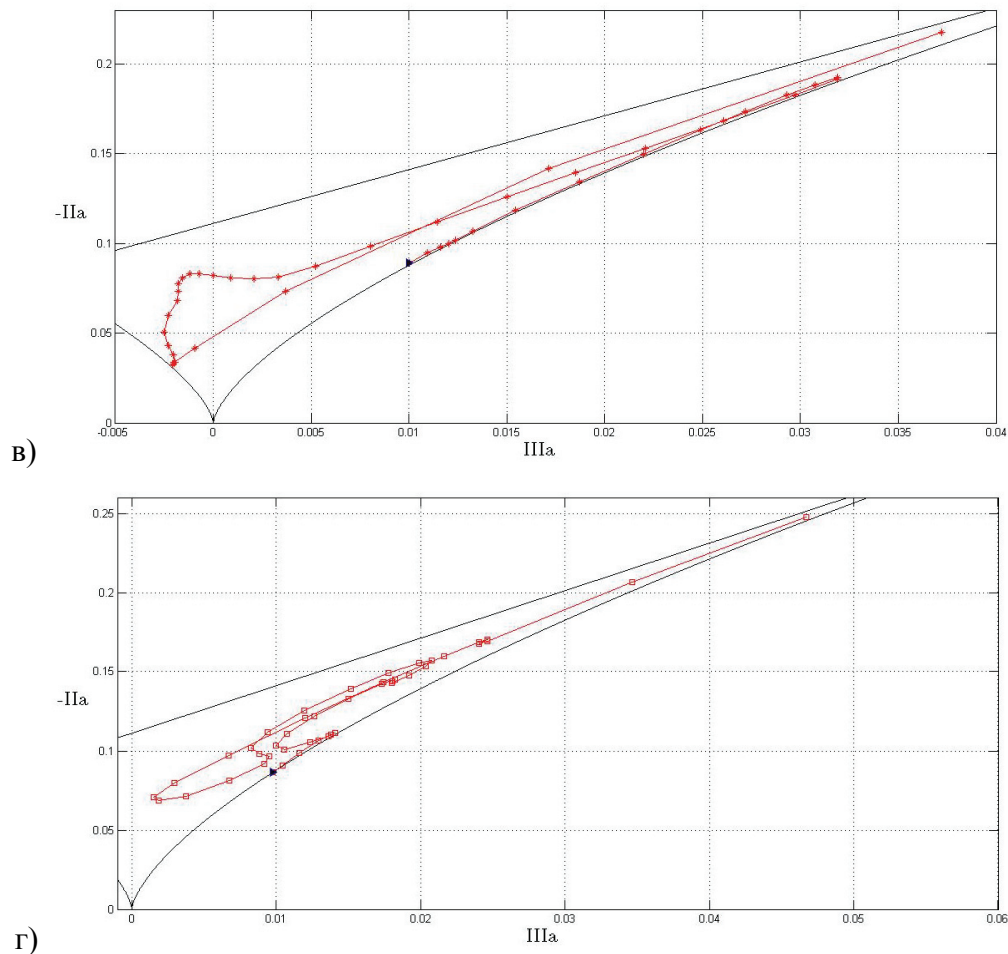
Дуж полупречника за $\varphi=270^\circ$ (слика 8.13в) уочава се колебање трајекторије у правцу леве криве оносиметричне турбуленције, до тачке $r/R=0,014$, да би потом завршила у тачки $r/R=0,091$ која припада области изразите анизотропије. Ова колебања се врше дуж десне криве оносиметричне турбуленције. Након ове позиције трајекторија се позиционира ближе области двокомпонентне турбуленције да би у позицији $r/R=0,273$ завршила уз леву криву која карактерише оносиметричну турбуленцију. Трајекторија се, ипак завршава у централнијој области Ламлијевог троугла, у позицији $r/R=0,301$. На слици 8.13г приметни су слични ефекти на самом почетку, међутим изостаје колебање у смеру ка изразитој анизотропији. Слично претходном случају, позиција $r/R=0,231$

представља најекстремнију тачку трајекторије у левој области мапе. Одатле се трајекторија пружа, ближе граници која представља област двокомпонентне турбуленције, али, за разлику од претходног случаја, до позиције $r/R=0,308$ која је у јако уској области Ламлијевог троугла, према изразитој анизотропији.

Како ни у овом случају, ниједна од тачака није изашла изван Ламлијевог троугла, онда се може потврдити квалитет ових мерења.

На сликама 8.14а, б, в и г приказане су прорачунате трајекторије пара инваријанти за вентилатор ЗП26.





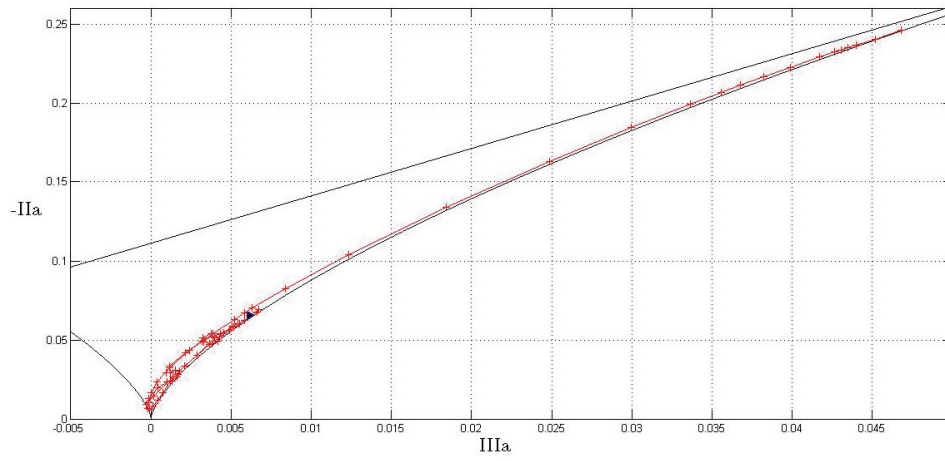
Слика 8.14 Трајекторије инваријанти анизотропности за вентилатор ЗП26: а) $\varphi=180^\circ$, б) $\varphi=0^\circ$, в) $\varphi=270^\circ$ и г) $\varphi=90^\circ$.

Област осе цеви на слици 8.14а је окарактерисана вредностима пара инваријанти које се налазе на десној кривој осносиметричне турбуленције. Одатле постоји мало колебање трајекторије у правцу леве криве осносиметричне турбуленције, при чему се јавља значајно кретање пара инваријанти у смеру изразите анизотропије све до тачке $r/R=0,057$, приближно на првој трећини десне криве осносиметричне турбуленције. Потом се трајекторија зауставља у непосредној близини леве криве осносиметричне турбуленције у позицији $r/R=0,155$. То је још увек област вртложног језгра. Приметно је да се на јако малом простору, посебно у области вртложног језгра, дешавају значајне промене карактеристика турбуленције. Пар инваријанти указује на тенденцију даљег кретања у централној области Ламлијевог троугла, да би се, у тачки $r/R=0,281$, која лежи у области основног струјања, максимално приближио области трокомпонентне изотропне

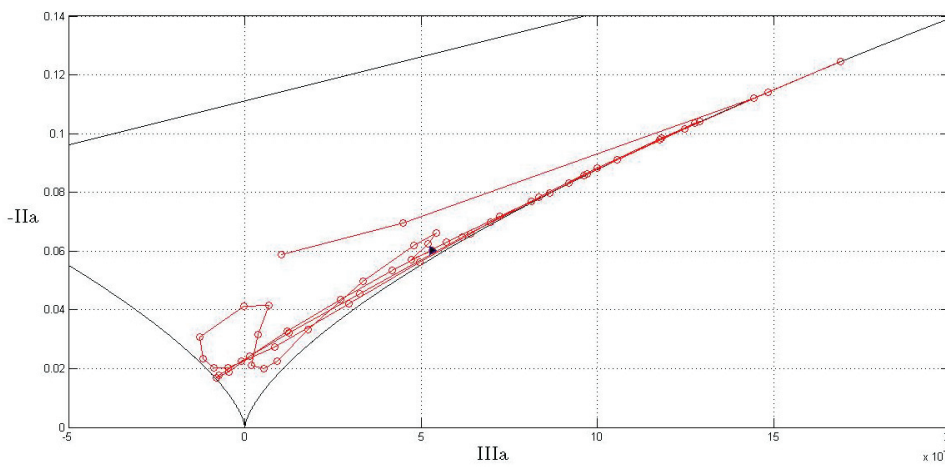
турбуленције. Трајекторија се одатле, пружајући се јако близу десне криве која карактерише осносиметричну турбуленцију, завршава у скоро најекстремнијем положају у области потпуне анизотропије у тачки $r/R=0,484$. У области $\varphi=0^\circ$ (слика 8.14б) трајекторија има сличан карактер, с тим што се јавља тачка која је још ближа трокомпонентној изотропној турбуленцији у позицији $r/R=0,097$. У позицији $r/R=0,356$ трајекторија се завршава са својим максималним одступањем у десну страну мапе, да би се завршила у позицији $r/R=0,37$.

У правцу приказаном на слици 8.14в приметно је доминантно позиционирање трајекторије уз десну криву осносиметричне турбуленције, у смеру ка потпуној анизотропији, све до положаја $r/R=0,091$. Одатле се пар инваријанти, најкраћим путем, креће ка централној области Ламлијевог троугла, где се налази значајан број тачака у области $r/R=0,154\div 0,287$. У позицији $r/R=0,266$ трајекторија достиже свој крајњи леви положај, одакле опет најкраћим путем достиже свој крајњи десни положај у позицији $r/R=0,301$. Овако изразите промене карактеристика турбуленције на јако малом простору, указују на веома сложену структуру изучаваног турбулентног струјања. Дуж правца $\varphi=90^\circ$ (слика 8.14г) се остварују слични режими у погледу промена турбулентних карактеристика, при чему је главна зона промена померања у области између осносиметричне и двокомпонентне турбуленције за интервал $r/R=0\div 0,175$. Централна област Ламлијевог троугла се достиже у интервалу $r/R=0,182\div 0,245$, где у позицији $r/R=0,231$ трајекторија остварује своје максимално приближење левој кривој осносиметричне турбуленције. Из тог положаја се трајекторија, уз јако мала колебања, упућује у област друге трећине инваријантне мапе где се у позицији $r/R=0,308$ завршава.

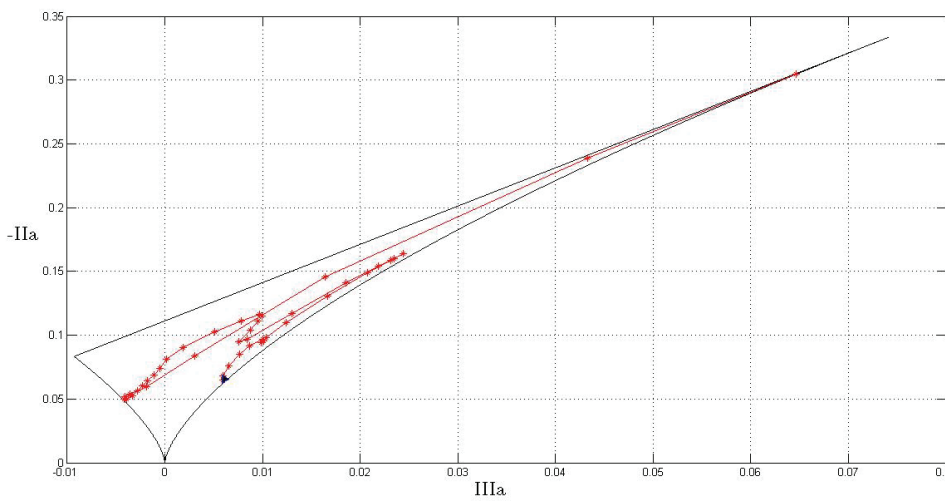
На сликама 8.15а, б, в и г се могу уочити трајекторије тачака у оквиру Ламлијевог троугла за случај вентилатора ЗП30 за дефинисане правце у попречном пресеку цеви.



a)

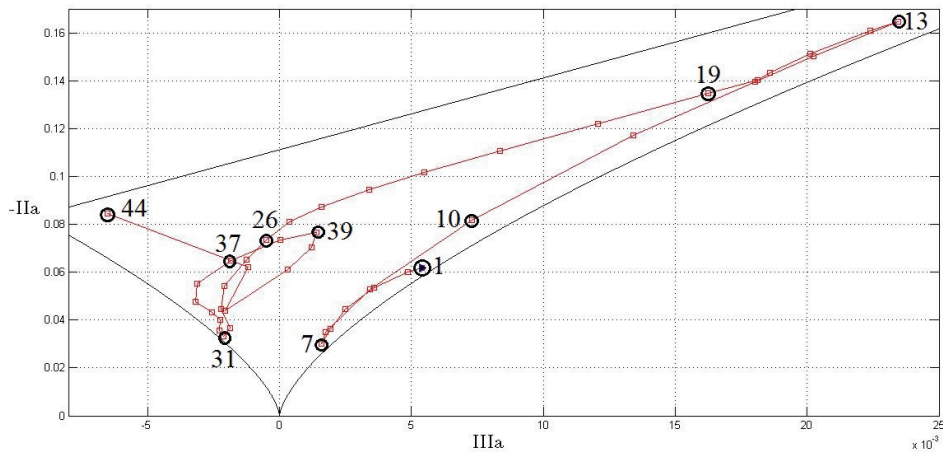


б)



B)

г)



Слика 8.15 Трајекторије инваријанти анизотропности за вентилатор ЗП30: а) $\varphi=180^\circ$, б) $\varphi=0^\circ$, в) $\varphi=270^\circ$ и г) $\varphi=90^\circ$.

Већина позиција за правац $\varphi=180^\circ$, и то у интервалу $r/R=0\div 0,364$, се налази у опсегу вредности за трећу инваријанту $III_a=-0,0003\div 0,0067$ (слика 8.15а). Трајекторија се након ове вредности најкраћим растојањем, уз десну криву која симболизује оносиметричну турбуленцију, завршава у позицији $r/R=0,483$ која има вредност пара инваријанти $(III_a, -II_a)=(0,0468; 0,2459)$. За правац $\varphi=0^\circ$ (слика 8.15б) је карактер трајекторије сличан, при чему се она завршава у тачки $r/R=0,37$ која је у средишту Ламлијевог троугла.

Трајекторија пара инваријанти за вентилатор ЗП30 дуж полупречника дефинисаног са $\varphi=270^\circ$ (слика 8.15в) је померенија ка центру Ламлијевог троугла анизотропности, при чему постоји колебање ка већим вредностима треће инваријанте, почевши од осе цеви све до позиције $r/R=0,098$, да би након тога трајекторија, уз извесне промене правца, достигла минималну вредност треће инваријанте $III_a=-0.0041$ у позицији $r/R=0,259$. Одавде се трајекторија, најкраћим путем усмерава према позицији $r/R=0,301$ са максималном вредношћу обе инваријанте $(III_a, -II_a)=(0,0646; 0,305)$, која припада врло уској области Ламлијевог троугла. На слици 8.15г је унета трајекторија пара инваријанти $(III_a, -II_a)$ за мерне тачке дуж полупречника одређеног са $\varphi=90^\circ$ у инваријантну мапу анизотропности. Ова слика, са означеним карактеристичним мерним тачкама

указује на разлику у односу на претходни случај. Наиме, почевши од осе цеви, трајекторија се, са извесним супротносмерним колебањем, упућује одмах ка максималним вредностима инваријанти $(III_a, -II_a)=(0,0235; 0,1647)$ у мерној тачки 13 на позицији $r/R=0,086$. Након тога се трајекторија пружа средином Ламлијевог троугла све до самог центра где се налазе скоро све позиције. Трајекторија се завршава у позицији $r/R=0,303$, тј. у мерно-прорачунској тачки 44 (табела 8.2) у којој варијанте тензора анизотропности имају вредности $II_a=-0,0844$ и $III_a=-0,0065$.

Нека на овом месту буде још напоменуто, да је анализа свих мапа инваријантности уследила тек после потребних увећања сваке од мапа или више њених делова, тако да је тачно утврђиван и обележен положај сваке од мерних тачака. Ламлијев троугао на слици 8.15г принципијелно приказује нумеричко-физички поступак структуралне анализе експерименталних података добијених дуж радијалног правца $\varphi=90^\circ$ у 44 мерне тачке, одређене са својим вредностима r/R , у којима су израчунате инваријанте III_a и II_a . Као методолошки пример приказује се узорак од 10 тачака како следи (слика 8.15г) у табели 8.4.

Табела 8.4 Вредности инваријанти у тачкама инваријантне мапе за вентилатор ЗП30, режим n_1 , инсталација Г, дуж радијуса дефинисаног са $\varphi=90^\circ$.

Редни број мерне тачке	1	7	10	13	19	26	31	37	39	44
Рад. пол. $r/R \cdot 10^3$	2	44	65	86	128	177	212	254	268	303
Инвар. $III_a \cdot 10^3$	5,4	1,6	7,3	23,5	16,3	-0,5	-2,1	-1,8	1,4	-6,5
Инвар. $-II_a \cdot 10^3$	61,7	30	81,6	164,7	134,8	73,6	33	64,9	76,7	84,4

На овом принципу су грађени сви "турбулентни троуглови" у овој дисертацији, тако да су унети подаци у инваријантну карту омогућили квалитетан увид у анизотропност и домене преласка двокомпонентних у трокомпонентна флукуациона поља.

Целокупна анализа је заснована на истраживању утицаја угла лопатица β_R аксијалног вентилатора ЗП и Рејнолдсовог броја Re и то за режиме који су приказани у табели 8.5, а који следе из табеле 7.1.

Табела 8.5 Остварени интегрални струјни параметри за режим n_1 у инсталацији Г.

Угао лопатица β_R [°]	Q [m ³ /s]	U _m [m/s]	Re
22	0,16	1,24	32330
26	0,173	1,34	35159
30	0,169	1,31	34245

На основу слика 8.13а-г, 8.14а-г и 8.15а-г може се закључити да су трајекторије инваријанти (Π_a , $-\Pi_a$) сличне дуж одговарајућих праваца за све β_R , јер је мала разлика између Рејнолдсових бројева, с обзиром на малу разлику између запреминских протока (табела 8.5) и велико пригушење у инсталацији Г (слика 6.1). Такође се може закључити да са повећањем угла лопатица, односно за $\beta_R=26^\circ$ и 30° , долази до изражаја број инваријантних парова у средишњој области Ламлијевог троугла. То је случај за тачке дуж радијуса дефинисаних са угловима $\varphi=90^\circ$ и 270° . Такав карактер не постоји дуж радијуса дефинисаних са угловима $\varphi=0^\circ$ и 180° .

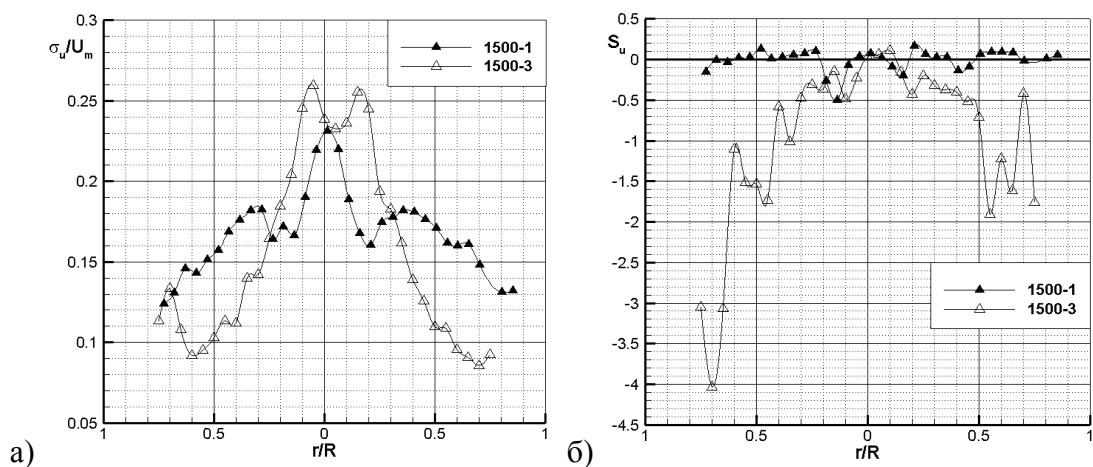
8.2.3 Физичко тумачење резултата мерења у областима нелокалног турбулентног преноса и неградијентне турбулентне дифузије

У завршном поглављу ове дисертације се на основу резултата сопствених мерења разматра феномен нелокалног турбулентног преноса и повезује са резултатима других аутора. У радовима Eskinazi и Egian (1969), Palmer и Kefer (1972), Béguier и сар. (1978), Hinze (1976), Čantrak и сар. (2001) је разматран процес турбулентне размене у закривљеним каналима, слободним и ограниченим млазевима, граничним слојевима и у унутрашњим вихорним струјањима. Истраживање структуре и неградијентног турбулентног преноса у турбулентном вихорном струјању у цеви на потису аксијалног вентилатора је разматрано у Čantrak и сар. (2012). Сва ова експериментална истраживања указују на процесе нелокалног турбулентног преноса и неградијентне турбулентне дифузије, који се не могу решавати моделима градијентног типа. На пример, процеси турбулентне дифузије у присуству кохерентних вртложних структура се не могу сматрати искључиво као локални, већ се мора прихватити сложенија природа тих процеса, која обухвата предисторију струјања и немогућност турбуленције да се у таквим процесима потпуно прилагоди локалном стању осредњеног струјања. Развој теорије нелокалних дисипативних појава садржи актуелне проблеме класичне и статистичке механике. При томе се, пре свега, мисли на теорију функционала вероватноће случајног поља, као и на корелационо-спектралну теорију турбуленције, које указују на могућност даљег развоја и примене бимодалних, релаксационих и моментних модела турбуленције. Тако се, на пример, проширењем система једначина (2.57) добија егзактан незатворен систем диференцијалних једначина статистичких момената трећег реда

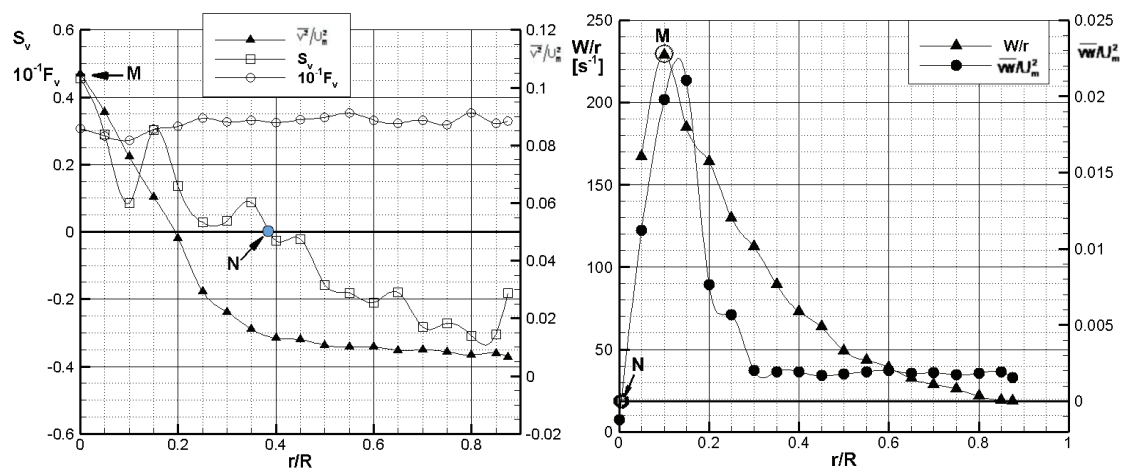
$$\begin{aligned} U_{k,k} &= 0, \dot{U}_\alpha + U_l U_{\alpha,l} = -\rho^{-1} P_{,\alpha} + \nu U_{\alpha,kk} - Q_{\alpha k,k}, \\ \dot{Q}_{\alpha\beta} + U_l Q_{\alpha\beta,l} &= P_{\alpha\beta} + D_{\alpha\beta} + \Pi_{\alpha\beta} - \varepsilon_{\alpha\beta}, \\ \dot{Q}_{ijk} + U_l Q_{ijk,l} &= P_{ijk} + D_{ijk} + \Pi_{ijk} - \varepsilon_{ijk}, \end{aligned} \quad (8.8)$$

где су: $Q_{\alpha\beta} = \langle u_\alpha u_\beta \rangle$, $Q_{ijk} = \langle u_i u_j u_k \rangle$ - корелациони тензори (централни статистички моменти) другог и трећег реда; $P_{\alpha\beta}$, P_{ijk} - продукција (генерисање); $D_{\alpha\beta}$, D_{ijk} - дифузија (турбулентна, притиска, вискозна-молекуларна); $\Pi_{\alpha\beta}$, Π_{ijk} -

размена: корелације између флукуација притиска и брзине и њихових градијената; $\varepsilon_{\alpha\beta}, \varepsilon_{ijk}$ - вискозна дисипација и $\alpha, \beta, i, j, k, l \equiv 1, 2, 3$. Изрази за поједине чланове дати су са (2.58), док се релације за корелације трећег реда не наводе, осим за члан који дефинише турбулентну дифузију $D_{ijk}^t = -Q_{ijkl}$ у коме се јавља корелациони момент четвртог реда $Q_{ijkl} = \langle u_i u_j u_k u_l \rangle$. Дакле систем једначина (8.8) је незатворен, што физички значи да се процесом осредњавања губи низ информација о процесу или појави које се проучавају. При томе појава нових величина налази своје упориште у физичко-математичком моделирању турбуленције. Решавање нелокалног турбулентног преноса помоћу система једначина (8.8) захтева емпиријске вредности извесних константи, тако да још увек не постоји универзални корелациони модел преноса. Проблем се, уствари, састоји у непознавању физике међудејства вртлога свих размера, тј. свих могућих фреквенција. Примена спектралне анализе у областима нелокалног турбулентног преноса је, због тога, веома значајна у брзинским и температурским пољима.



Слика 8.16 Статистички моменти вишег реда за вентилатор ЗП30 за режим n_3 у мерним пресецима 1 и 3: а) интензитет турбуленције и б) коефицијент асиметрије.



Слика 8.17 Турбулентна неградијентна дифузија у пресеку 3 за вентилатор ЗП30, режим n_2 .

На датим сликама приказани су сопствени експериментални резултати, који указују на појаву нелокалног турбулентног преноса количине кретања и неградијентне турбулентне дифузије у вихорном турбулентном струјању у цеви иза кола аксијалног вентилатора. Наиме, применом класичног градијентног модела турбулентног преноса $-\langle \phi_i \rangle = \gamma_\phi \partial_i \Phi$, у коме су Φ и ϕ осредњена и флукуациона вредност физичке величине и γ_ϕ је коефицијент турбулентног преноса величине ϕ , добијају се релације $-\langle vw \rangle = v_{r\phi} r \partial_r (W/r)$, $-\langle v^3 \rangle = D_{v^2} \partial_r \langle v^2 \rangle$ којима се описују градијентни турбулентни пренос количине кретања и градијентна турбулентна дифузија. На сликама се уочавају области у којима према класичној Бусинесковој (Boussinesq) концепцији, компоненте тензора турбулентних напона $v_{r\phi}$ и коефицијент турбулентне дифузије D_{v^2} имају негативне и бесконачне велике вредности, или вредности једнаке нули. Наиме, у тачкама М су $\partial_r \langle v^2 \rangle = 0$ и $\partial_r (W/r) = 0$, док су у тачкама N величине $\langle vw \rangle$ и $\langle v^3 \rangle$, тј. S_v једнаке нули (слика 8.17). Одавде следи да је: $v_{r\phi}(M) = \infty, D_{v^2}(M) = \infty, v_{r\phi}(N) = 0$ и $D_{v^2}(N) = 0$. У области $r/R > r/R(N)$ је $D_{v^2} < 0$, док је у зони између тачака М и N $\langle vw \rangle < 0$. Ове физички неприхватљиве вредности се применом бимодалног модела преводе у позитивне и коначне, као што је за случај турбулентног вихорног струјања у цевима показано, на пример, у

радовима: Вукашиновић (1996), Лечић и сар. (1994). Čantrak и сар. (2001 и 2003), Čantrak и сар. (2002), Тоћић (2007), Hosseini (2011), Burazer и сар. (2012) и Вукашиновић и сар. (1995).

Ови феномени нису уочени само за резултате приказане на овим сликама. Они се јављају у великом делу обрађених резултата свих осталих сопствених мерења, тј. за различите типове вентилатора, и режиме њиховог рада, као и за различите Рејнолдсове и вихорне бројеве. Ове појаве су пропраћене негативном продукцијом кинетичке енергије турбуленције и корелационих момената, тако да је члан P_{ij} у једначини (2.58), тј. члан $-\langle u_i u_j \rangle S_{ij}$ у једначини (2.60) негативан. Ово отвара важна питања турбуленције и механизма турбулентног преноса у вихорном струјању. Експериментална истраживања и познавања физике процеса чине незаобилазни и суштински основ квалитетног моделирања турбуленције. Тако, на пример, наведени диференцијални модел трећег реда, у коме су корелациони моменти трећег реда Q_{ijk} тражене функције, које се одређују из њихове диференцијалне једначине преноса, успева да превлада тешкоће градијентних модела преноса за она турбулентна струјања, чије временске и просторне размере нису мале у односу на исте те размере средњег струјања.

У оквиру овога се појављују интересантна питања у вези са хипотезама са којима се дати систем једначина затвара, а која се односе на времена релаксације статистичких момената, као и на размере, структуру и кинетичку енергију турбуленције. Упоредивање резултата прорачуна по релаксационој и по локалној теорији заснованој на хипотези Бусинеска са експерименталним резултатима недвосмислено показује значајан утицај релаксационих процеса на турбуленцију. То је, уствари, последица способности вртложних структура да запамте своје порекло, тј. предисторију струјања и да са тим ефектима памћења учествују даље у процесима турбулентног преноса.

У стварности су ефекти памћења континуума и ефекти просторних нелокалности суштински повезани. На тај начин су кохерентне структуре, каскадни процеси преноса енергије, интермитенција, нелокалност и релаксација физички уткани у

процесе генерисања, преношења и дисипације енергије турбуленције. На проблемима нелокалног турбулентног преноса се данас у научном свету интензивно ради. Нека то буде у овом раду схваћено као један од задатака будућих истраживања, заснованих на осмишљеним експериментима.

9 ЗАКЉУЧАК

Вентилатори су, као и пумпе, најчешће коришћене турбомашине, које у свету науке и технике заузимају значајно место изазивајући тиме стални и велики научни интерес. Савремена истраживања међузавосности конструктивно-енергетских и струјно-техничких карактеристика аксијалних турбомашина заснивају се на сложеном експерименталном и теоријском приступу, суштински прожетом комплексним нумеричким поступцима. Разлог за то су *турбулентна вихорна* струјања која, при спрезању вентилатора са цевоводом у техничким системима, настају иза обртног кола аксијалног вентилатора. Проблем турбуленције је један од најактуелнијих нерешених проблема физике, а у овом случају се томе додаје још и вихор. Дакле, предмет истраживања у овој дисертацији су једна од најкомплекснијих струјања у области струјних машина, механике флуида и енергетике уопште. *Изучавање* турбулентних вихорних струјања, која су неминовно присутна у природи и техници, има велики не само теоријски, већ и практични значај. То је, за ову дисертацију, велики стручни и научни изазов. Изазов, који мотивише.

За изазов се требало добро припремити. Сходно томе, аутор овог рада је у претходних десетак година, у оквиру докторских студија и израде дисертације детаљно изучавао библиографске изворе из ове области. Део тога је приказан је у анализи досадашњих истраживања и неопходном навођењу коришћене научно стручне литературе. Комплексност и актуелност научне области којој припада предметна дисертација изродила је разноврсна и богата истраживања, која су опредмећена у квалитетно продукованој научној и стручној литератури, чије је изучавање било од непорцењиве вредности током читавог протеклог периода. Таква темељита припрема представљала је одлучујући и веран ослонац свим истраживањима, поготову што су она веома захтевног експериментално-теоријско-нумеричког карактера. Све ово је знатно олакшало осмишљавање циља и структуре комплексних истраживања.

Незаобилазна, битна и језгровита *теоријска раматрања* заснована су на савременој физичко-математичкој теорији турбуленције. На основу детаљног изучавања не само наведене литературе, већ и материје везане за механику и механику флуида на докторским студијама, на сопствен *оригиналан* начин је изложена математичка интерпретација сложених физичких међузависности у структуралној анализи турбуленције која се примењује у овим истраживањима. Посебна пажња је, због тога, посвећена сажетом приказу примене корелационо-спектралне теорије у динамици вртложности и теорији турбулентног преноса, као и у анализи структуре турбуленције у вихорном струјању.

Анализа вртложног језгра и структуре турбуленције у цеви иза кола аксијалних вентилатора заснива се на најсавременијим *експерименталним* истраживањима, која подразумевају примену савремених мерних система и метода мерења. Експерименти у овом раду су реализовани како на инсталацији која је добијена модификацијама постојећег мерног штанда, тако и на целокупно новој изграђеној експерименталној инсталацији.

Наиме, за потребе прикупљања експерименталних података *израђено* је више типова инсталација за испитивање вихорног струјања или *прилагођавањем* старе инсталације (тип А, Б и В) или *изградњом* потпуно нове (тип Г). Коришћено је постојеће коло модел ЗП које је пројектовао и направио проф. др Зоран Д. Протић[†], а које генерише Ранкинов вртлог на потису, а са којим су обављена мерења у оквиру рада, поред осталих публикација, Бенишек (1976) и делимично Бенишек (1979). Такође је коришћено и постојеће коло типа W, које је до сада употребљавано у оквиру теза Бенишек (1979), Вукашиновић (1996) и Лечић (2003). Резултати са овим типом вентилатора су такође приказани у оквиру научних и стручних часописа и конференција. За потребе рада на овој тези набављен је и вентилатор модел SP, који представља *донацију* произвођача Soler & Palau, Шпанија и фирме Беотехноклима, Београд. Геометријске и уградне карактеристике сва три вентилатора су дата у поглављу 3.3. Донацијом су добијена и два обртна кола аксијалних вентилатора произвођача Термовент Комерц, Србија, која нису коришћена у току ових истраживања. У циљу

остваривања повољне хидрауличке геометрије аксијалних турбомашина *пројектовано* је и *израђено* више наструјних капа за усисну и потисну страну вентилатора.

Проучен је и *уведен* у примену велики број савремених мерних техника ПИВ, ТР ПИВ, ЛДА-једнокомпонентни и двокомпонентни. Уведена је калибрација нове сонде са врелом жицом. Примењене су технике ласерске визуализације и брзих камера у области турбомашина и механике флуида. Ретки су, чак и у свету, случајеви примене овако комплексних система на једном месту, а посебно технике која крупним корацима напредује попут ТР ПИВ. О томе говори и чињеница да су на новоизграђеној инсталацији типа Г, на Машинском факултету у Карлсруеу новонабављене брзе камере *по први пут* коришћене баш у оквиру ових експеримената. На овај начин је извршено *увођење* ПИВ технике у домаће истраживачке пројекте.

За извођење бројних експеримената, поред наведених модификованих и нових инсталација, *израђено* је више различитих уређаја. *Конструисан* је и израђен уређај за репарацију сонди са загрејаном жицом најразличитијих геометрија високе прецизности, са шест ротација и девет транслација. Уређај је модуларног типа, па је имао и вишеструку примену у оквиру тезе и тестирања Nd:YAG ласера, као и приликом провере диодног ЛДА ласера. Уређај је прихваћен као *Техничко решење* 2010. год. под називом „Универзални уређај за репарацију сонди са загрејаним влакнима“ од стране Истраживачко-стручног већа Машинског факултета Универзитета у Београду.

Експериментална истраживања су захтевала разматрање најбоље конфигурације НВА сонди за мерења у турбулентном вихорном струјању. Уз помоћ проф. др Вукославчевића, проучаван је оптималан распоред и број сензора. Изабрана је геометрија и израђена оригинална NP сонда са три сензора, сваки пречника 2,5 μ m од платине, од стране Вукославчевића. Циљ је био да се са овом сондом мери тродимензијско поље брзине. То би представљало искорак у односу на двокомпонентна мерења аксијалне и обимске брзине која су била остварена уз

помоћ сонди VP-2vs, истог аутора, у докторској дисертацији Лечић (2003). За потребе извођења процеса репарације сонди израђен је уређај за електронско заваривање сензора за носач који је описан у поглављу 3.2. Процес проучавања репарације сонди са загрејаним влакнима је обављен и изучавањем микроструктуре сензора и носача помоћу електронске микроскопије (SEM, увећање и до 1800 пута) и energy dispersive spectroscopy (EDS).

Конструисан је и израђен врло квалитетан систем за траверзирање мерних инструмената са три осе, који се састоји од линераних вођица, као и од драјвера домаће производње, како је описано у поглављима 3.1 и 3.2.

У оквиру процеса изучавања геометрије лопатица три обртна кола примењено је њихово *3Д ласерско скенирање*, као и завршна обрада у оквиру софтверског пакета Catia. Ту су сва три обртна кола *моделирана* у потпуности. У истом циљу урађен је *софтвер* за пројектовање аксијалних машина, који је такође прихваћен као *техничко решење*. За модел вентилатора ЗП је утврђено изванредно слагање геометрија лопатице добијених применом формираног софтвера, с једне стране, и скенирања, с друге стране.

За мерења поља притиска, као и брзинског поља помоћу класичних сонди, извршена је калибрација модификоване класичне сонде са наглавком са посебним освртом на мале, а потом и на веће брзине. Из тог разлога није формирана јединствена формула за цео опсег брзина. У оквиру ових мерења су *уведени* давачи притиска, који су мерили поље релативног статичког и тоталног притиска упоредо са Бецовим микроманометрима. На овај начин је *потврђена* изузетна тродимензионалност турбулентног вихорног струјања у области вртложног језгра (поглавље 7.2.2), што је у сагласности са наводима у радовима Бенишек (1979), Вукашиновић (1996) и Лечић (2003). На овај начин су примедбе у вези са малом поновљивошћу резултата мерења у области вртложног језгра добиле свој пун физички смисао. У прилог томе су и значајне вредности радијалне брзине одређене мерним методама СПИВ и ЛДА за одговарајуће режиме струјања у области вртложног језгра. Овим се истиче *значај примене* оптичких метода, попут

ПИБ и ЛДА, у областима рецикулационог струјања, односно струјања са израженим просторним карактером, које су у оваквим случајевима у значајној предности у односу на мерне методе са класичним сондама и сондама са загрејаним влакнима.

Код примене оптичке анемометрије је битно остваривање квалитетног просејавања флуидне струје. У том смислу је вршено експериментисање са разним методама за просејавање флуидног тока (три различита димна генератора са грејачима, атомизатор са маслиновим уљем, димне завесе разних боја и др.). Усвојена *метода* просејавања флуидне струје са димним генератором *прихваћена* је, после презентације резултата на Машинском факултету Универзитета у Београду, за мерења на инсталацији типа Г на Институту за струјне машине Машинског факултета у Карлсруеу. Она је прихваћена и од три реномирана светска произвођача ласерске опреме TSI (САД), Dantec (Данска) и ILA (СР Немачка). Уређајем који је вишеструко јефтинији од комерцијалних атомизатора постигани су бољи резултати у односу на ПИБ мерења, односно много бољи у односу на ЛДА мерења, са маслиновим уљем. Применом димног генератора добијене су велике фреквенције узорковања са ЛДА мерном техником. Најбољи резултати су постигнути са димним генератором Z-3000II Pro Fog Generator фирме Antari и то преко 31kHz при мерењу обимске компоненте брзине у равни $\varphi=270^\circ$, као и велике учестаности са двокомпонентним ЛДА системом. Највеће вредности фреквенције узорковања ЛДА мерном техником се постижу при мерењу обимских, па радијалних, па потом аксијалних компоненти брзине. Ова ситуација се конзистентно понављала за све режима рада код свих вентилатора.

Примена оптичке анемометрије за мерења кроз закривљене провидне зидове, и то при струјању ваздуха, је посебан изазов и захтева специјалне корекције и поступке калибрације. За стерео ПИБ мерења извршена је спецификација поступка калибрације ПИБ система по корацима, од позиционирања ласера у односу на струјну геометрију, до фокусирања камера према честицама просејаним у флуидном току.

За сваки међукорак су израђени одговарајући уређаји, као што су носачи и позиционери тест папира и мете у попречном и вертикалном меридијанском пресеку. Анализиран је квалитет ласерских снопова Nd:YAG ласера и њихово преклапање у два попречна правца. Како, из економских разлога, систем за подешавање ласерских снопова није набављен уз ПИВ систем, приступило се *конструисању и изради* одговарајућег система. На овај начин је, у домаћим условима, по *први пут*, извршено подешавање Nd:YAG ласера за ПИВ систем, уз велике мере опреза и заштите на раду због значајних штетних зрачења ласера приликом рада без поклопаца. Резултати су документовани и проверени током мерења. У току експерименталног рада извршена су додатна подешавања и тестирања напајања ласера и његове главе. *Откривени* су дефекти на основу темељите и ефикасне комуникације са произвођачем New Wave-ом. На овај начин је избегнута скупа поправка у иностранству.

При раду са инсталацијом типа Б, у току ПИВ тест мерења је утврђено да је, чак и при великим брзинама обртања, комбинацијом два исправљача на потису аксијалног вентилатора формирана изузетно униформно струјно поље, без трагова турбулентног вихорног струјања. На овај начин је показано слагање резултата мерења класичним сондама са резултатима ПИВ мерења.

Извршено је ПИВ снимање са различитим просејавањем флуидног тока, при разним режимима рада вентилатора и ласера. Процент интерполираних вектора брзине је био мали, максимално до 5%, а негде је имао и вредност од 0%. Овако ниском нивоу интерполираних вектора свакако је допринело и усвајање одговарајућих алгоритама обраде, који морају да обухвате велике градијенте, посебно у области вртложног језгра. Извршено је више експеримената у којима су анализирани различити услови просејавања флуидног тока и времена DT (Q-switch delay) за различите режиме струјања. Дефинисано је потребно DT време за одговарајућих пет режима струјања за све вентилаторе како би се постигли најбољи могући резултати у аквизицији података..

Извршена је комплексна анализа грешке и извора и нивоа мерне несигурности ПИВ мерења која је у сагласности са резултатима истраживања вихорних струјања у светској литератури.

Такође је извршена и анализа грешке и мерне несигурности ЛДА мерења са једнокомпонентним и двокомпонентним системима, као и *прорачун* корекције положаја мерне запремине за снимање све три компоненте брзине.

Остварени радни режими вентилатора су дати у поглављу 6.1.1, као и измерене снаге на ротору без корекција за губитке. Нажалост, иако су називни пречници сва три вентилатора 0,4m, уградне карактеристике су довеле до значајне вредности процепа тако да није могао да се дефинише степен корисности ни за један од вентилатора. Међутим, с обзиром да је вентилатор ЗП пројектован да ради са заколом ни ови резултати не би били од значаја.

Анализом података је *утврђено* да је остварено генерисање три различита типа вихорног струјања помоћу три различита типа аксијалних обртних кола (ЗП, W и SP). *Уочени* су различити начини низструјне трансформације профила аксијалних брзина. Код вентилатора ЗП она је незнатна, док је код друга два типа изразита, што је боље уочљиво код профила аксијалне и обимске брзине у поглављу 6.1.3. Радијално-аксијална еволуција профила обимске брзине игра при томе значајну улогу како на стабилност и понашање вртложног језгра, тако и на процесе турбулентног преноса.

Урађено је више *софтвера* за обраду и анализу података у MatLab-у. На овај начин је извршено како прерачунавање компонената брзине из Декартовог координатног система у поларно-цилиндрични, тако и прилагођавање знака измерених вредности брзине усвојеном поларно-цилиндричном координатном систему за цев. Спроведена је *анализа* положаја минимума укупне брзине као и понављања тих позиција, што је било од значаја за идентификацију динамике вртложног језгра. На овај начин су постигнути *оригинални научни резултати* у експерименталној и теоријској идентификацији структуре вртлога, вртложног

смицајног слоја и поља вртложности и енстрофије иза аксијалног вентилатора. Истраживања понашања вртложног језгра и осмишљена целовита статистичка анализа резултата мерења представља *самостални* и *значајан научни* допринос у овој области науке и технике.

Сопствена ТР ПИВ мерења, којима се са високом учестаношћу одређују све три компоненте брзине, омогућила су, помоћу урађеног софтвера, прорачун и формирање инваријантних мапа анизотропности за сва три угла лопатица обртног кола аксијалног вентилатора ЗП, чиме су добијени *оригинални* резултати о утицају конструкције и режима рада вентилатора на анизотропност генерисаног турбулентног вихорног поља. Утврђено је да се анизотропност Рејнолдсових напона различито испољава у појединим струјним областима, као и да су типови и структура турбуленције у њима различити. Овим је дат *значајан допринос* у компатибилној примени корелационе, спектралне и инваријантне теорије у истраживањима турбуленције у вихорном струјању.

Мерења иза кола аксијалног вентилатора су омогућила *корекције међународног стандарда* за испитивање вентилатора ISO 5801, што је потврђено радом Mattern и сар. (2012) и ТР ПИВ мерењима на модификованој инсталацији типа Г. Наиме, истраживања указују да се на основу расподела обимске брзине у пресеку иза кола може дефинисати оптимални режим рада. Истраживања у оквиру овог рада указују и на даље правце и могућности корекције стандарда за испитивање аксијалних вентилатора. То се посебно односи на могућност одређивања напора вентилатора без уграђивања исправљача флуидне струје.

За анализу резултата ЛДА мерења *разматрано* је више алгоритама за обраду података с обзиром да се ради о временски неједнако распоређеним узорцима брзине. Коришћен је Lomb-Scargle алгоритам који је инкорпориран у оквиру Labview софтверског пакета, где је направљена апликација за примену на добијеним подацима. Међутим, комерцијални софтвер BSA Flow software фирме Dantec има уграђене алгоритме за спектралну и корелациону анализу, тако да је главни део података ту и обрађен и приказан у оквиру ове тезе. Након утврђене

процедуре одређене су спектралне карактеристике турбулентног вихорног струјања. То је од значаја, имајућу у виду неједнаке временске кораке приликом аквизиције ЛДА сигнала.

Мерењима је *утврђено* постојање значајних градијената радијалне брзине код сва три типа вентилатора, односно у свих девет случајева. Мерења указују на мале интензитете радијалних брзина у свим тачкама попречног пресека за аксијална обртна кола Woods и S&P. Обимним истраживањима утврђене су знатне вредности радијалних брзина при раду са вентилатором ЗП у области вртложног језгра што је потврђено у више серија мерења, при чему су установљени највећи интензитети за вентилатор ЗП22.

Коначне вредности радијалних брзина у вртложном језгру потврђене су и ПИВ и ТР ПИВ мерењима, чиме се још једном показује да се струјање у области вртложног језгра мора посматрати као тродимензијско.

Истраживањима се утврђује изразит и јак утицај типа вихора (јачине и расподеле обимске брзине) на статистичка својства турбуленције, као и на процесе *турбулентног* преноса. Са повећањем јачине вихора турбулентно поље постаје, нарочито у језгру и смицајном слоју, веома нехомогено и анизотропно. Изразита анизотропија ја потврђена и у области основног струјања. Највећи *интензитети турбуленције* су постизани у области вртложног језгра за сва три типа вентилатора и то за сва три угла. Струјања са високим интензитетом турбуленције су и даље непожељна за математичка моделирања, тако да ова врста струјања остаје и даље велика енигма без примене одговарајућих мерних техника и без меродавних података мерења. Помоћу експериментално-статистичких истраживања у овом раду утврђене су *јака анизотропија*, као и *нехомогене* расподеле централних статистичких момената, које су купловане са градијентима средњег струјног поља. Уочена анизотропност је *значајна*, због њеног изразитог утицаја на проблеме моделирања турбуленције. Показано је да централни моменти другог реда (компоненте тензора Рејнолдсових напона) достижу своје

највеће вредности у области смицајног слоја и вртложног језгра и да расту са повећањем јачине вихора, при чему неки од њих мењају свој предзнак.

Карактеристичне су велике измерене вредности коефицијената асиметрије и спљоштености, што одређује јаку асиметрију расподела густина вероватноћа флукуационих брзина, као и присуство интермитентних појава у процесима сложене турбулентне размене у вихорном струјању.

Нумеричком анализом резултата мерења статистичких величина утврђена је значајна зависност турбулентних дифузионих процеса од јачине и типа вихора, као и од расподеле статистичких параметара.

Резултати *сопствених* мерења значајно обогаћују базе података и фонд резултата, који су неопходни за истраживање структуре турбуленције и њено моделирање у вихорном струјању у правој цеви. Наиме, велики део *оригиналних* експерименталних резултата остварених у овој дисертацији не постоји у досадашњој литератури, тако да се са њима попуњава значајна празнина у научним резултатима у области унутрашњих турбулентних вихорних струјања.

Оригиналне анализе захтевних статистичких скупова мерних резултата довеле су до значајних закључака у вези са физиком вихорног струјања и механизмом сложених процеса турбулентне размене. При томе је помоћу корелационе и спектралне теорије турбулентног преноса извршена и анализа утицаја како јачине вихора, тако и његове структуре, тј. расподеле обимске брзине на феномене преноса количине кретања и кинетичке енергије турбуленције. *Сопствени* експериментални резултати омогућују идентификацију извесних непознатих параметара при моделирању турбуленције.

Значај сопствених сложених мерења и добијених резултата мерења огледа се и у њиховој незаменљивој улози у математичком повезивању интегралних (макроскопских) и статистичко-структуралних величина турбулентног вихорног поља. Овим се повезује природа осредњеног брзинског поља са важним

карактеристикама флукуационог кретања, тако да се струјно-геометријски параметри суштински спрежу са статистичко-структуралним величинама у вихорном струјању. Овде се, између осталог, мисли на узајамне зависности вихорног броја, циркулације, Рејнолдсовог броја, статистичких момената вишег реда, структурних параметара, инваријантне мапе анизотропности Рејнолдсових напона и друго.

Математичко-нумеричка интерпретација и *физичко тумачење* укупних резултата мерења указују на битне статистичке карактеристике механизма турбулентног преноса и структуре турбулентног вихорног струјања. Наиме, резултати мерења, нарочито у вртложном језгру и смицајном слоју, својом укупношћу и комплексношћу, омогућују анализу утицаја типа, режима рада и углова лопатица кола аксијалних вентилатора на укупну структуру генерисане турбуленције.

У раду су приказани *оригинални* резултати мерења поља вртложности, која својом динамиком изражава суштинска својства структуре турбуленције. Одређена статистичка поља, у овом изузетно сложенем струјању, појављују се по *први пут* у литератури из ове научне области. Приказане су и, за различите типове обртних кола, расподеле енстрофије, које су повезане са кинетичком енергијом турбуленције и њеном дисипацијом, која се изражава запреминским интегралом квадрата вртложности.

Укупни *оригинални научни допринос* остварен је како применом најсавременијих мерних техника и метода, чиме су постигнути оригинални експериментални резултати, тако и најсавременијих теоријских и нумеричких принципа и поступака, чиме су дата оригинална физичка тумачења структуре турбуленције и механизма турбулентног преноса у вихорном струјању, које се формира иза кола аксијалних вентилатора. Мерењима и анализом су утврђене струјно-енергетске карактеристике примењених аксијалних вентилатора, као и њихове међузависности са интегралним карактеристикама струјног поља и структуром турбуленције, која се формира непосредно иза обртних кола.

Сопствени експериментални резултати потврђују присуство феномена нелокалног турбулентног преноса и неградијентне турбулентне дифузије у унутрашњем турбулентном вихорном струјању и изграђују детаљну физичку слику ових процеса, која би морала да буде сигурнији основ њиховом будућем моделирању.

Остварени стручни и научни резултати у овој дисертацији обавезују и охрабрују. У оквиру будућих истраживања турбулентних вихорних струјања најпре се предлаже примена оригиналних сонди са загрејаним влакнима у струјним областима без рецикулације. Продужетак ових истраживања као и одговарајућу структуралну анализу је сврсисходно засновати како на примени ТР ПИВ мерне технике са брзим камерама и ласерима, тако и на коришћењу давача притиска са високом учестаношћу узорковања. На помолу су и волуметријски ТР ПИВ системи, који ће омогућити најсложенија мерења у најсложенијим турбулентним вихорним струјањима. При свему овоме посебну пажњу треба посветити алгоритмима за обраду мерених података и за калибрацију. Као посебан изазов у области струјно техничких мерења се наслућује примена ПИВ са ЛЕД технологијом за осветљавање флуидне струје. Прва мерења се успешно обављају у води.

Истраживања у овом раду су потврдила природу научне тријаде, на основу које су сва експериментална истраживања ослонац теоријским и нумеричким, и обратно.

10 ЛИТЕРАТУРА

- Анђелић Т.П. (1973) Тензорски рачун, Научна књига, Београд.
- Бенишек М. (1976) Истраживање хидродинамичке стабилности вихорних струјања у осно симетричним ротацијским просторима, Магистарски рад, Универзитет у Београду, Машински факултет, Београд.
- Бенишек М. (1979) Истраживање вихорног струјања у правим цевима кружног пресека, Докторска дисертација, Машински факултет, Београд.
- Бенишек М., Протић З. (1981) Истраживање струјних губитака у правим цевима кружног пресека при вихорном струјању нестишљивог флуида, Зборник радова, 15. Југословенски конгрес теоријске и примењене механике, Купари, Југославија, В-26, стр. 269-276.
- Бенишек М., Недељковић М., Килибарда Р., Герасимовић Д. (1996) Техника мерења – Збирка задатака из струјно-техничких мерења, Машински факултет, Београд.
- Бенишек М., Чантрак С., Недељковић М., Белошевић С. (1997) Истраживање карактеристичних параметара вихорног струјања, XXII Југословенски конгрес теоријске и примењене механике, Врњачка Бања, 2-7. јун, стр. 100-105.
- Бранисављевић Н., Продановић Д. (2006) Large scale particle image velocimetry - Мерење урбаног отицаја, Водопривреда, Бр. 38. стр. 233-238.
- Борисенко А.И., Тарапов И.Е. (1972) Векторный анализ и начала тензорного исчисления, Харьков.
- Велимировић Вл. Н. (2001) Охридски пролог, Глас Цркве, Шабац.
- Вукашиновић Б. (1996) Турбулентни пренос и проблеми његовог моделирања у вихорном струјању, Магистарска теза, Машински факултет, Београд.
- Вукашиновић Б., Лечић М., Чантрак С. (1994) Физичко-математичко моделирање преноса импулса и топлоте у нехомогеној турбуленцији, Симпозијум: Термохидраулички процеси у енергетици, Термохидраулика 1994, Зборник радова, стр. А 1-1 до А 1-7, Машински факултет, Београд.
- Вукашиновић Б., Чантрак С., Лечић М. (1995) Истраживање нелокалне турбулентне дифузије у вихорном струјању, Зб. рад. 21. Југ. конг. теор. и прим. мех., бр. 7-36, стр. 172-177, Ниш.
- Вушковић И. (1977) Основе технике мерења, Машински факултет, Београд.
- Давыдов Б. И. (1959) К статистичкеој динамике несжимаемой турбулентной жидкости, ДАН СССР, Том 137, No. 3, стр. 768-771.
- Идельчик И. Е. (1975) Справочник по гидравлическим сопротивлениям, Машиностроение, Москва.
- Илић Ј., Срећковић М. (2003) Поређење оптичких мерних техника у испитицањима токова флуида, Конгрес метролога 2007, 26-28. септембра 2007., Златибор, Зборник радова, стр. 424-436.
- Јарић Ј. (1988) Механика континуума, Грађевинска књига, Београд.
- Колмогоров А. Н. (1941) Локална структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса, Докл. АН СССР, 30, No. 4, стр. 299-303.
- Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. (1988) Теоретическая физика, Т. VI, Гидродинамика, Москва, Наука.
- Лечић М. (2003) Теоријска и експериментална истраживања турбулентних вихорних струјања, Докторска дисертација, Машински факултет, Београд.

- Лечић М., Чантрак С., Вукашиновић Б. (1994) Аналитичке и нумеричке методе прорачуна термохидрауличких карактеристика вихорних струјања, 25. Конгрес КГХ, Зборник радова, стр. 291-298, СМЕИТС, Београд.
- Лечић М., Кокотовић Б., Чантрак Ђ. (2008) Уређаји за позиционирање и репарацију сонди са загрејаним влакнима за изучавање турбулентног вихорног струјања у цевима, Зборник радова, 34. Јупитер конференција са међународним учешћем, 30. симпозијум НУ-Роботи-ФТС, 4-5. јун 2008. год., стр. 3.7-3.12.
- Лойцянский Л. Г. (1987) Механика жидкости и газа, Москва.
- Монин А. С., Яглом А. М. (1965) Статистическая гидромеханика, Москва.
- Обрадовић Н. (1959) Аксијални компресори, Научна књига, Београд.
- Протић З. (1970) Одређивање пречника мртве воде при вихорном струјању у правим цевима кружног пресека, Зборник радова, X Југословенски конгрес за рационалну и примењену механику, Башко поље, 1-6. јуна, стр. 429-442.
- Протић З., Бенишек М. (1981) Одређивање карактеристика отпора при вихорном струјању, у цевоводу спрегнутом са вентилатором без закола, Зборник радова, 15. Југословенски конгрес теоријске и примењене механике, Купари, Југославија, В-27, стр. 361-368.
- Протић З., Недельковић М. (2006) Пумпе и вентилатори – проблеми, решења, теорија, пето издање, Машински факултет, Београд.
- Седов Л.И. (1973) Механика сплошной среды, том 1, Наука, Москва.
- Сијерчић М. (1998) Математичко моделирање комплексних турбулентних транспортних процеса, Институт за нуклеарне науке "Винча", Београд.
- Симоновић В. (1988) Увод у теорију вероватноће и математичку статистику, Београд.
- Срећковић М., Остојић С., Илић Ј., Арсоски В., Пантелић С., Тук С., Чантрак Ђ., Ђерић Н. (2007) Савремени уређаји LDA и аналитичке и нумеричке оцене мерних резултата, Конгрес метролога 2007, 26-28. септембра 2007., Златибор, Зборник радова, стр. 327-334.
- Смирнов В.И. (1974) Курс Высшей Математики, том четвертый, часть первая, Наука, Москва, стр. 198-334.
- SRPS ISO 5167-1:2007 - Мерење протока флуида помоћу уређаја са диференцијалним притиском уграђених у цевоводе кружног попречног пресека – Део 1. Општи принципи и захтеви (статус: повучен)
- Ђоћић А. (2007) Истраживање структуре нехомогене турбуленције применом инваријантне теорије, Магистарски рад, Машински факултет, Београд.
- Хосеини А. (2011) Анализа утицаја Ранкиновог вртлога на процесу турбулентног преноса, Магистарски рад, Београд.
- Чантрак С. (1992) Структура турбулентног вихорног струјања, Уводно предавање, Симпозијум "Савремени проблеми механике флуида", Зборник радова, с. 41-59, Машински факултет Београд.
- Чантрак С. (2004) Примењена механика флуида, Термотехничар, Том 1, СМЕИТС, Београд, стр. 110-227.
- Чантрак С. (1997) Турбуленција – феномен класичне и статистичке механике, Пленарно предавање по позиву, Зборник радова XXII југ. конг. тоер. и прим. мех., Врњачка Бања, РЛ. 10, стр. 104-120.
- Чантрак С. (2005) Хидродинамика, IV издање, Машински факултет, Београд.
- Чантрак С. (2005а) Турбулентна струјања (скрипта предавања на докторским студијама), Машински факултет, Београд.

- Чантрак С., Бенишек М., Недељковић М. (1984) Турбулентна вискозност вихорног струјања у светлу Boussinesq-ове претпоставке о турбулентним напонима, Зб. рад. 16 Југ. конг. теор. и прим. мех., В 6-3, стр. 177-184, Бечићи.
- Чантрак С., Вукашиновић Б., Лечић М. (1995) Истраживање механизма турбулентног преноса у хидромеханичким процесима који се одвијају у пољу центрифугалне силе, Процесна техника, бр. 3., стр. 21-26, Београд.
- Чантрак С., Лечић М. (1993) Нелокални турбулентни пренос материје и топлоте, 24. Конгрес КГХ, стр. 78-83, Београд.
- Чантрак С., Лечић М. (1993а) Моделирање прорачуна турбулентних струјања у којима је интензивираан турбулентни пренос, Процесна техника бр. 3-4, стр. 19-22.
- Чантрак С. (1984) Статистички моменти вишег реда и расподеле вероватноћа брзина у турбулентном вихорном струјању, Зборник радова Мат. Инс., Нова серија, Књига 4 (12).
- Чантрак Ђ., Илић Ј., Бенишек М., Недељковић М. (2007) Приказ PIV (Particle Image Velocimetry) мерне технике на инсталацији за мерење турбулентног вихорног струјања у правим цевима, Конгрес метролога 2007, 26-28. септембра 2007., Златибор, Зборник радова, стр. 415-426.
- Чантрак Ђ. (2007) Примена Лагранжовог принципа виртуелног рада у области хидромеханике унутрашњих струјања нестишљивог флуида, Семинарски рад на докторским студијама из предмета Одабрана поглавља из механике, 11 страница, Машински факултет, Београд
- Чантрак Ђ. (2007а) Математичко оруђе механике флуида. Тензорска анализа и основне једначине, Манускрипт предавања на докторском семинару из механике флуида, 66 страница, Машински факултет, Београд.
- Чантрак Ђ., Илић Д., Божић И. (2008) Математичке и експерименталне методе механике флуида. Тензорска анализа и једначине преноса масе, импулса и енергије. Варијациони принципи и интегралне једначине са применама у механици континуума. ПИВ (Particle Image Velocimetry) техника и методе мерења са примерима, Семинарски рад и предавање на докторским студијама из предмета Одабрана поглавља из механике флуида, Машински факултет, Београд.
- Acrivlellis M. (1973) Untersuchungen an turbulenten Drallströmungen hinter einem radialen Leitapparat, Dr.-Ing.-Diss., Univ (TH), Karlsruhe.
- Acrivlellis M., Čantrak S., Jungbluth H. (1982) Untersuchungen der Korrelationen höherer Ordnung in drallbehafteter Rohrströmung, Z. f. Flugwiss. u. Weltraumforschung (ZFW), B.6, H.2, pp. 117-120.
- Adrian R.J. (2005) Twenty years of particle image velocimetry, Experiments in Fluids 39, pp. 159–169.
- Adrian R.J., Christensen K.T., Liu Z.-C. (2000) Analysis and interpretation of instantaneous turbulent velocity fields, Experiments in Fluids, 29, pp. 275-290.
- Adrian R.J. (1997) Dynamic ranges of velocity and spatial resolution of particle image velocimetry, Meas. Sci. Technol., Vol. 8, pp. 1393-1398.
- Adrian R.J. (1991) Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 23, pp. 261–304.
- Agrawal A., Prasad A.K. (2003) Measurements within vortex cores in a turbulent jet, J. of Fluids Eng., Vol. 125, pp. 561-568.

- Akiyama T., Ikeda M. (1986) Fundamental study of the fluid mechanics of swirling pipe flow with air suction, *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.*, 25, pp. 907- 913.
- Albrecht H.E. (2003) *Laser Doppler and phase Doppler measurement techniques*, Springer.
- Algifri A.H., Bhardwaj R.K., Rao Y.V.N. (1988) Eddy viscosity in decaying swirl flow in a pipe, *Applied Scientific Research* 45, pp. 287-302.
- Algifri A.H., Bhardwaj R.K. (1985) Prediction of the heat transfer for decaying turbulent swirl flow in a tube, *Int. Jour. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 28, No. 9, pp. 1637-1643.
- Anwer M., So R.M.C. (1993) Swirling turbulent flow through a curved pipe, *Experiments in fluids* 14, pp. 85-96.
- Aris R. (1989) *Vectors, tensors, and the basic equations of fluid mechanics*, Dover Publications, New York.
- Baker D.W., Sayre C.L. (1971) Decay of swirling flow of incompressible fluids in long pipes, *Flow: Its Meas. And Control in Sci. and Ind., Proc. Symp.*, vl.pt. 1, Pittsburgh, pp. 301-312.
- Bass J. (1954) Space and time correlations in a turbulent fluid, Part I, *University of California Publications in Statistics*, Vol. 2, No. 3, pp. 55-84.
- Batchelor G. K. (1953) *The theory of homogeneous turbulence*, Cambridge University Press, London.
- Béguier C., Fulachier L., Keffer J. (1978) The turbulent mixing layer with an asymmetrical distribution of temperature, *J. Fluid Mech.*, Vol. 89, Part 3, pp. 561-587.
- Bendat J.S., Piersol A.G. (1971) *Random data: analysis and measurement procedures*, Wiley-Interscience, New York.
- Bendat J.S., Piersol A.G. (1980) *Engineering applications of correlation and spectral analysis*, New York, Chichester, Brisbane, Toronto.
- Benišek M. (1977) Investigation on the existence of stable profile vortex flow through cylindrical long lined circular pipes, *ZAMM* 57, T173-T175.
- Benišek M., Čantrak S., Nedeljković M. (2003) One method for determination of fluid flow boundary shape and swirling flow core radius, *PAMM, Proc. Appl. Math. Mech.* 2, pp. 346-347.
- Benišek M., Čantrak Đ., Božić I. (2003a) Axial Fan's Hub Radius Determination by the Lagrange's Principle of Virtual Work, *Proceedings of The Sixth Conference Industrial Fans*, Gliwice, Poland, pp. 5-12. ISBN/ISSN 83-918568-1-X/1506-9702, 01-03.10.2003.
- Benišek M., Čantrak S., Nedeljković M. (1988) Theoretical and experimental investigation of the turbulent swirling flow characteristics in circular pipes, *ZAMM* 68, H. 5, T 280-282.
- Benišek M., Čantrak S., Nedeljković M. (1991) Theoretical and experimental investigation of the turbulent swirling flow characteristics in a conical diffuser, *ZAMM* 71, H.5, T 453-456.
- Benišek M., Čantrak S., Nedeljković M. (1994) An investigation on the changes of Coriolis and energy loss coefficients for a swirling flow along straight circular pipes, *ZAMM* 74, pp. T 349-T 351.
- Benišek M., Nedeljković M., Čantrak S. (1990) An investigation on the incompressible turbulent mean swirling flow characteristics change along straight conical diffuser, *ZAMM* 70, pp. T 456-T 458.
- Benišek M., Nedeljković M., Čantrak S. (1995) An investigation on the energy loss

and Coriolis coefficients changes for a turbulent swirling flow in straight conical diffuser, ZAMM

Benišek M.H., Lečić M.R., Ilić D.B., Čantrak Đ.S. (2010) Application of new classical probes in swirl fluid flow measurements, *Experimental Techniques*, Wiley, Inter Science, Society for Experimental Mechanics, Vol. 34, Issue 3, pp. 74-81.

Benišek M.H., Ilić D.B., Čantrak Đ.S., Božić I.O. (2010a) Investigation of the turbulent swirl flows in a conical diffuser, *Thermal Science*, Vol. 14, Suppl., pp. 141-154.

Bohl W. (1994) Axialventilatoren, поглавље у оквиру 2. главе Berechnung und Entwurf von Ventilatoren, Ventilatoren, издавачи: Vommes L., Fricke J., Klaes K., Vulkan-Verlag, Essen.

Bradshaw P. (1971) An introduction to turbulence and its measurement, Pergamon press, Oxford.

Bullock K. J., Cooper R. E., Kronauer R. E., Lai J. C. S. (1987) Structural similarity and lifetimes of turbulence structures in fully developed pipe flow, *Phys. Fluids*, Vol. 30. No. 10, pp. 3006-3018.

Burazer J.M., Lečić M.R., Čantrak S.M. (2012) On the non-local turbulent transport and non-gradient thermal diffusion phenomena in HVAC systems, *FME Transactions* (прихваћен за штампу).

Čantrak S. (1981) Experimentale Untersuchungen statistischer Eigenschaften turbulenter drallbehafteter Rohr- und Diffusorströmungen, Dr.-Ing.-Diss., Karlsruhe.

Čantrak S. (1982) Experimentelle Untersuchungen statistischer Eigenschaften turbulenter Rohr- und Diffusorströmungen, *Strömungsmechanik und Strömungsmaschinen*, Heft 31/82, S. 23-66, Karlsruhe.

Čantrak S., Benišek M. (1982) Die Charakteristischen aus den mittleren Geschwindigkeitsverteilungen ermittelten Größen der turbulenten Drallströmung in Rohren, *ZAMM*, Band 62, T 201-203.

Čantrak S., Benišek M., Nedeljković M., Lečić M. (2001) Problems of non-local turbulent transfer modelling, *ZAMM*, Vol. 81, S4, S. 913-914.

Čantrak S., Benišek M., Nedeljković M. (1993) Coherent structures and shear layer in wall-bounded turbulent swirling flows in spacio-temporal structure and chaos in heat and mass transfer process, *ICHMT Publ.*, Cyprus, pp. 29-40.

Čantrak S., Benišek M., Nedeljković M. (1996) Turbulenzstruktur und statistische Eigenschaften der Trennschicht in inneren turbulenten Drallströmungen, *ZAMM*, B.76, S.5, pp. 91-92.

Čantrak S., Benišek M., Nedeljković M., Lečić M. (2003) Turbulenz-Anisotropie und nicht-lokale Diffusion in drallbehafteter Scherströmung, *PAMM* 2, pp. 346-347.

Čantrak S., Benišek M., Nedeljković M. (1997) Contemporary problems in turbulent swirling flows, *Facta Universitatis*, Vol. 2, No 7/2, pp. 369-380.

Čantrak S., Felsch K. O., Jungbluth H. (1985) Über Turbulenzstruktur und Mechanismus der Transportprozesse in drallbehafteter Diffusorströmung, *ZAMM* 65 (4), T 189 – T 191.

Čantrak S., Vukašinić B., Lečić M. (1994) Über mathematische Modellierung der turbulenten Austauschprozesse, *Bulletin for Applied Mathematics (BAM)*, pp. 87-96, Budapest.

Čantrak Dj., Dušanić A., Božić I., Lečić M. (2002) On the Anisotropy of the Turbulent Viscosity, *Proceedings of the International Conference Classics and Fashion in Fluid Machinery*, October 18-20.2002, Belgrade, pp. 139-148., ISBN 86-7083-451-

0.

Čantrak Đ., Janković N. (2011) PIV and LDA research of the turbulent swirl flow behind axial fans in pipes, International Congress on Applications for Image based Measurements, секција Imaging Techniques in Fluid Mechanics and Combustion, 22-23 March, Schloss Großlaupheim, Laupheim, Ulm, Germany.

Čantrak Đ., Pothos S., Janković N. (2011) Stereoscopic PIV measurements and visualization of a turbulent swirl flow behind an axial fan in a pipe, III International Symposium Contemporary Problems of Fluid Mechanics, May 12-13th, University of Belgrade, Faculty of Mechanical Engineering, Belgrade, pp. 289-300.

Čantrak Đ., Ristić S., Janković N. (2011a) LDA, classical probes and flow visualization in experimental investigation of turbulent swirl flow, DEMI 2011, 10th International Conference on Accomplishments in Electrical and Mechanical Engineering and Information Technology, May 26-28th, University of Banja Luka, Faculty of Mechanical Engineering, Banja Luka, pp. 489-494.

Čantrak Đ., Janković N. (2011a) Use of modern measurement and visualization techniques in research of turbulent swirl flow in ventilation systems, 15th International Passive House Conference 2011, May 27-28th, Innsbruck, Austria, pp. 579-580.

Čantrak Đ., Nedeljković M., Janković N. (2011b) Turbulent swirl flow dynamics, The 3rd International Congress of Serbian Society of Mechanics, Vlasina Lake, Serbia, 5-8 July, Proceedings IConSSM 2011, Section B-Fluid mechanics, B-03, pp. 251-261.

Čantrak Đ., Gabi M., Janković N., Čantrak S. (2012) Investigation of structure and non-gradient turbulent transfer in swirling flows, GAMM 2012 83rd Annual Meeting, TU Darmstadt, Darmstadt, Book of Abstracts pp. 237-238. (in print)

Čantrak Đ., Janković N., Nedeljković M., Lečić M. (2012a) Stereo PIV and LDA measurements at the axial fan outlet, Proceedings, 15th Int. Symp. on Flow Visual., Minsk, June 25-28. (in print)

Čantrak Đ., Nedeljković M., Janković N. (2012b) Turbulent swirl flow characteristics and vortex core dynamics behind axial fan in a circular pipe, Proceedings, CMFF'12, Budapest, September 4-7. (accepted for publication)

Chainais P., Abry P., Pinton J.-F. (1999) Intermittency and coherent structures in a swirling flow: A wavelet analysis of joint pressure and velocity measurements, Phys. Fluids, Vol. 11, No. 11, pp. 3524-3538.

Chang F., Dhir V.K. (1994) Turbulent flow field in tangentially injected swirl flows in tubes, Int. Heat and Fluid Flow, Vol. 15, No. 5, pp. 346-356.

Chang K.-C., Chen C.-S., (1993) Development of a hybrid $k-\varepsilon$ turbulence model for swirling recirculating flows under moderate to strong swirl intensities, International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol. 16, pp. 421-443.

Collatz L., Görtler H. (1954) Rohrströmung mit schwachem Drall, ZAMP, Vol. 5.

Comte-Bellot G. (1965) Ecoulement turbulent entre deux parois parallèles, Pub. Sci. Tech. Min. de l'Air, No. 419.

Crnojevic C., Decool F., Florent P. (1999) Swirl measurements in a motor cylinder, Experiments in Fluids 26, pp. 542-548.

Dantec Dynamics (2006) BSA flow software installation and user's guide V.4.10.

Durst F., Melling A., Whitelaw J. H. (1981) Principles and practice of laser-Doppler anemometry, second edition, Academic Press.

Eck B. (1962) Ventilatoren – Entwurf und Betrieb der Radial-, Axial- und Querstromventilatoren, Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg.

Eck B. (1975) Fans, Design and operation of centrifugal, axial-flow and cross-flow

fans, Pergamon Press, Oxford.

Eckert B., Schnell E. (1953) Axial- und Radialkompressoren, Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg.

Einstein H.S., Li H. (1951) Steady vortex flow in a real fluid, Proc. HT & Fluid Mech., Institute Palo Alto, California.

Escudier M. P., Keller J. (1985) Recirculation in swirling flow: a manifestation of vortex break down, AIAA Journal, Vol. 23, No. 1, pp. 111-116.

Eskinazi S., Erian F.F. (1969) Energy reversal in turbulent flows, Physics of Fluids, Vol. 12, No. 10, pp. 1988-1998.

Favre A.J. (1965) Review on space-time correlations in turbulent fluids, Trans. ASME (E), J. Appl. Mech. 32, pp. 241-257.

Frenkiel F.N., Klebanoff P.S. (1967) Higher-order correlations in a turbulent field, Phys. Fluids 10, No. 3, pp. 507-520.

Frisch U. (1995) Turbulence, Cambridge University Press, Cambridge.

Fu S., Huang P.G., Launder B.E., Leschziner M.A. (1988) A comparison of algebraic and differential second-moment closures for axisymmetric turbulent shear flows with and without swirl, J. Fluid Eng., Trans. of ASME, Vol. 110, pp. 216-221.

Graftieaux L., Michard M., Grosjean N. (2001) Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows, Meas. Sci. Technol., Vol. 12, pp. 1422-1429.

Grosjean N., Graftieaux L., Michard M., Hübner W., Tropea C., Volkert J. (1997) Combining LDA and PIV for turbulence measurements in unsteady swirling flows, Meas. Sci. Technol., Vol. 8, No. 12.

Guedel A., Robitu M., Chaulet V. (2012) CFD simulations to predict the energy efficiency of an axial fan for various casing configurations, Fan 2012, International Conference on Fan Noise, Technology and Numerical Methods, Senlis, France, 18.04.-20.04.2012., CD Proceedings, ISBN: 978-0-9572374-1-4, 11pages, paper fan2012-69-GUEDEL.

Gupta A. K., Lilley D. G., Syred N. (1984) Swirl flows, Abacus Press, England.

Harlow F.N., Nakayama P.I. (1967) Turbulence transport equations, Phys. Fluids, Vol. 10, No. 11, pp. 2323-2332.

Hinze J. O. (1975) Turbulence, 2nd Ed., McGraw – Hill, New York.

Hinze J. O. (1976) Gedächtniseffekte in der Turbulenz, ZAMM, B.56, T 403-T415.

Hussain A.K.M.F., Ramjee V. (1976) Effects of the axisymmetric contraction shape on incompressible turbulent flow, ASME J. Fluids Eng., pp. 58-68.

Hyde M. (2007) Particle image velocimetry, Lecture at Faculty of Mechanical Engineering University of Belgrade, room: 514, 9th May.

Ilić J., Čantrak Dj., Srećković M. (2007) Laser sheet scattering and the cameras' positions in particle image velocimetry, Acta Physica Polonica A, Vol. 112, No 5., pp. 1113-1118.

Ilić J.T., Ristić S.S., Čantrak Đ.S., Janković N.Z., Srećković M.Ž. (2012) The comparison of air flow LDA measurement in simple cylindrical and cylindrical tube with flat external wall, FME Transactions (у припреми).

Islek A. (2004) The Impact of Swirl in Turbulent Pipe Flow, PhD thesis, Georgia Inst. of Technol.

Ito S., Ogawa K., Kuroda C. (1979) Decay process of swirling flow in a circular pipe, Int. Chem. Eng., Vol. 19 No. 4, pp. 600-605.

ISO 5801: 2007(E) Industrial fans – Performance testing using standardized airways

- ISO 5802: 2001(E) Industrial fans – Performance testing in situ
- ISO 7194-1983 (E) Measurement of fluid flow in closed conduits - Velocity-area methods of flow measurement in swirling or asymmetric flow conditions in circular ducts by means of current-meters or Pitot static tubes, status: withdrawn.
- ISO 3966:2008 (E) Measurement of fluid flow in closed conduits – Velocity area method using Pitot static tubes
- Jeffreys H., Swirles B. (1966) *Methods of mathematical physics*, Cambridge University Press, Cambridge (на руском)
- Jeong J., Hussain F. (1995) On the identification of a vortex, *J. Fluid Mechanics*, 285, pp. 69-94.
- Jiang M., Machiraju R., Thompson D. (2005) Detection and visualization of vortices, 14. поглавље у књизи *The visualization handbook*, Издавачи: Hansen C.D., Johnson C.R., Elsevier Butterworth-Heinemann, Burlington, Oxford, pp. 295-309.
- Jovanović J. (2004) *The statistical dynamics of turbulence*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- Kaneda Y. (1993) Lagrangian and Eulerian time correlations in turbulence, *Phys. Fluids A*, Vol.5, No. 11, pp. 2835-2845.
- Keller L., Friedmann A. (1924) Differentialgleichungen für die turbulente Bewegung einer kompressiblen Flüssigkeit, *Proc. 1st Inter. Congr. Appl. Mech.*, pp. 395-405, Delft.
- Khezzar L. (1998) Velocity measurements in the near field of a radial swirler, *Experimental Thermal and Fluid Science* 16, pp. 230-236.
- Kind R. J., Yowakim F. M., Sjolander S. A. (1989) The law of the wall for swirling flow in annular ducts, *ASME J. Fluids Eng.*, Vol. 111, pp. 160-164.
- Kitoh O. (1991) Experimental study of turbulent swirling flow in a straight pipe, *J. Fluid Mech.*, Vol. 225, pp. 445-479.
- Klingbeil E. (1966) *Tensorrechnung für Ingenieure*, Bibliographisches Institut, Mannheim etc.
- Kreith F., Sonju O.K. (1965) The decay of a turbulent swirl in a pipe, *J. Fluid Mech.*, Vol. 22, part 2, pp. 257-271.
- Laux H. (1961) Beitrag zur experimentellen Untersuchung von Drallströmungen im kreiszylindrischen Rohr, Dr.-Ing.-Diss., TU Berlin.
- Lea J.F., Price D.C. (1971) Mean velocity measurements in swirling flow in a pipe, *Flow: Its Meas. And Control in Sci. and Ind.*, Proc. Symp., vl.pt. 1, Pittsburgh, pp. 313-317.
- Lečić M., Čantrak S., Benišek M., Nedeljković M. (1996) Structure and non-local properties of turbulent swirling flows, *Proceedings, II International Symposium: Contemporary Problems of Fluid Mechanics*, Belgrade, pp. 257-261.
- Leishman J.G., Ramasamy M. (2006) Benchmarking PIV with LDV for rotor wake vortex flows, *Collection of Technical Papers – AIAA Applied Aerodynamics Conference 3*, pp. 1796-1824.
- Lilley D.G., Chigier N.A. (1971) Nonisotropic turbulent stress distribution in swirling flows from mean value distributions, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 14, No. 4, pp. 573-585.
- Liu Z., Zheng Y., Jia L., Jiao J., Zhang Q. (2006) Stereoscopic PIV studies on the swirling flow structure in gas cyclone, *Chemical Engineering Science*, Vol. 61, pp. 4252-4261.
- Lumley J. L., Newman G. (1977) The return to isotropy of homogeneous turbulence,

- J. Fluid Mech., Vol. 82, pp. 161-178.
- Lumley J.L. (1970) Stochastic tools in turbulence, Academic Press, New York/London.
- Marcinowski H. (1959) Optimalprobleme bei Axialventilatoren, Voith Forsch. und Konstr., Heft 5, S. 3.1-3.27.
- Masi M., Lazzaretto A. (2012) CFD models for the analysis of rotor-only industrial axial-flow fans, Fan 2012, International Conference on Fan Noise, Technology and Numerical Methods, Senlis, France, 18.04.-20.04.2012., CD Proceedings, ISBN: 978-0-9572374-1-4, 12pages, paper fan2012-76-MASI.
- Mattern P., Sieber S., Čantrak Đ., Fröhlig F., Caglar S., Gabi M. (2012) Investigations on the swirl flow caused by an axial fan: A contribution to the revision of ISO 5801, Fan 2012, International Conference on Fan Noise, Technology and Numerical Methods, Senlis, France, 18.04.-20.04.2012., CD Proceedings, ISBN: 978-0-9572374-1-4, 11pages, paper fan2012-68-MATTERN.
- Meldau E. (1935) Drallströmung im Drehhohlraum, Dissertation, TH Hannover.
- Melling A. (1997) Tracer particles and seeding for particle image velocimetry, Meas. Sci. Technol., Vol. 8, pp. 1406-1416.
- Mizota T., Zdravkovich M., Graw K.-U., Leder A. (2000) St Christopher and the vortex - A Kármán vortex in the wake of St Christopher's heels, Nature, Vol. 404, Macmillan Magazines Ltd.
- Moene A.F. (2003) Swirling pipe flow with axial strain, Experiment and large eddy simulation, PhD thesis, TU Eindhoven.
- Murakami M., Kito O., Katayama Y., IIDA Y. (1976) An experimental study of swirling flow in pipes, Bull. JSME, Vol. 19, No. 128, pp. 118-126.
- Murakami M., Kikuyama K. (1980) Turbulent flow in axially rotating pipes, ASME J. Fluid Eng., Vol. 102, pp. 97-103.
- Nejad A. S., Ahmed S. A. (1992) Flow field characteristics of an axisymmetric sudden-expansion pipe flow with different initial swirl distribution, Int. Heat and Fluid Flow, Vol. 13, No. 4, pp. 314-321.
- Oro J.M.F., Ballesteros-Tajadura R., Marigorta E.B., Díaz K.M.A., Morros C.S. (2008) Turbulence and secondary flows in an axial flow fan with variable pitch blades, J. of Fluids Eng., Vol. 130, pp. 041101-1-11.
- Panton R.L. (1984) Incompressible Flow, John Wiley & Sons, New York.
- Parchen R. R., Steenbergen W. (1998) An experimental and numerical study of turbulent swirling pipe flows, ASME J. Fluids Eng., Vol. 120, pp. 54-61.
- Pashtrapanska M., Jovanović J., Lienhart H., Durst F. (2006) Turbulence measurements in a swirling pipe flow, Exp. in Fluids, Vol. 41, No. 5, pp. 813-827.
- Petrović D.V., Vukoslavčević P.V., Wallace J.M. (2010) Enlarging the uniqueness cone of the nine-sensor, T-configuration probe to measure the velocity vector and velocity gradient tensor, Meas. Sci. Technol. 21, pp. 1-8.
- Prasad A.K. (2000) Stereoscopic particle image velocimetry, Experiments in Fluids, Vol. 29, pp. 103-116.
- Protić Z., Benišek M., Manasijević N. (1991) Swirling flow in the circular pipes-the characteristic values and flow-patterns specifics, ZAMM, B. 71, H. 5, T 456-459.
- Protić Z. D., Nedeljković M.S., Čantrak Đ.S., Janković N.Z. (2010) Novel methods for axial fan impeller geometry analysis and experimental investigations of the generated swirl turbulent flow, Thermal Science, Vol. 14, Suppl., pp. 125-139.
- Ramasamy M., Johnson B., Leishman J.G. (2008) Understanding the aerodynamic efficiency of a hovering micro-rotor, Journal of the American Helicopter Society 53

- (4), pp. 412-428.
- Raffel M., Willert C., Wereley S., Kompenhans J. (2007) Particle image velocimetry - A practical guide, Springer.
- Reader-Harris M. J. (1994) The decay of swirl in the pipe, *Int. Heat and Fluid Flow*, Vol. 15, No. 3, pp. 212-217.
- Ristić S. (2007) Laser Doppler anemometry and its application in wind tunnel tests, *Scientific Technical Review*, 57, 3-4, pp.64-76.
- Ristić S., Ilić J., Čantrak D., Ristić O., Janković N. (2012) Estimation of laser Doppler anemometry measurement volume displacement in cylindrical pipe swirl flow (рад у припреми).
- Rochino A., Lavan Z. (1969) Analytical investigations of incompressible turbulent swirling flow in stationary ducts, *J. Appl. Mech.*, Vol. 36, *Trans. ASME*, Vol. 91, Series E, pp. 151-158.
- Rotta J.C. (1972) *Turbulente Strömungen*, B. G. Teubner, Stuttgart.
- Ruck B. (1987) *Laser-Doppler-Anemometrie*, AT-Fachverlag GmbH, Stuttgart.
- Saito S., Saito K., Aoki S. (1973) Decay of swirl in a straight pipe flow, *Rep. Inst. High Speed Mech.*, Vol. 28, No. 260, pp. 43-76.
- Sawatzki O. (1972) Drallströmung in langen kreisrunden Röhren, *Strömungsmechanik und Strömungsmaschinen*, Heft12.
- Schade H. (1970) *Kontinuumstheorie strömender Medien*, Springer-Verlag, Berlin.
- Schiebeler W. (1955) Luftströmungen mit Drall im Kreisrohr hinter radialem Leitapparat, *Mitteilungen aus dem Max-Planck-Institut für Strömungsforschung*, Heft 12, Göttingen.
- Schlünkes F. (1959) Messungen an Luftströmungen mit konstantem Drall im geraden Kreisrohr, *Voith Forsch. und Konstr.*, Heft 5, S. 2.1-2.11.
- Scott C. J., Bartelt K. W. (1976) Decaying annular swirl flow with inlet solid body rotation, *J. Fluid Eng.*, pp. 33-39.
- Scott C.J., Rask D.R. (1973) Turbulent viscosities for swirling flow in a stationary annulus, *J. Fluids Eng.*, *Trans. ASME*, pp. 557-566.
- Senoo Y., Nagata T. (1972) Swirl flow in long pipes with different roughness, *Bull. JSME*, Vol. 15 NO. 90 pp. 1514-1521.
- Serrin J. (1959) *Mathematical principles of classical fluid mechanics*, *Handbuch der Physik*, Bd. VIII/1, Ed. S. Flügge, Springer-Verlag, Berlin.
- Sommerfeld A. (1978) *Mechanik der deformierbaren Medien*, Harri Deutsch, Thun, Frankfurt/M.
- Stanišić M. M. (1985) *The Mathematical theory of turbulence*, Springer – Verlag, Berlin, Heidelberg.
- Steenbergen W., Voskamp J. (1998) The rate of decay of swirl in turbulent pipe flow, *Flow Measurement and Instrumentation* 9, pp. 67-78.
- Stewart R.W. (1951) Triple velocity correlations in isotropic turbulence, *Proc. Cambr. phil. Soc.*, Vol. 47, pp. 146-157.
- Strscheletzky M. (1959) Gleichgewichtsformen der rotationssymmetrischen Strömungen mit konstantem Drall in geraden, zylindrischen Rotationshöhlräumen, *Voith Forsch. und Konstr.*, Heft 5, S. 1.1-1.19.
- Tennekes H., Lumley J. L. (1978) *A first course in turbulence*, MIT Press, Cambridge.
- Townsend A. A. (1976) *The structure of turbulent shear flow*, Cambridge University Press, London.
- TSI Incorporated (2000) Model 9306 six-jet atomizer, *Instruction Manual*, P/N

- 1990143, Revision H, September 2000.
- TSI Incorporated (2006) Insight 3G, Data acquisition, analysis, and display software, User's guide, P/N 1980511, Revision E, MN, USA.
- Vasilescu D. (1977) Ein Betrag zur Drallströmung im Rohr hinter dem un stetigen Übergang von einem Rohrquerschnitt, Strömungsmechanik und Strömungsmaschinen, Karlsruhe, Nr. 23/77, S. 1-71.
- Vukoslavčević P., Petrović D. (2000) Multiple hot-wire probes, Montenegrin Academy of Science and Arts, Sp. Ed. Vol. 39, Sec. of Nat. Sci. Ed. no. 21, Podgorica.
- Vukoslavčević P., Wallace J.M. (1981) Influence of velocity gradients on measurements of velocity and streamwise vorticity with hot-wire X-array probes, Review of Sci. Instrum. 52(6), pp. 869-879.
- Vukoslavčević P.V. (2012) A hot-wire probe configuration and data reduction method to minimize velocity gradient errors for simultaneous measurement of three velocity components in turbulent flows, Exp. Fluids, DOI 10.1007/s00348-012-1303-7.
- Vukoslavčević P.V., Wallace J.M. (2011) On the accuracy of simultaneously measuring velocity component statistics in turbulent wall flows with arrays of three or four hot-wire sensors, Exp Fluids 51, pp. 1509–1516.
- Vušković I., Velenšek B. (1966-67) The runner vortex-core flow and its influence on pressure pulsations in Francis and propeller turbine draught tubes, Proc. Instn Mech. Engrs, Vol. 181, Pt 3A, pp. 19-24.
- Weske J.R., Sturov G.E., (1972) Experimental investigation of turbulent swirling flow in a cylindrical tube, Proc. Siberian Acad. Sci. USSR, Vol. 13, No. 3, pp. 3-7.
- Yajnik K.S., Subbiah M.V. (1973) Experiments on Swirling Turbulent Flows, Part 1, Similarity in Swirling Flows, J. Fluid Mech., Vol. 60, Part 4, pp. 665-687.
- Yen S.C., Lin F.K.T. (2006) Exit flow field and performance of axial flow fans, J. Fluids Eng., Vol. 128, pp. 332-340.
- Yoshizawa A., Yokoi N., Nisizima S., Itoh S.-I., Itoh K. (2001) Variational approach to turbulent swirling pipe flow with the aid of helicity, Phys. Fluids, Vol. 13, No. 8, pp. 2309-2319.
- Yowakim F.M., Kind R.J. (1988) Mean flow and turbulence measurements of annular swirling flows, J. Fluid Eng., Trans. of ASME, Vol. 110, pp. 257-263.
- Wereley S.T., Gui L. (2003) A Correlation-based central difference image correction (CDIC) method and application in a four-roll mill flow PIV measurement, Experiments in Fluids, Vol. 34, pp. 42-51.
- Wylie C.R., Barrett L.C. (1982) Advanced engineering mathematics, McGraw-Hill, New York etc., pp. 825-864.

Интернет извори:

- Фасил Ариље: <http://www.fasil.co.rs/srpski/metalna.htm>
- DLR-Archiv Göttingen: http://www.dlr.de/100Jahre/DesktopDefault.aspx/tabid-3297/5146_read-7457/gallery-1/gallery_read-Image.37.2889/
- DLR-Archiv Köln: http://www.dlr.de/100Jahre/DesktopDefault.aspx/tabid-3297/5146_read-7457/gallery-1/gallery_read-Image.37.2911/
- Massachusetts Institute of Technology (MIT): http://web.mit.edu/fluids-modules/www/exper_techniques/LDA.text.pdf
- Web Gallery of Art, извор: Royal Library, Windsor, <http://www.wga.hu/frames-e.html?/html/l/leonardo/>

Биографија

Ђорђе Светислав Чантрак рођен је 11.9.1977. год. у Београду, општина Савски венац, СР Србија, СФРЈ. У Београду је завршио основну школу као носилац Вукове дипломе и Пету београдску гимназију као одличан ученик. Дипломирао је на Машинском факултету Универзитета у Београду (МФ УБ), одсек хидроенергетика, као студент генерације 24.9.2001. год. са просечном оценом 9,79 (девет и 79/100) на предмету Техника мерења, тема: "Експериментално истраживање двофазног струјања у разделнику термохидрауличког система", ментор: проф. др Мирослав Бенишек. Носилац је награде за најбољи рад из области техничких наука на УБ за школску 2000/2001.год. и златне медаље са ликом Николе Тесле за нову технологију, Проналазаштво 2009. Категорисан је од стране Министарства за науку и технолошки развој Републике Србије (Министарство), од 2010. до данас, као истраживач прве категорије (Т1). Аутор је истраживач на 12 научних пројеката Министарства и учесник на три међународна пројекта. На МФ УБ, Катедри за хидрауличне машине и енергетске системе (КХМЕС) запослен је у својству асистента приправника од фебруара 2002., а као асистент од јануара 2007. год. Докторске студије на МФ УБ уписао је у првој генерацији школске 2005/2006. год. и положио све предмете са просечном оценом 10 (десет).

Истраживачко искуство је стицао, како у земљи, тако и у иностранству: 2000.- Институт за бродоградњу и механику флуида, Ростов, 2001.- Институт ACRC, Urbana-Champaign, 2003.- Институт за паралелне и дистрибуиране системе, Штутгарт, 2008.- Лабораторија LMN EPFL, Лозана, 2011.- Институт за струјне машине, Машински факултет, Карлсруе.

Аутор је или коаутор 5 научних радова у часописима међународног значаја са SCI листе, 6 радова у водећим часописима националног значаја, 15 радова на скуповима међународног значаја, 5 на скуповима националног значаја и др. Аутор има 11 техничких реализација, 3 студије, 50 стручних извештаја. Држао је наставу из 14 предмета на разним нивоима студија МФ УБ на КХМЕС и Катедри за механику флуида.

Од страних језика говори енглески, а служи се немачким, француским и руским. Ожењен је и отац једног детета.

Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани _____ Ђорђе С. Чантрак _____

број индекса _____ D 2/01 _____

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

АНАЛИЗА ВРТЛОЖНОГ ЈЕЗГРА И СТРУКТУРЕ ТУРБУЛЕНЦИЈЕ У ПРАВОЈ ЦЕВИ КРУЖНОГ ПОПРЕЧНОГ ПРЕСЕКА ИЗА КОЛА АКСИЈАЛНИХ ВЕНТИЛАТОРА ПРИМЕНОМ PIV, LDA И HWA МЕТОДА

- 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, 23.05.2012.

Ђорђе Чантрак

Прилог 2.

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора _____ Ђорђе С. Чантрак _____

Број индекса _____ D 2/01 _____

Студијски програм _____ докторске студије _____

Наслов рада АНАЛИЗА ВРТЛОЖНОГ ЈЕЗГРА И СТРУКТУРЕ ТУРБУЛЕНЦИЈЕ У ПРАВОЈ ЦЕВИ КРУЖНОГ ПОПРЕЧНОГ ПРЕСЕКА ИЗА КОЛА АКСИЈАЛНИХ ВЕНТИЛАТОРА ПРИМЕНОМ PIV, LDA И HWA МЕТОДА

Ментор _____ проф. др Милош С. Недељковић _____

Потписани _____ Ђорђе С. Чантрак _____

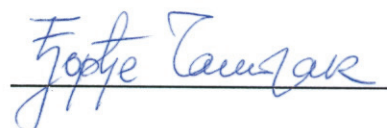
Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао за објављивање на порталу **Дигиталног репозиторијума Универзитета у Београду**.

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, 23.05.2012.



Прилог 3.

Изјава о коришћењу

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

АНАЛИЗА ВРТЛОЖНОГ ЈЕЗГРА И СТРУКТУРЕ ТУРБУЛЕНЦИЈЕ У ПРАВОЈ ЦЕВИ КРУЖНОГ ПОПРЕЧНОГ ПРЕСЕКА ИЗА КОЛА АКСИЈАЛНИХ ВЕНТИЛАТОРА ПРИМЕНОМ PIV, LDA И HWA МЕТОДА

која је моје ауторско дело.

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

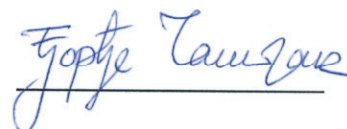
Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио.

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, 23.05.2012.



1. Ауторство - Дозвољавање 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. Дозвољавање 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. Дозвољавање 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. Дозвољавање 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. Дозвољавање 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. Дозвољавање 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.