

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ

МАШИНСКИ ФАКУЛТЕТ

Дејан Б. Илић

**ВИХОРНО СТРУЈАЊЕ
У ПРАВИМ ДИФУЗОРИМА
КРУЖНОГ ПОПРЕЧНОГ ПРЕСЕКА**

докторска дисертација

Београд, 2013

UNIVERSITY OF BELGRADE
FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

Dejan B. Ilić

**SWIRL FLOW IN A CONICAL
DIFFUSERS**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2013

Ментор: др Мирослав Бенишек, ред. проф. у пензији,
Универзитет у Београду, Машински факултет

Коментор: проф. др Милош Недељковић, Универзитет у
Београду, Машински факултет

Чланови комисије:

проф. др Александар Гајић, Универзитет у Београду,
Машински факултет

в. проф. др Милан Лечић, Универзитет у Београду,
Машински факултет

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

Датум одбране: . . .2013. године

Мојој породици

Захвалница

Аутор дугује захвалност ментору др Мирославу Бенишеку, ред. проф. у пензији, на: дефинисању теме – области истраживања, значајним саветима и сугестијама током израде дисертације, уступању једног дела експерименталних резултата и мерне опреме, и финансијској помоћи за материјалне трошкове у оквиру експерименталних истраживања. Захвалан је и коментору проф. др Милошу Недељковићу на саветима и сугестијама током израде дисертације, и на прегледу текста дисертације. В. проф. др Милану Лечићу захваљује се на финансијској помоћи у оквиру пројекта технолошког развоја, нарочито израженој при поправци ЛДА мерне опреме. Проф. др Александру Гајићу захвалан је на сугестијама при прегледу текста дисертације.

Колеги доценту Ђорђу Чантраку захваљује се на: несебичној помоћи уступањем ЛДА мерне опреме за експериментална истраживања, помоћи при мерењима ЛДА мерном опремом и размени идеја при упоредним експерименталним истраживањима вихорног струјања у цеви и дифузору. Захваљује се истраживачу сараднику Новици Јанковићу дипл. маш. инж., на значајној помоћи при мерењима ЛДА мерном опремом и обради података, као и асист. мр. Александру Ђоћићу на саветима и размени идеја везаних за вихорна струјања.

Своју захвалност изражава ВКВ мајсторима Завода за хидрауличне машине и енергетске системе Радомиру Блажићу и Владану Симићићу, на помоћи у репарацији експерименталне инсталације и мерне опреме. Захвалан је и фирмама „РЕСОП“, д.о.о. Гацин Хан и „ХЕ Ђердап“, д.о.о. Кладово (Шпира Ћалић, дипл. маш. инж.) на помоћи при изради дифузора за експериментална истраживања. „ХЕ Ђердап“ захвалан је и на уступању фрекветног регулатора за вентилатор. Такође, захвалност дугује и дипломцима Катедре за хидрауличне машине и енергетске системе: М. Ђуровићу, М. Савићу, П. Алексићу, Б. Јовичићу, М. Николићу и Н. Дракулићу на учешћу у одређеним експерименталним испитивањима; С. Стајићу и Д. Обрадовићу на учешћу у репарацији и доградњи експерименталне инсталације.

ВИХОРНО СТРУЈАЊЕ У ПРАВИМ ДИФУЗОРИМА КРУЖНОГ ПОПРЕЧНОГ ПРЕСЕКА

Резиме

Овим радом обухваћена су комплексна теоријска и експериментална истраживања вихорних турбулентних струјања, у правим дифузорима кружног попречног пресека. Генератор вихорног струјања, у оквиру овог рада, је обртно коло аксијалног вентилатора, које је постављено у почетном делу кратке цевне деонице кружног попречног пресека на коју се наставља испитивани дифузор. Први циљ истраживања је изучавање карактеристика вихорног струјања у дифузору, односно одређивање односа коефицијента губитака при вихорном струјању са коефицијентом губитака при чисто аксијалном струјању у правим дифузорима кружног попречног пресека. Други циљ, је формирање алгебарског модела турбулентног вихорног струјања, базираног на Рејнолдсовим једначинама и сазнањима о укупним напонима турбулентног струјања до којих се дошло у оквиру истраживања. Укупни напони турбулентног струјања рачунају се на основу просечних вредности величина стања флуида. Просечне вредности одређене су мерењем профила тоталног (укупног) притиска, статичког (струјног) притиска и струјног угла, односно профила обимске и аксијалне компоненте просечне брзине, у различитим пресецима дуж три дифузора (различитих углова ширења), за више различитих режима. Анализом срачунатих укупних напона турбулентног вихорног струјања, добијени су општи изрази и законитости њихових промена по радијусу дуж дифузора. На основу алгебарског модела одређују се поље брзине и притиска у низструјним пресецима дифузора, када су дати гранични и почетни услови нестишљивог струјања флуида.

Кључне речи: дифузор, вихор, мерења, турбулентни напони, губици, модел.

Научна област: Машинство.

Ужа научна област: Хидрауличне машине и енергетски системи.

УДК број: 532.517.4:621.224(043.3)

SWIRL FLOW IN A CONICAL DIFFUSERS

Abstract

This doctoral dissertation comprises complex theoretical and experimental investigations of the turbulent swirl flow in conical diffusers. The incompressible swirl flow field is induced by the axial fan runner, which is set in the initial part of the straight pipe section followed by a conical diffuser. The first goal of this research is studying of swirl flow characteristics in conical diffusers, and determination of the ratio of swirl flow loss coefficients and loss coefficients in pure axial flow in conical diffusers. The second goal is to form an algebraic model for the calculation of turbulent swirl flow, which is based on the Reynolds equations and turbulent stresses determined in the experimental investigations. Turbulent stresses are calculated on the basis of the average values of fluid state parameters. Average values were determined by measuring the profiles of total and static pressure, as well as flow angle, i.e. profiles of the average circumferential and axial velocity components at different sections along the three conical diffuser geometries (various diffuser angles), for different regimes. Analysis of calculated turbulent stresses provides general expressions and their distributions along the radius and diffuser axis. Velocity and pressure fields in the downstream sections of the diffuser are determined on the basis of algebraic model, when boundary and initial conditions of incompressible fluid flow are defined.

Key words: diffuser, swirl flow, measurements, swirl number, turbulent stresses, loss coefficient, model.

Scientific field in general: Mechanical Engineering

Scientific field in particular: Hydraulic machines and energy systems.

UDC: 532.517.4:621.224(043.3)

Садржај

Захвалница.....	iii
Резиме	iv
1 Увод.....	1
1.1 Значај истраживања вихорног струјања	1
1.2 Досадашња истраживања	6
1.3 Циљ истраживања	11
2 Теоријска разматрања.....	13
2.1 Једначина количине кретања и једначина континуитета за турбулентно нестипљиво струјање флуида.....	13
2.2 Карактеристичне величине вихорног струјања.....	14
2.3 Напони турбулентног струјања	17
2.3.1 Одређивање укупних напона турбулентног струјања.....	20
2.3.1.1 Одређивање укупних напона турбулентног струјања у струјном пољу и на зиду дифузора (p_{rz} и $p_{R,z}$).....	21
2.3.1.2 Одређивање укупних напона турбулентног струјања у струјном пољу и на зиду дифузора ($p_{r\phi}$ и $p_{R,\phi}$).....	24
2.4 Закони промене карактеристика вихорног струјања у дифузору.....	26
3 Експериментална истраживања вихорног струјања у дифузору.....	34
3.1 Експериментална инсталација	36
3.2 Мерна опрема	43
3.2.1 Класичне сонде за мерење временски осредњеног поља притиска и брзине.....	45
3.2.1.1 Одређивање нултог положаја класичних сонди.....	48
3.2.1.2 Калибрација комбиноване Прантлове сонде	49
3.2.2 ЛДА системи	51
3.3 План мерења	53
3.4 Поступак мерења.....	57
3.5 Поступак обраде основних мерних величина	61
3.5.1 Одређивање запреминског протока помоћу млазнице.....	63

3.5.2	Одређивање губитака струјања при чисто аксијалном струјању у дифузору према формулама аутора Повх и Идельчик	65
3.5.3	Експериментално одређивање губитака при чисто аксијалном струјању у дифузору.....	67
3.6	Резултати експерименталних истраживања	68
3.7	Коментари и анализа резултата експерименталних истраживања.....	71
3.7.1	Одређивање укупних напона турбулентног струјања $p_{r\phi}$ и $p_{R\phi}$	77
3.7.2	Одређивање укупних напона турбулентног струјања p_{rz} и p_{Rz}	80
4	Алгебарски модел турбулентног вихорног струјања у дифузору	84
4.1	Примена новог алгебарског модела на одређивање поља брзине и притиска турбулентног вихорног струјања	86
5	Завршна разматрања	88
5.1	Закључци.....	88
5.2	Остварени резултати.....	89
5.3	Предлози за даља истраживања.....	90
	Литература	91
	Ознаке и јединице.....	97
	Прилози	102
	Биографија аутора	179

1 Увод

1.1 Значај истраживања вихорног струјања

Велики број процеса у природи и техници, не би могли да се одвијају без струјања флуида. Општа подела сврстала је струјања флуида у два основна режима: ламинарно и турбулентно. За разлику од ламинарног струјања које је редак случај у пракси, турбулентно струјање је најраспрострањенији тип струјања.

Турбулентно струјање флуида је сложен феномен, које представља нерегуларно, хаотично, нестационарно, тродимензијско, нехомогено, неизотропно и дисипативно струјање. Турбулентно струјање је случајног (стохастичког) карактера. У односу на ламинарно струјање, знатно су израженији процеси дифузије, дисипације енергије и флуктације вртложности. Путање делића се међусобно мешају, попречне флуктуације брзине доводе до механизма интензивне турбулентне размене и до знатно равномернијег профила брзине него у случају ламинарног струјања.

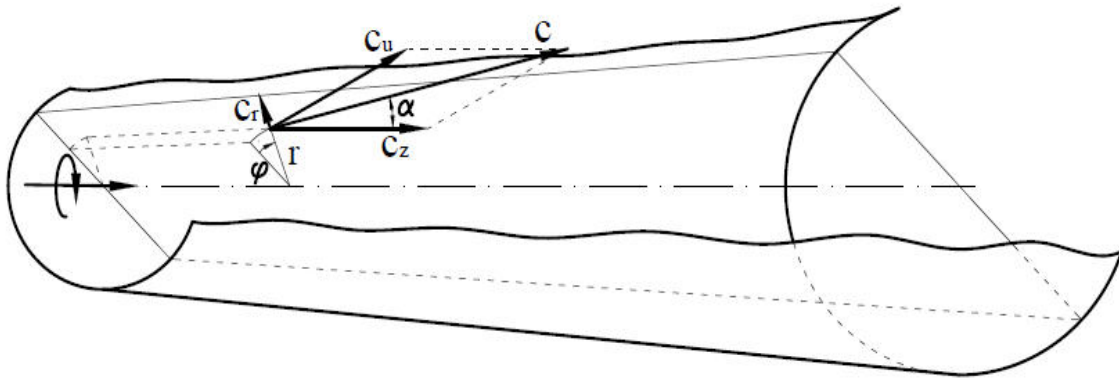
Турбулентно вихорно струјање као класа турбулентног струјања, заступљено је у великом броју области технике: хидроенергетике, термоенергетике, термотехнике, процесне технике, ваздухопловства, сагоревања, хидраулике итд. У хидроенергетици посебна пажња дата је изучавању вихорног струјања константне циркулације које се углавном јавља у безлопатичним просторима хидрауличних машина.

Под појмом вихорног струјања подразумева се свако струјање које посматрано у цилиндричном координатном систему (r, φ, z) има обимску компоненту брзине (тангенцијална брзина у правцу координате φ). Вихорно струјање настаје као последица суперпонирања аксијалног (проточног) и обимског (тангенцијалног) струјања. Основна карактеристика оваквог струјања је та, што се по свом правцу кретања и интензитету, мења од тачке до тачке по читавој струјној области. Често се генерише у осносиметричним просторима (цеви кружног попречног пресека, конвергентно дивергентни канали кружног

попречног пресека, и сл.), када се флуиду на било који начин саопшти обимска компонента брзине, на пример: обртањем радних кола турбомашина, ексцентричним дотицањем флуида у цев, обртањем елемената машина у флуидном простору, иза спроводних апарата машина, као последица судара ваздушних маса, итд.

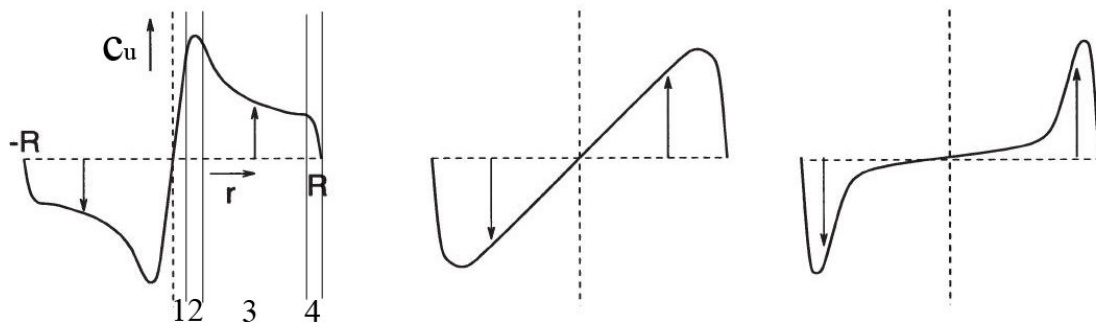
Вихорно струјање које настаје на излазу из хидрауличних машина, као што је вихорно струјање у дифузору иза аксијалних пумпи и вентилатора, или у сифону (дифузору) цевних турбина, заокупља пажњу истраживача са циљем постизања бољих енергетских параметара (карактеристика) хидрауличких машина и система. Тако нпр., сифон код цевних турбина треба да рекуперише велику кинетичку енергију на улазу у енергију притиска, са што мањим губицима. При радним режимима турбина са малим протоцима, када су лопатице радног кола више затворене, обимске компоненте брзине на излазу из радног кола су доста веће у односу на аксијалне компоненте брзине, што резултира већим губицима у сифону цевне турбине. У случају рада турбина ван оптимума, иза радног кола турбине ствара се вихорно струјање са вихорним језгром, истог или супротног смера обртања у односу на смер обртања радног кола. При одређеним режимима, долази до нестабилности вихорног језгра које може изазвати нежељене ефекте. Такође, приликом прорачуна карактеристика цевовода, губици услед трења при вихорном струјању рачунају се као код аксијалног струјања, иако се иза кола аксијалног вентилатора (без закола) формира вихорно струјање и губици струјне енергије различити су од губитака при аксијалном струјању. То доводи и до погрешног избора радне тачке вентилатора.

У овом раду се посматра и истражује област вихорног струјања, која настаје као последица обртања радног кола аксијалног вентилатора (дејство лопатица радног кола), у простору низструјно од радног кола вентилатора тј. у правом дифузору кружног попречног пресека (правом конусном дифузору). За овакав случај вихорног струјања карактеристично је да се може посматрати као квази-дводимензијско (раванско) струјање, зато што су интезитети две компоненте брзине: обимске (тангенцијалне) c_u и аксијалне (проточне) c_z , доминантнији у односу на интезитет треће радијалне (попречне) компоненте брзине c_r која се, стога, може занемарити (Слика 1.).



Слика 1. Компоненте тренутне брзине при вихорном струјању у дифузору иза радног кола аксијалног вентилатора

Услед постојања обимских компоненти брзина долази до појаве изражених градијената притиска и укупне енергије у радијалном тј. попречном правцу. Под „контролом“ напона турбулентног струјања долази до исчезавања обимских компоненти, па тако нпр. код вихорних струјања дуж дугачких цеви, долази до изједначавања притиска и укупне енергије по радијусу, и вихорно струјање може прећи у аксијално, потпуно развијено струјање. [1]



а) комбиновани вртлог

б) ротација чврстог тела

ц) зидни млаз

Слика 2. Типови вртлога [100]

У реалним условима вихорно струјање константне циркулације не може егзистирати у целој струјној области, већ се у попречном пресеку стварају четири струјне области (Слика 2.а.) са карактеристичним структурама и статичким својствима:

- вртложно језгро – област 1,

- смицајни вртложни слој (са максималном обимском брзином) – област 2,
- основни део струјања – област 3,
- гранични слој (у неосредној близини зида дифузора) – област 4.

У овом раду посебан значај дат је двема областима који су раздвојене смицајним вртложним слојем: основном делу струјања и вртложном језгру. Струјна област која се јавља у околини осе дифузора, за коју је карактеристично да флуид не мора да протиче или протиче малом брзином, али обавезно ротира константном угаоном брзином као круто тело, назива се вртложним језгром или „мртвом водом“. У вртложном језгру аксијална компонента брзина смањује се у радијалном правцу ка осе, а обимска компонента брзина мења се пропорцијално растојању од осе по закону принудног вртлога (мења се према закону „solid body“: $\bar{c}_u = const \cdot r$). Струјна област између смицајног вртложног слоја и граничног слоја, где се обимска компонента брзине мења по неком произвољном закону, назива се основни део струјања или „здравом струјом“. Када се обимска компонента брзине у области основног дела струјања мења по закону $r\bar{c}_u = const$, онда је такво струјање вихорно струјање константне циркулације. У основном делу струјања аксијална компонента брзине је приближно константна, а профил обимске брзине најчешће одговара потенцијалном вртлогу. Вртлог, који чине принудни вртлог и потенцијални вртлог назива се Ранкинов или комбиновани вртлог. Такође, такав вртлог не даје реалну слику вихорног струјања у струјном простору, али је један од најзаступљенијих модела у изучавању вихорног струјања.

Како тренутни прелаз из области вртложног језгра у основни део струјања није могућ, логично је да између њих постоји једна прстенаста вртложна раздвојна област, коју чине прстенасти или спирални вртлози чији је смер усмерен од основног дела струјања ка вртложном језгру. Треће између ове две области условљава ротирање вртложног језгра што је последица мешања флуидних делића. Флуидни делићи који из области основног дела струјања доспеју у вртложно језгро успоравају кретање у области основног дела струјања. Поред области основног дела струјања, а уз сам зид дифузора налази се област граничног слоја чије испитивање није у домену овог рада и датих инструмената.

У механици флуида приликом моделирања струјања, основу чине Навије-Стоксове (Navier-Stokes) једначине - једначине динамике вискозног флуида. Последњих година, захваљујући развоју рачунарске технике, тежи се нумеричком решавању Навије-Стоксових једначина, односно моделирању турбулентних струјања методом директне нумеричке симулације Навије-Стоксових једначина (Direct numerical simulation - DNS). Ипак, тај метод још увек је недовољно практичан, због ограничења меморијског капацитета и брзине рачунара. За сада, практичнији су се показали неки поједностављени математички модели динамике вискозног флуида, као што су Рејнолдсово осредњавање Навије-Стоксових једначина (Raynolds averaged Navier-Stokes - RANS), симулација великих вртлога (Large Eddy Simulation - LES) итд. У оквиру RANS модела постоје: алгебарски, једноједначински, двоједначински (k - ϵ , k - Ω , SST k - Ω , ...) и напонски (LRR, SSG, ...) модели. Временско осредњавање Навије-Стоксових једначина и добијање Рејнолдсових једначина, заједно са увођењем претпоставке о квазистационарности, није довело до затварања једначина турбулентног струјања. Тачније, осредњавање нелинеарних конвективних чланова Навије-Стоксове једначине, ствара у Рејнолдсовим једначинама Рејнолдсов тензор турбулентних напона, који у систем једначина уводи додатне непознате величине. Затварање математичког модела, није могуће извести формирањем једначина конзервације за турбулентне напоне, јер тада долази до генерисања већег броја нових непознатих корелација вишег реда. То је разлог због кога се уводе додатне претпоставке везане за Рејнолдсове турбулентне напоне, на основу којих је настало неколико RANS модела. Један од најраспрострањенијих RANS модела је k - ϵ модел турбуленције. Дијагоналне компонентне тензора корелација брзина, формирају турбулентну кинетичку енергију k , док је дисипација обухваћена коефицијентом дисипације ϵ . Односно, за затварање новонастало система једначина уводе се нове конститутивне релације тј. једначине. У случају струјања нестишљивог хомогеног флуида, најзначајнија конститутивна једначина је међузависност стања турбулентних напона и брзине деформисања (деформационог брзинског поља). Код Њутновог нестишљивог флуида, та једначина заснована је на хипотези о линеарној међузависности тензора напона и тензора брзине деформације (Бусинесков концепт турбулентне вискозности).

При моделирању турбуленције значајну улогу има анализа процеса размене, односно трансфера енергије у турбулентном току. У турбулентном току присутне су сталне интеракције продукције и одумирања турбуленције. Енергетски процеси у турбулентним токовима везани су за вртлоге различитих димезија. Највећи део продукције турбулентне кинетичке енергије настаје интеракцијом главног тока и крупних вртлога. Дисипација турбулентне кинетичке енергије одвија се главним делом у најситнијим вртлозима. Расподела енергије између вртлога подлеже принципу каскадног преноса енергије.

Како би се потврдила решења до којих се дошло коришћењем математичког модела или добили подаци неопходни за описивање неког математичког модела, врло често се у пракси приступа експерименталним струјним мерењима. Све то указује на неопходну спрегу теоријских, нумеричких и експерименталних истраживања.

1.2 Досадашња истраживања

У области вихорног струјања објављен је велики број истраживања, са циљем добијања што потпуније слике о физичкој суштини, моделирању и решавању система једначина које описују процесе који се јављају у турбулентном вихорном пољу.

Када се говори о вихорном струјању у правом дифузору кружног попречног пресека, као класи ограничених унутрашњих струјања, треба имати у виду да је одређен број истраживања био повезан и са истраживањима још једне класе ограничених унутрашњих струјања - вихорним струјањима у правим цевима кружног попречног пресека. Многе статистичке карактеристике расподељују и понашају се слично као и у дифузорима. Стога ће се дати општи осврт на досадашња истраживања вихорног струјања у симетричним просторима кружног попречног пресека (цеви и дифузори).

Обиман преглед истраживања (теоријских, експерименталних и нумеричких) у области турбулентних вихорних струјања, са посебним освртом на праве цеви кружног попречног пресека, дат је у радовима Бенишек [1], Лечић [2],

Чантрак [3]. Тај преглед послужио је аутору овог рада, као својеврсна база неопходне литературе за разматрање проблематике вихорних струјања. Прва експериментална истраживања турбулентног вихорног струјања обављена су почетком 30-их година прошлог века, и до данас у оквиру експерименталних истраживања коришћене су различите мерне технике: класичне сонде, врела жица - усијано влакно, ЛДА (LDA - Laser Doppler Anemometry), ПИВ (PIV - Particle Image Velocimetry) и различите методе визуализације.

Traub [4] и Ranque [5] истражују вихорна струјања у правим цевима кружног попречног пресека за различите проблеме из инжењерске праксе, и истичу проблем вихорног струјања као посебног феномена. У радовима Meldau [6], Schiebeler [7], Schlünkes [8] и Laux [9], дате су расподеле притиска и осредњених брзина, као и начини одређивања пречника вртложног језгра (област „мртве воде“). Strscheletzky [10] је теоријски израчунао вредност полупречника вртложног језгра у зависности од струјних облика (аксијално неограничени или ограничени вихор), и утврдио сагласност са експерименталним резултатима Meldau-а, Schiebeler-а и Schlünkes-а. У радовима поменутих аутора усвојена је претпоставка о идеализованом вихорном струјању (савршен флуид, у попречним пресецима цеви брзине се распоређују по законима који важе за струјање вискозног флуида, постоји јасно изражена површина дисконтинуитета између области вртложног језгра и основног дела струјања). Анализирајући претходна истраживања Протић [11] предлаже поступак одређивања пречника мртве воде помоћу поља аксијалних брзина. На основу експерименталних резултата Вениšek [12], показује на постојање карактеристичног профила вихорног струјања и да се сваки тип профила вихорног струјања, након одређене дужине цеви, трансформише у профил развијеног тубулентног струјања. Односно, да се сваки тип вихорног струјања прво трансформише у комбиновани вртлог, а након извесне дужине цеви тј. одумирањем вихорног струјања, у развијени аксијални профил струјања.

Математички опис турбулентних вихорних струјања дат је у радовима Colatz и Gortler [13], Einstein и Li [14], Kreith и Sonju [15], Rochino и Lavan [16], Strscheletzky [17], Akiyama и Ikeda [18], Reader и Harris [19], Yoshizawa и cap. [20], Лечић [2], Ћоћић [21] и Вукашиновић [22]. Утицај начина формирања вихора,

Рејнолдсових бројева, почетних профила брзине, пречника цеви, храпавости цеви при различитим јачинама вихора, на вихорно струјање у правим цевима истраживан је у радовима Lea и Price [23][21], Baker и Sayre [24][21], Sawatzki [25], Senoo и Nagata [26], Yajnik и Subbaiah [27], Ito и сар. [28], Escudier и Keller [29], Nejad и Ahmed [30] и Khezzar [31]. У радовима Scott и Rask [32], Murakami и сар. [33], Scott и Bartelt [34], Benišek [1] и Algifri и сар. [35], дати су прорачуни турбулентних смицајних напона и турбулентне вискозности на основу измерених расподела брзина и притисака. Одређивање интегралних карактеристика осредњеног поља брзине, губитка енергије, резултати мерења турбулентних напона и утицаја вихорног струјања на струјно-енергетске параметре турбулентних струјања у правим цевима приказано је у радовима Murakami и Kikuyama [36], Benišek [37], Čantrak и Benišek [38], Benišek и сар. [39], [40], [41], [42] и [43], Yowakim и Kind [44], Protić и сар. [45].

Вишедеценијско истраживање турбулентног невихорног струјања у правом дифузору кружног попречног пресека дато је у раду Azad [46], и највећим делом било је усмерено на дифузор са укупним углом ширења од 8° . У раду је дат и преглед истраживања турбулентног струјања у дифузору већег броја других аутора, од којих ће неки бити наведени у наредним редовима. Patterson [47] је на основу експерименталних резултата Gibson [48], [49] и других аутора, пронашао да најкориснији (најефикаснији) дифузори треба да имају следеће укупне углове ширења: $6-8^\circ$ за праве дифузоре са кружним попречним пресеком, 6° за дифузоре са квадратним попречним пресеком и 11° за дифузоре са правоугаоним попречним пресеком. Lyon [50] је пронашао да је конусни дифузор са укупним углом ширења од 8° код сифона, најјефикаснији ако је на улазу у дифузор формиран танки гранични слој. Robertson и Ross [51], Uram [52], и Robertson и Hall [53], истраживали су конусни дифузор, са укупним углом ширења од 8° , и покушали су да на основу различитих граничних услова на улазу изврше предикцију сепарације флуидног тока. Прва мерења турбуленције у дивергентним деловима објављена су у радовима Ruetenik и Corrsin [54] и Robertson и Cahuff [55]. Истраживање турбулентних карактеристика тј. анализа структуре турбуленције у правом дифузору кружног попречног пресека, за невихорна струјања, извршена је у Okwobi и Azad [56]. Нумеричка истраживања у дифузору

са укупним углом ширења од 8° спроведена су у раду Lai и сар. [57] који су користили k-ε модел, као и Cho и Fletcher [58] који су користили алгебарски напонски модел.

Истраживања у раду Azad [46] показују да се највећи коефицијент рекуперације (опоравка, пораста) притиска у дифузору са укупним углом ширења од 8° постиже уз умерен вихор. Познато је да је одређене врсте улазног вихора повећавају коефицијент рекуперације (опоравка, пораста) притиска дифузора. Са постојањем обимске компоненте брзине на улазу у дифузор, мање је вероватно да ће доћи до сепарације флуидне струје чак и ако је дивергенцијски угао дифузора релативно велик. Међутим, јачи вртлог резултира ниским порастом притиска. Утицај улазног вихора на перформансе дифузора са кружним попречним пресеком експериментално су проучаване у McDonald и сар. [59] и Senoo и сар. [60]. Експериментална истраживања Рејнолдсових напона у граничном слоју вихорног струјања у дифузору кружног попречног пресека, са укупним углом ширења од 20° дата су у радовима Clausen и Wood [61] и Clausen и сар. [62]. Нумеричке предикције за турбулентне величине вихорног струјања у конусним дифузорима, са или без цеви у наставку дифузора, рађене су помоћу разних модела. Okhio и сар. [63] извршили су предикцију средње брзине у дифузору са укупним углом ширења од $16,5^\circ$, са цеви у наставку, помоћу модела Прандтлове теорије о дужини мешања. Armfield и Fletcher [64] предвидели су средњу брзину поља у дифузору са укупним углом ширења од 7° користитећи редуцирани облик Навије-Стоксове једначине заједно са моделом мешања дужине турбуленције. Han [65] користи алгебарски напонски модел за предвиђање карактеристика тока у два дифузора (укупни углови ширења 8° и 16°). Предикције Рејнолдсових напона за дифузоре са укупним углом ширења дифузора од $10-30^\circ$, рађене су у радовима Steven и сар. [66] и Abdalla и сар. [67]. Повећање површинске храпавости дифузора, које доводи до бржег изумирања вихорног струјања и смањивања учинка дифузора, проучавано је у раду Abdalla и сар. [68]. Експериментална, теоријска и нумеричка истраживања турбулентног вихорног струјања у дифузорима (Рејнолдсови напони, расподела турбулентне вискозности, губици енергије) разматрани су и у радовима Liepe [69], So [70], Wiggins [71], Dumkundwar и сар. [72], Neve и Wirasinghe [73], Armfield и сар. [74], Čantrak [75],

[76], Čantrak и сар. [77], Venišek и сар. [78], [79], [80], [81], [82] и [83]. У току последње деценије, истраживања вихорног струјања у конусним дифузорима највише су усмерена на нумеричка истраживања (често при нумеричким симулацијама у проточном тракту турбина), која су разматрана у радовима Ruprecht и сар. [84], Nilsson [85], Nilsson и Page [86], Gyllenram и Nilsson [87] и [88], Buntić Ogor и сар. [89], Petit и сар. [90].

Највећи број истраживања вихорног струјања у правим дифузорима кружног попречног пресека, обављен је на дифузорима са укупним углом ширења од 8° до 20° . Истраживања у оквиру ове дисертације, наставак су истраживања на дифузору са укупним углом ширења од $10,5^\circ$ [83] и проширена су на још два дифузора (укупно три дифузора). Један од дифузора је са укупним углом ширења од $12,6^\circ$, и представља максимални угао дифузора који може да се угради у постојећу експерименталну инсталацију, а да има исту дужину као и дифузор са углом ширења од $10,5^\circ$. Такође, дифузор са укупним углом ширења од $12,6^\circ$ геометријски сличан је сифону цевне турбине ХЕ Ђердап 2. Други дифузор је са укупним углом ширења од $8,6^\circ$.

Од значаја за истраживање је и појава одвајања (сепарације) флуидне струје од зида дифузора у области граничног слоја, која је за невихорно струјање детаљно истражена од стране већег броја аутора. Одвајање флуидне струје, при невихорном струјању у дифузору, може се предпоставити на основу геометрије дифузора (угла и степена ширења дифузора). Конкретно, за дифузоре који су предмет истраживања у овом раду, при невихорном струјању, претпоставка је да код дифузора са укупним углом ширења од $8,6^\circ$ и $10,5^\circ$ нема одвајања, док би у дифузору са углом ширења од $12,6^\circ$ требало да постоји одвајање флуидне струје. Вихорно струјање низструјно помера тачку одвајања у односу на невихорно струјање (као што турбулентно струјање помера у односу на ламинарно струјање). Поједини аутори (Обрадовић [91]) сматрају да нема сепарације флуидне струје при вихорном струјању у дифузорима са углом ширења до 16° , ако се флуидним делићима саопшти умерена кружна брзина на улазу у дифузор. Све претходно речено, указује да при вихорном струјању у испитиваном дифузору са углом

ширења од $12,6^\circ$ неће доћи до сепарације флуидне струје, што је неопходно експерименталним путем и показати.

1.3 Циљ истраживања

Истраживања која су спроведена у овој дисертацији имају одређени значај у откривању струјних феномена који се појављују у струјном пољу правих дифузора кружног попречног пресека. Специјално у домену истраживања енергетских губитака који директно утичу на степене корисности хидрауличних машина. Дифузор као улазни део сифона турбине представља део турбине и његовим неповољним конструисањем укупни степен корисности може бити значајно умањен, стога мора се обратити посебна пажња при његовом обликовању.

Постављени циљеви истраживања у оквиру ове дисертације су:

- мерењем струјних карактеристика дуж радијуса у различитим попречним пресецима на три права дифузора кружног попречног пресека, који се разликују по углу ширења, и анализом добијених резултата открити: феноменологију развоја профила брзине, профила компонената брзине, профила притиска, и енергетских вредности дуж дифузора. Мерења просечних (временски осредњених) вредности брзина и притиска обавити помоћу класичних сонди. Такође, обавити и упоредна мерења помоћу LDA опреме за поједине дифузоре у одређеним попречним пресецима дифузора,
- извршити анализу величине и развоја вихорног језгра дуж осе разматраних дифузора,
- на основу измерених осредњених енергија при вихорном струјању у попречним пресецима дуж осе дифузора, анализирати њихову промену и губитке енергије за сва три геометријска облика дифузора и израчунати коефицијент губитка енергије,
- упоредити енергетске карактеристике при вихорном струјању у дифузору, са енергетским карактеристикама при чисто аксијалном струјању у дифузору,

- одредити односе коефицијента губитка при вихорном струјању са коефицијентом губитка при аксијалном струјању у правим дифузорима кружног попречног пресека,
- одредити коефицијенте вихорног струјања у попречним пресецима и законитост њихове промене дуж дифузора,
- одредити и анализирати вредност Кориолисовог и Бусинесковог броја вихорног струјања у попречним пресецима дуж дифузора, и њихову зависност од параметра вихорног струјања,
- мерењем поља просечне брзине и притиска одредити вредности укупних напона турбулентног струјања (који су саставни део Рејнолдсових једначина),
- анализом добијених вредности укупних напона турбулентног струјања, одредити њихове аналитичке зависности од параметара вихорног струјања за сва три геометријска облика дифузора. Ове зависности искористити за предикцију турбулентних струјања у правим дифузорима кружног попречног пресека,
- формирати, на основу претходне анализе, један алгебарски модел за прорачун развоја вихорног струјања на основу измерених профила брзине и притиска на улазу у дифузор,
- извршити упоређење резултата прорачуна струјања добијених на основу предложеног алгебарског модела, са измереним вредностима поља брзине и притиска.

Да би постављени циљеви били реализовани, било је неопходно извести обимна експериментална истраживања, тј. већи број серија мерења, за сваки од дифузора. Сваку серију мерења карактерисале су различите вредности Рејнолдсовог броја, параметра вихорног струјања и различити облици произведеног профила обимске брзине у почетном пресеку дифузора. При томе мерење струјних карактеристика дуж радијуса различитих попречних пресека дифузора, требало је спровести у великом броју мерних тачака. Експериментално истраживање захтевало је оспособљавање експерименталне инсталације, као и израду дифузора.

2 Теоријска разматрања

2.1 Једначина количине кретања и једначина континуитета за турбулентно нестишљиво струјање флуида

Турбулентна струјања подвргавају се физичким законима о количини кретања и одржању масе флуидне средине, што важи и за вихорна турбулентна нестишљива струјања флуида у правим дифузорима кружног попречног пресека. Увођењем Рејнолдсове статистике за турбулентна струјања, тј. временским осредњавањем Навије-Стоксових једначина, добијени су математички изрази наведених физичких закона: једначина количине кретања временски осредњеног струјања (Рејнолдсове једначине турбулентног нестишљивог струјања флуида) и једначина континуитета. Те једначине, дате у тензорској нотацији за ортогоналне координате Декартовог координатног система, гласе

$$\rho \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial t} + \rho \bar{c}_j \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} = \rho g_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\eta \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\rho \overline{c'_i c'_j} \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{\rho} \bar{c}_i + \overline{\rho' c'_i} \right) = 0 \quad (i, j = 1, 2, 3), \quad (2)$$

где је $c_i = \bar{c}_i + c'_i$ тренутна брзина једнака збиру просечне и флуктационе брзине,

при чему је $\bar{c}_i = \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} c_i dt$.

На левој страни једначине (1), први члан представља просечну локалну инерцијалну силу а други члан просечну конвективну инерцијалну силу. На десној страни исте једначине, прва два члана представљају просечну вредност силе Земљине теже и силе притиска, трећи члан просечну вискозну силу (сила услед просечних вредности вискозних напона) и четврти члан силу услед Рејнолдсових (турбулентних) напона.

Турбулентно струјање је нестационарно. Појам стационарности турбулентног струјања односи се само на његове просечне (временски осредњене) брзине. За такво стационарно, нестишљиво струјање флуида, уз занемаривање запреминских сила

$$\frac{\partial \bar{c}_i}{\partial t} = 0; \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} = 0; \rho' = 0 \Rightarrow \bar{\rho} = \rho; \bar{F}_i = \rho g_i = 0,$$

једначине (1) и (2) добијају следећи облик

$$\rho \bar{c}_j \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\eta \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\rho \bar{c}'_i \bar{c}'_j \right), \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_i} = 0. \quad (4)$$

Као што је у уводном поглављу напоменуто, најпогоднији координатни систем за овај случај струјања је цилиндрични координатни систем (r, φ, z) , Слика 1. На основу истраживања других аутора и истраживања спроведених у овом раду, посматрано струјање у правом дифузору кружног попречног пресека може се посматрати као осносиметрично $\partial / \partial \varphi = 0$, па се једначине (3) и (4) могу записати у скаларном облику као

$$\bar{c}_z \frac{\partial \bar{c}_r}{\partial z} + \bar{c}_r \frac{\partial \bar{c}_r}{\partial r} - \frac{\bar{c}_r^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{c}_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{c}_r}{\partial r} + \frac{\partial^2 \bar{c}_r}{\partial z^2} - \frac{\bar{c}_r}{r^2} \right) - \left(\frac{\partial}{\partial z} (\bar{c}'_z \bar{c}'_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\bar{c}'_r^2 \cdot r) - \frac{\bar{c}'_u{}^2}{r} \right), \quad (5)$$

$$\bar{c}_z \frac{\partial \bar{c}_u}{\partial z} + \bar{c}_r \frac{\partial \bar{c}_u}{\partial r} + \frac{\bar{c}_r \bar{c}_u}{r} = \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{c}_u}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \bar{c}_u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{c}_u}{\partial r} - \frac{\bar{c}_u}{r^2} \right) - \left(\frac{\partial}{\partial z} (\bar{c}'_z \bar{c}'_u) + \frac{\partial}{\partial r} \bar{c}'_r \bar{c}'_u + \frac{2 \bar{c}'_r \bar{c}'_u}{r} \right) \quad (6)$$

$$\bar{c}_z \frac{\partial \bar{c}_z}{\partial z} + \bar{c}_r \frac{\partial \bar{c}_z}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{c}_z}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \bar{c}_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{c}_z}{\partial r} \right) - \left(\frac{\partial}{\partial z} (\bar{c}'_z^2) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{c}'_z \bar{c}'_r) \right), \quad (7)$$

$$\frac{\partial \bar{c}_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{c}_r) = 0. \quad (8)$$

2.2 Карактеристичне величине вихорног струјања

За даља теоријска разматрања, увешће се одређене карактеристичне величине турбулентног вихорног струјања које ће бити одређене у овом раду, за сваки мерни попречни пресек дифузора ($i = 0, 1, 2, \dots, 10$; видети потпоглавље 3.1.), као што су:

– Масени проток

$$\dot{m}_i = 2\pi\rho \int_0^{R_i} r\bar{c}_z dr = 2\pi R_i^2 \rho \int_0^1 r^+ \bar{c}_z dr^+ = \pi R_i^2 \rho \bar{c}_{zm_i}, \quad (9)$$

где је $r^+ = r / R_i$, ($i = 0, 1, 2, \dots, 10$; $0 \leq r \leq R_i$)

– Запремински проток

$$Q_i = \frac{\dot{m}_i}{\rho}, \quad (10)$$

– Осредњена јединична кинетичка енергија укупне брзине

$$\bar{e}_{c_i} = \frac{1}{\dot{m}_i} \int \frac{\bar{c}^2}{2} d\dot{m} = \frac{\pi R_i^2 \rho}{\dot{m}_i} \int_0^1 r^+ \bar{c}_z \bar{c}^2 dr^+, \quad (11)$$

– Осредњена јединична кинетичка енергија обимске компоненте брзине

$$\bar{e}_{c_{u_i}} = \frac{1}{\dot{m}_i} \int \frac{\bar{c}_u^2}{2} d\dot{m} = \frac{\pi R_i^2 \rho}{\dot{m}_i} \int_0^1 r^+ \bar{c}_z \bar{c}_u^2 dr^+, \quad (12)$$

– Осредњена јединична кинетичка енергија аксијалне компоненте брзине

$$\bar{e}_{c_{z_i}} = \frac{1}{\dot{m}_i} \int \frac{\bar{c}_z^2}{2} d\dot{m} = \frac{\pi R_i^2 \rho}{\dot{m}_i} \int_0^1 r^+ \bar{c}_z^3 dr^+, \quad (13)$$

– Осредњена јединична релативна енергија притиска

$$\bar{e}_{\Delta p_i} = \frac{1}{\dot{m}_i} \int \frac{\Delta \bar{p}}{\rho} d\dot{m} = \frac{2\pi R_i^2}{\dot{m}_i} \int_0^1 r^+ \bar{c}_z \Delta \bar{p} dr^+, \quad (14)$$

– Осредњена јединична релативна укупна (тотална) енергија

$$\bar{e}_{\Delta p_i} = \frac{1}{\dot{m}_i} \int \frac{\Delta \bar{p}_t}{\rho} d\dot{m} = \frac{2\pi R_i^2}{\dot{m}_i} \int_0^1 r^+ \bar{c}_z \Delta \bar{p}_t dr^+, \quad (15)$$

или

$$\bar{e}_{\Delta p_i} = \bar{e}_{\Delta p_i} + \bar{e}_{c_i} = \bar{e}_{\Delta p_i} + \bar{e}_{c_{z_i}} + \bar{e}_{c_{u_i}}, \quad (16)$$

– Циркулација

$$\Gamma = 2\pi r \bar{c}_u, \quad (17)$$

- Момент количине кретања вихорног струјања (проток циркулације)

$$\dot{\Gamma}_i = \int_{\dot{m}_i} \Gamma d\dot{m} = \int_0^{R_i} 2\pi r \bar{c}_u \rho 2\pi r \bar{c}_z dr = 4\pi^2 R_i^3 \rho \int_0^1 r^{+2} \bar{c}_z \bar{c}_u dr^+, \quad (18)$$

- Средњена јединична укупна циркулација

$$\bar{\Gamma}_i = \frac{\dot{\Gamma}_i}{\dot{m}_i} = \frac{4\pi^2 R_i^3 \rho}{\dot{m}_i} \int_0^1 r^{+2} \bar{c}_z \bar{c}_u dr^+, \quad (19)$$

- Средња проточна брзина по попречном пресеку дифузора

$$\bar{c}_{zm_i} = \frac{\dot{m}_i}{\pi R_i^2 \rho} = 2 \int_0^1 r^{+} \bar{c}_z dr^+, \quad (20)$$

- Параметар вихорног струјања (вихорни број)

$$\Omega_i = \frac{Q_i}{R_i \bar{\Gamma}_i} = \frac{\left(\int_0^1 r^{+} \bar{c}_z dr^+ \right)^2}{\int_0^1 r^{+2} \bar{c}_z \bar{c}_u dr^+}, \quad (21)$$

- Јачина вихора (интезитет вихорног струјања)

$$\theta_i = \frac{\bar{e}_{c_{u_i}}}{\bar{e}_{c_{z_i}}} = \frac{\int_0^1 r^{+} \bar{c}_z \bar{c}_u^2 dr^+}{\int_0^1 r^{+} \bar{c}_z^3 dr^+}, \quad (22)$$

- Момент количине кретања од обимских компоненти брзина вихорног струјања

$$\dot{M}_{c_{u_i}} = \int_{\dot{m}_i} r \bar{c}_u d\dot{m} = 2\pi \rho \int_0^{R_i} \bar{c}_u \bar{c}_z r^2 dr = 2\pi R_i^3 \rho \int_0^1 r^{+2} \bar{c}_u \bar{c}_z dr^+ = \frac{\dot{m}_i \bar{\Gamma}_i}{2\pi}, \quad (23)$$

- Количина кретања од аксијалних компоненти брзина вихорног струјања

$$\dot{K}_{c_{z_i}} = \int_{A_i} \bar{c}_z d\dot{m} = 2\pi R_i^2 \rho \int_0^{R_i} r^{+} \bar{c}_z^2 dr^+, \quad (24)$$

- Количина кретања од средњих проточних брзина по пресеку дифузора вихорног струјања

$$\dot{K}_{c_{zm_i}} = \pi \rho \bar{c}_{zm_i}^2 R_i^2, \quad (25)$$

– Бусинесков (Boussinesq) број

$$\beta_i = \frac{\dot{K}_{c_{z_i}}}{\dot{K}_{c_{z_{m_i}}}}, \quad (26)$$

– Рејнолдсов (Reynolds) број

$$\text{Re}_i = \frac{2\bar{c}_{z_{m_i}} R_i}{\nu}, \quad (27)$$

– Кориолисов (Coriolis) коефицијент на излазу из дифузора (пресек 10)

$$\alpha_{s_{10}} = \frac{1}{R_{10}^2 \pi \bar{c}_{z_{m_{10}}}^3} \int_{A_{10}} \bar{c}_{10}^2 \bar{c}_{z_{10}} dA = \frac{2}{\bar{c}_{z_{m_{10}}}^3} \int_0^1 r^+ \bar{c}^2 \bar{c}_z dr^+, \quad (28)$$

Вихорно струјање константне циркулације окарактерисано је са следећим идеализованим струјним пољем:

$$\text{- за } 0 \leq r \leq r_0 \text{ (вртложно језгро) } \bar{c}_u = K_1 r \text{ и } \bar{c}_z = 0, \quad (29)$$

$$\text{- за } r_0 \leq r \leq R_i \text{ (основни део струјања) } \bar{c}_u r = K_2 \text{ и } \bar{c}_z = \text{const}, \quad (30)$$

где је r_0 - полупречник вртложног језгра. За одређене случајеве, као што је права цилиндрична цев, у литератури постоје изрази за одређивање r_0 у функцији од Ω ([10], [91]). Најчешћи критеријум за његово одређивање на основу експерименталних резултата, је радијус на коме престаје да важи услов да се обимска компонента брзине мења по закону $\bar{c}_u = K_1 r$.

2.3 Напони турбулентног струјања

Као што је речено, Рејнолдсовим осредњавањем Навије-Стоксових једначина формира се, у Рејнолдсовим једначинама, Рејнолдсов тензор турбулентних напона. То се може утврдити упоређивањем Рејнолдсове једначине за стационарно турбулентно нестишљиво струјање флуида (3) са једначином Навије-Стокса у случају стационарног ламинарног нестишљивог струјања флуида (31), при чему су такође занемарене запреминске силе

$$\rho c_j \frac{\partial c_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\eta \frac{\partial c_i}{\partial x_j} \right). \quad (31)$$

У односу на једначину (31), на десној страни једначине (3) постоји члан $\partial(-\overline{\rho c'_i c'_j})/\partial x_j$. Величине $-\overline{\rho c'_i c'_j}$ физички представљају компоненте по времену осредњених вектора јединичне количине кретања (јединична количина кретања је количина кретања по јединици површине попречног пресека и по јединици времена), услед пулзационог кретања кроз три узајамно управне површине. Величине $-\overline{\rho c'_i c'_j}$ потичу од инерцијалних чланова Навије-Стоксове једначине. Иако нису повезане са вискозним напонима, оне се, ипак, називају Рејнолдсовим напонима јер физички гледано преносом количине кретања, услед пулзација c'_i стварају се допунски, у односу на молекуларне, макроскопски преноси количине кретања који се у турбулентном струјном пољу испољавају као дејство напона. То значи да се у Рејнолдсовим једначинама појављују допунске конвективне инерцијалне силе условљене турбулентним флукутацијама, док се све остале силе изражавају као функције просечних вредности брзине и притиска, тј. уместо тренутних вредности брзина у Навије-Стоксовим једначинама уврштавају се просечне вредности брзина и притиска. [99]

Рејнолдсови напони чине матрицу турбулентних напона тј. симетричан тензор другог реда

$$p'_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma'_{11} & \tau'_{12} & \tau'_{13} \\ \tau'_{21} & \sigma'_{22} & \tau'_{23} \\ \tau'_{31} & \tau'_{32} & \sigma'_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\overline{\rho c_1'^2} & -\overline{\rho c'_1 c'_2} & -\overline{\rho c'_1 c'_3} \\ -\overline{\rho c'_2 c'_1} & -\overline{\rho c_2'^2} & -\overline{\rho c'_2 c'_3} \\ -\overline{\rho c'_3 c'_1} & -\overline{\rho c'_3 c'_2} & -\overline{\rho c_3'^2} \end{pmatrix}. \quad (32)$$

Тензор турбулентних напона обично се назива Рејнолдсов тензор напона који садржи три Рејнолдсова нормална напона и шест Рејнолдсових тангенцијалних (смицајних) напона. Чланови p'_{ij} , који се јављају у Рејнолдсовим једначинама као последица нелинеарности једначине Навије-Стокса, отежавају проблем затварања система диференцијалних једначина (1) и (2). Систем Рејнолдсових једначина је незатворен, јер су Рејнолдсови напони непознати. Основни проблем се састоји у повезивању карактеристика флукутационог поља са пољем просечних величина. Стога, потребно је формирати моделе који повезују корелације флукутационих брзина са просечним брзинама, и увести претпоставке о турбулентним напонима. Примена Рејнолдсове статистике доводи до потребе

моделирања турбулентних струјања, при чему тај проблем у општем случају није решен. Захтева се јединство теоријског, експерименталног и нумеричког рада, и још увек не постоји егзактно решење ни једноставнијег турбулентног струјања. [99]

Међутим, ови напони омогућавају подобније описивање самог процеса турбулентног струјања. Овакав приступ омогућава увођење низа претпоставки о турбулентним напонима које се у крајњој линији експериментом потврђују или одбацују.

Вискозни напони зависе од вискозности флуида, при чему је утицај вискозности на вискозне напоне обухваћен вискозним коефицијентима. Пошто је већина флуида који се користе у техници изотропна, њихова вискозност је изотропна физичка величина (не зависи од избора координатног система). Вискозни напони дефинисани су неизотропним тензором вискозних напона. Та неизотропност тензора вискозних напона потиче од неизотропности брзина деформисања флуидних делића.

Укупни напон турбулентног струјања једнак је збиру вискозног и турбулентног напона. Компоненте укупног напона турбулентног струјања су: укупни нормални напони $p_{xx} = \sigma_{xx} = -p + \sigma_{xx}^{\eta} + \sigma_{xx}^t$ и укупни тангенцијални напони $p_{xy} = \tau_{xy} = \tau_{xy}^{\eta} + \tau_{xy}^t$. Тензор укупног напона турбулентног струјања p_{ij} (цилиндрични координатни систем (r, φ, z))

$$p_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_{rr} & \tau_{r\varphi} & \tau_{rz} \\ \tau_{\varphi r} & \sigma_{\varphi\varphi} & \tau_{\varphi z} \\ \tau_{zr} & \tau_{z\varphi} & \sigma_{zz} \end{pmatrix}, \quad (33)$$

је симетричан тензор, тако да су $\tau_{r\varphi} = \tau_{\varphi r}$, $\tau_{rz} = \tau_{zr}$ и $\tau_{\varphi z} = \tau_{z\varphi}$.

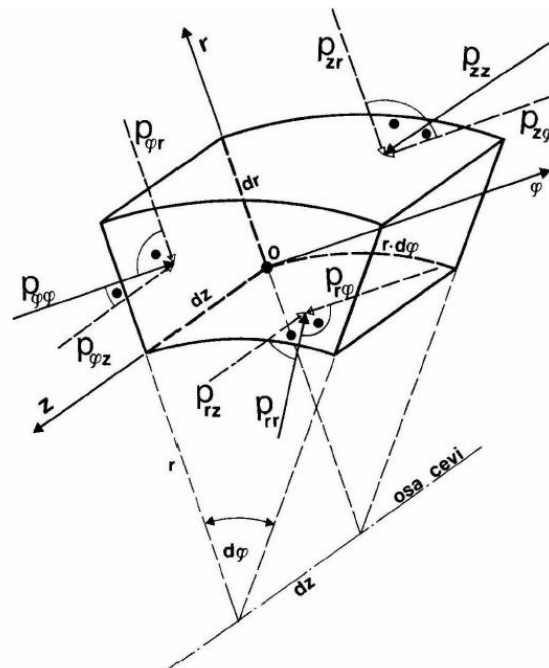
У даљем излагању, за случај осносиметричног струјања када се користи цилиндрични координатни систем (r, φ, z) , задржаће се ознаке за компоненте укупног напона турбулентног струјања дате у [1], а које су изражене следећим релацијама

$$p_{rr} = -p + 2\eta \frac{\partial \bar{c}_r}{\partial r} - \rho \overline{c_r'^2}; \quad p_{\varphi\varphi} = -p + 2\eta \frac{\partial \bar{c}_u}{\partial r} - \rho \overline{c_u'^2}; \quad p_{zz} = -p + 2\eta \frac{\partial \bar{c}_z}{\partial z} - \rho \overline{c_z'^2};$$

$$p_{r\varphi} = \eta \left(\frac{\partial \bar{c}_u}{\partial r} - \frac{\bar{c}_u}{r} \right) - \rho \overline{c_r' c_u'}; \quad p_{rz} = \eta \left(\frac{\partial \bar{c}_r}{\partial z} + \frac{\partial \bar{c}_z}{\partial r} \right) - \rho \overline{c_r' c_z'}; \quad p_{\varphi z} = \eta \frac{\partial \bar{c}_u}{\partial z} - \rho \overline{c_u' c_z'}; \quad (34)$$

где су: p_{rr} , $p_{\varphi\varphi}$ и p_{zz} - укупни нормални напони, $p_{r\varphi}$, p_{rz} и $p_{\varphi z}$ - укупни тангенцијални напони.

Правци дејства укупних нормалних и укупних тангенцијалних напона, за праву цев, приказани су на Слици 3.



Слика. 3. Компоненте укупних напона при вихорним струјањима [1]

2.3.1 Одређивање укупних напона турбулентног струјања

Постоји читав низ модела за математичко моделирање турбулентних струјања, који се према својим особинама могу сврстати у више основних група: алгебарски, диференцијални, напонски, симулације великих вртлога, директне нумеричке симулације, субмрежно моделирање и сл. [92]. Код свих ових модела истраживања су усмерена ка истом циљу - разрешењу природе (физикалности) турбулентних напона и одређивању њиховог математичког модела.

У Рејнолдсовим једначинама, које су у општем случају нелинерне парцијалне диференцијалне једначине другог реда елиптичког типа, важну улогу имају Рејнолдсови турбулентни напони $p'_{ij} = -\rho \overline{c'_i c'_j}$. При моделирању турбулентних струјања, основну тешкоћу представља управо начин њиховог математичко-физичког интерпретирања.

У оквиру овог рада, за формирање алгебарског модела од изузетног значаја је истраживање укупних напона турбулентног струјања p_{ij} и Рејнолдсових напона p'_{ij} , јер се сви процеси дисипације енергије турбулентних токова одвијају под „контролом“ ових напона. Истраживање је усмерено на одређивању укупних напона турбулентног струјања индиректно из Рејнолдсових једначина, мерењем поља просечне брзине и притиска. Овакав приступ одређивања укупних напона турбулентног струјања, али за вихорно струјање у правој цеви кружног попречног пресека, дат је у раду Бенишек [1]. У наредним потпоглављима он ће се применити и на вихорно струјање у правом дифузору кружног попречног пресека.

2.3.1.1 Одређивање укупних напона турбулентног струјања у струјном пољу и на зиду дифузора (p_{rz} и $p_{R,z}$)

Пре него што се приступи теоријском одређивању укупних напона турбулентног струјања, неопходно је дефинисати услове који ће се користити у даљем раду.

Имајући у виду експерименталне податке овог рада, тј. за дифузоре релативно малих углова ширења, и за цев [1], као и на основу анализе величине реда чланова у једначинама (5), (6) и (7), могу се усвојити следећа упрошћења

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \bar{c}_z}{\partial z^2} \ll \frac{\partial^2 \bar{c}_r}{\partial r^2}; \quad \frac{\partial^2 \bar{c}_u}{\partial z^2} \ll \frac{\partial^2 \bar{c}_u}{\partial r^2}; \quad \bar{c}_r \ll \bar{c}_u; \quad \bar{c}_r \ll \bar{c}_z; \quad \bar{c}_z \frac{\partial \bar{c}_r}{\partial z} \ll \frac{\bar{c}_u^2}{r}; \quad \bar{c}_r \frac{\partial \bar{c}_r}{\partial r} \ll \frac{\bar{c}_u^2}{r}; \\ \frac{\partial^2 \bar{c}_r}{\partial z^2} \ll \frac{\bar{c}_u^2}{r}; \quad v \left(\frac{\partial^2 \bar{c}_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{c}_r}{\partial r} \right) \ll \frac{\bar{c}_u^2}{r}; \quad \frac{\partial \bar{c}_r}{\partial z} \ll \frac{\partial \bar{c}_z}{\partial r}; \quad \frac{\partial \bar{c}_z}{\partial z} \ll \frac{\partial \bar{p}}{\partial z}. \end{aligned} \quad (35)$$

Такође, на основу експерименталних резултата других аутора а који су наведени у [1], могу се усвојити и упрошћења

$$\frac{\partial \bar{c}_i^2}{\partial z} \ll \frac{\partial}{\partial r} \overline{c'_i c'_j}; \quad \frac{\partial}{\partial z} \overline{c'_i c'_j} \ll \frac{\partial}{\partial r} \overline{c'_i c'_j}; \quad \bar{c}'_j \frac{\partial \bar{c}'_i}{\partial z} \approx 0; \quad \bar{c}_i^2 \approx \bar{c}_j^2 \approx 0 \quad \text{и} \quad \frac{\partial}{\partial z} \overline{c'_i c'_j} \approx 0, \quad (36)$$

као и гранични услови

$$\begin{aligned} \text{за } r = R_i : \quad \bar{c}_r = 0; \quad \bar{c}_u = 0; \quad \bar{c}_z = 0; \quad p_{rz} = p_{R,z}; \quad p_{r\varphi} = p_{R,\varphi}; \quad \bar{p} = \bar{p}_{R_i}; \quad \rho \overline{c'_i c'_j} = 0, \\ \text{за } r = 0 : \quad \bar{c}_u = 0; \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} = 0; \quad \frac{\partial \bar{c}_z}{\partial r} = 0; \quad p_{rz} = p_{r\varphi} = 0, \end{aligned} \quad (37)$$

док су почетни услови

$$\text{за } z = 0: \bar{c}_u = \bar{c}_{u0} = f_1(r); \bar{c}_z = \bar{c}_{z0} = f_2(r); \bar{p} = \bar{p}_0 = f_3(r). \quad (38)$$

Укупни напони турбулентног струјања у струјном пољу и на зиду дифузора (p_{rz} и p_{Rz}), као и одговарајући Рејнолдсови турбулентни напони ($-\rho \overline{c'_r c'_z}$), могу се одредити за сваки мерни пресек из једначине (7).

Множењем једначине (7) са rdr и интеграцијом у границама од r до R_i ($i = 0, 1, 2, \dots, 10; 0 \leq r \leq R_i$) добија се једначина

$$\int_r^{R_i} r \bar{c}_z \frac{\partial \bar{c}_z}{\partial z} dr + \int_r^{R_i} r \bar{c}_r \frac{\partial \bar{c}_z}{\partial r} dr = - \int_r^{R_i} \frac{1}{\rho} r \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} dr + \nu \int_r^{R_i} r \left(\frac{\partial^2 \bar{c}_z}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \bar{c}_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{c}_z}{\partial r} \right) dr - \int_r^{R_i} r \left(\frac{\partial}{\partial z} (\bar{c}_z^2) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{c'_z c'_r}) \right) dr \quad (39)$$

која, узимајући у обзир услове (35), (36) и (37) и израз (34) за напон и низа математичких операција, добија следећи облик

$$R_i \frac{p_{Rz}}{\rho} - r \frac{p_{rz}}{\rho} = \frac{\partial}{\partial z} \int_r^{R_i} r \left(\bar{c}_z^2 + \frac{\bar{p}}{\rho} \right) dr - r \bar{c}_z \bar{c}_r = \frac{\partial}{\partial z} I_{rz} - r \bar{c}_z \bar{c}_r, \quad (40)$$

где су: I_{rz} - еквивалент количине кретања вихорног струјања прстенастог пресека од r до R_i , p_{Rz} - укупни напон турбулентног вихорног струјања на зиду дифузора, p_{rz} - укупни напон турбулентног вихорног струјања у струјном пољу.

Компонента брзине у радијалном правцу може се одредити из (8)

$$\bar{c}_r = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} \int_r^{R_i} r \bar{c}_z dr. \quad (41)$$

Заменом (41) у (40) добија се

$$R_i \frac{p_{Rz}}{\rho} - r \frac{p_{rz}}{\rho} = \frac{\partial}{\partial z} \int_r^{R_i} r \left(\bar{c}_z^2 + \frac{\bar{p}}{\rho} \right) dr - \bar{c}_z \frac{\partial}{\partial z} \int_r^{R_i} r \bar{c}_z dr. \quad (42)$$

За случај када је $r = 0$, коришћењем услова (37), из (40) може се одредити укупни напон турбулентног вихорног струјања на зиду дифузора p_{Rz}

$$p_{Rz} = \frac{\rho}{R_i} \frac{\partial}{\partial z} \int_0^{R_i} r \left(\bar{c}_z^2 + \frac{\bar{p}}{\rho} \right) dr = \frac{\rho}{R_i} \frac{\partial}{\partial z} I_{0z}, \quad (43)$$

где је I_{0z} - еквивалент количине кретања вихорног струјања у целокупном попречном пресеку од 0 до R_i .

Укупни напон турбулентног вихорног струјања у струјном пољу p_{rz} одређује се из (40)

$$p_{rz} = \frac{R_i}{r} p_{R_i z} - \frac{\rho}{r} \frac{\partial}{\partial z} \int_r^{R_i} r \left(\bar{c}_z^2 + \frac{\bar{p}}{\rho} \right) dr + \rho \bar{c}_z \bar{c}_r. \quad (44)$$

Ако се са p_{rz}^d означи део напона p_{rz}

$$p_{rz}^d = \frac{R_i}{r} p_{R_i z} - \frac{\rho}{r} \frac{\partial}{\partial z} \int_r^{R_i} r \left(\bar{c}_z^2 + \frac{\bar{p}}{\rho} \right) dr = \frac{\rho}{r} \frac{\partial}{\partial z} I_{0z} - \frac{\rho}{r} \frac{\partial}{\partial z} I_{rz}. \quad (45)$$

онда се укупни напон вихорног струјања у струјном пољу p_{rz} може написати у облику

$$p_{rz} = p_{rz}^d + \rho \bar{c}_z \bar{c}_r. \quad (46)$$

У случају када је радијална компонента $\bar{c}_r \ll \bar{c}_z$, што одговара условима истраживања у овом раду, следи

$$p_{rz} \cong p_{rz}^d. \quad (47)$$

Уколико се апсолутни статички притисак изрази помоћу збира релативног статичког притиска и атмосферског притиска, тј. $\bar{p} = \Delta\bar{p} + \bar{p}_a$, то се једначина (44) може написати у облику

$$p_{rz} = \frac{R_i}{r} p_{R_i z} - \frac{\rho}{r} \frac{\partial}{\partial z} \int_r^{R_i} r \left(\bar{c}_z^2 + \frac{\Delta\bar{p} + \bar{p}_a}{\rho} \right) dr + \rho \bar{c}_z \bar{c}_r. \quad (48)$$

Коришћењем услова (35) у (34), а на основу (48), могу се одредити следећи Рејнолдсови напони

$$-\overline{\rho c'_r c'_z} = p_{rz} - \eta \frac{\partial \bar{c}_z}{\partial r}. \quad (49)$$

Бусинескова претпоставка усваја концепт о линеарној вези међу тензорима напона и деформационих брзина. Коefицијент сразмере A_{ij} између компонената турбулентних напона $-\overline{\rho c'_i c'_j}$ и одговарајућих компоненти деформационих брзина S_{ij} , назива се динамички коefицијент турбулентне вискозности. Однос

$\varepsilon_{ij} = A_{ij} / \rho$ представља кинематску турбулентну вискозност, на основу које се турбулентни напон $-\rho \overline{c'_r c'_z}$ може приказати као

$$-\rho \overline{c'_r c'_z} = \rho \varepsilon_{rz} \frac{\partial \overline{c_z}}{\partial r}. \quad (50)$$

Упоредивањем (49) и (50) могуће је одредити коефицијент турбулентне вискозности

$$\varepsilon_{rz} = p_{rz} / \left(\rho \frac{\partial \overline{c_z}}{\partial r} \right) - \nu. \quad (51)$$

2.3.1.2 Одређивање укупних напона турбулентног струјања у струјном пољу и на зиду дифузора ($p_{r\varphi}$ и $p_{R,\varphi}$)

Укупни напони турбулентног струјања у струјном пољу и на зиду дифузора ($p_{r\varphi}$ и $p_{R,\varphi}$), као и одговарајући Рејнолдсови турбулентни напони $-\rho \overline{c'_r c'_u}$, могу се одредити за сваки мерни пресек из једначине (6).

Множењем једначине (6) са $r^2 dr$, и интеграцијом у границама од r до R_i ($i = 0, 1, 2, \dots, 10; 0 \leq r \leq R_i$), добија се једначина

$$\int_r^{R_i} r^2 \overline{c_z} \frac{\partial \overline{c_u}}{\partial z} dr + \int_r^{R_i} r^2 \overline{c_r} \frac{\partial \overline{c_u}}{\partial r} dr + \int_r^{R_i} r^2 \frac{\overline{c_r} \overline{c_u}}{r} dr = \nu \int_r^{R_i} r^2 \left(\frac{\partial^2 \overline{c_u}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \overline{c_u}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \overline{c_u}}{\partial r} - \frac{\overline{c_u}}{r^2} \right) dr - \int_r^{R_i} r^2 \left(\frac{\partial}{\partial z} \overline{c'_z c'_u} + \frac{\partial}{\partial r} \overline{c'_r c'_u} + \frac{2 \overline{c'_r c'_u}}{r} \right) dr, \quad (52)$$

која, узимајући у обзир упрошћења (35), (36) и (37) и израз (34) за напон, добија следећи облик

$$R_i^2 \frac{p_{R,\varphi}}{\rho} - r^2 \frac{p_{r\varphi}}{\rho} = \frac{\partial}{\partial z} \int_r^{R_i} r^2 \overline{c_u} \overline{c_z} dr - r^2 \overline{c_u} \overline{c_r} = \frac{\partial}{\partial z} I_{r\varphi} - r^2 \overline{c_u} \overline{c_r}, \quad (53)$$

где су: $I_{r\varphi}$ - еквивалент момента вихорног струјања прстенастог пресека од r до R_i , $p_{R,\varphi}$ - укупни напон турбулентног вихорног струјања на зиду дифузора, и $p_{r\varphi}$ - укупни напон турбулентног вихорног струјања у струјном пољу.

Уводећи израз за радијалну компоненту брзине (41) у (53) добија се

$$R_i^2 \frac{p_{R,\varphi}}{\rho} - r^2 \frac{p_{r\varphi}}{\rho} = \frac{\partial}{\partial z} \int_r^{R_i} r^2 \bar{c}_u \bar{c}_z dr - r \bar{c}_u \frac{\partial}{\partial z} \int_r^{R_i} r \bar{c}_z dr. \quad (54)$$

За случај када је $r = 0$, и коришћењем услова (37), може се одредити укупни напон турбулентног вихорног струјања на зиду дифузора $p_{R,\varphi}$

$$p_{R,\varphi} = \frac{\rho}{R_i^2} \frac{\partial}{\partial z} \int_0^{R_i} r^2 \bar{c}_u \bar{c}_z dr = \frac{\rho}{R_i^2} \frac{\partial}{\partial z} I_{0\varphi}, \quad (55)$$

где је $I_{0\varphi}$ - еквивалент момента вихорног струјања целокупног попречног пресека од 0 до R_i .

Укупни напон турбулентног вихорног струјања у струјном пољу $p_{r\varphi}$ одређује се из (53)

$$\begin{aligned} p_{r\varphi} &= \frac{R_i^2}{r^2} p_{R,\varphi} - \frac{\rho}{r^2} \frac{\partial}{\partial z} \int_r^{R_i} r^2 \bar{c}_u \bar{c}_z dr + \rho \bar{c}_u \bar{c}_r = \frac{R_i^2}{r^2} p_{R,\varphi} - \frac{\rho}{r^2} \frac{\partial}{\partial z} \int_r^{R_i} r^2 \bar{c}_u \bar{c}_z dr + \rho \frac{\bar{c}_u}{r} \frac{\partial}{\partial z} \int_r^{R_i} r \bar{c}_z dr \\ &= \frac{R_i^2}{r^2} p_{R,\varphi} - \frac{\rho}{r^2} \frac{\partial}{\partial z} I_{r\varphi} + \rho \frac{\bar{c}_u}{r} \frac{\partial}{\partial z} \int_r^{R_i} r \bar{c}_z dr. \end{aligned} \quad (56)$$

Ако се са $p_{r\varphi}^d$ означи део напона $p_{r\varphi}$

$$p_{r\varphi}^d = \frac{R_i^2}{r^2} p_{R,\varphi} - \frac{\rho}{r^2} \frac{\partial}{\partial z} \int_r^{R_i} r^2 \bar{c}_u \bar{c}_z dr = \frac{\rho}{r^2} \frac{\partial}{\partial z} I_{0\varphi} - \frac{\rho}{r^2} \frac{\partial}{\partial z} I_{r\varphi}, \quad (57)$$

онда се укупни напон турбулентног вихорног струјања у струјном пољу $p_{r\varphi}$ може написати у облику

$$p_{r\varphi} = p_{r\varphi}^d + \rho \bar{c}_u \bar{c}_r. \quad (58)$$

За случај када је радијална компонента $\bar{c}_r \ll \bar{c}_u$, што одговара условима истражувања у овом раду, следи

$$p_{r\varphi} \cong p_{r\varphi}^d. \quad (59)$$

Уводећи израз за осредњену јединичну циркулацију (19) у (55), може се добити укупни напон турбулентног вихорног струјања на зиду дифузора $p_{R,\varphi}$, у облику

$$p_{R,\varphi} = \frac{\rho Q}{4\pi^2 R_i^2} \frac{\partial}{\partial z} \bar{\Gamma}_i. \quad (60)$$

Израз (60) даје значајан закључак да је укупни напон турбулентног вихорног струјања на зиду дифузора $p_{R,\varphi}$ сразмеран градијенту осредњене јединичне циркулације $\bar{\Gamma}_i$ у правцу осе дифузора.

Из израза (34) и на основу (56), могу се одредити следећи Рејнолдсови напони

$$-\overline{\rho c'_r c'_u} = p_{r\varphi} - \eta \left(\frac{\partial \bar{c}_u}{\partial r} - \frac{\bar{c}_u}{r} \right). \quad (61)$$

Увођењем Бусинескове претпоставке, турбулентни напон $-\overline{\rho c'_r c'_u}$ може се приказати као

$$-\overline{\rho c'_r c'_u} = \rho \varepsilon_{r\varphi} \left(\frac{\partial \bar{c}_u}{\partial r} - \frac{\bar{c}_u}{r} \right), \quad (62)$$

и могуће је одредити коефицијент турбулентне вискозности, упоређивањем (61) и (62)

$$\varepsilon_{r\varphi} = p_{r\varphi} / \rho \left(\frac{\partial \bar{c}_u}{\partial r} - \frac{\bar{c}_u}{r} \right) - \nu. \quad (63)$$

2.4 Закони промене карактеристика вихорног струјања у дифузору

На основу експерименталних резултата истраживања вихорног струјања једног од испитиваних дифузора, а који су приказани у раду [83], утврђено је да јединична циркулација $\bar{\Gamma}_i$ опада дуж дифузора. У оквиру истог рада, претпостављен је линеарни карактер опадања јединичне циркулације, у зависности од бездимензијске текуће координате дуж осе дифузора. Међутим, аналитичке зависности промене јединичне циркулације дуж дифузора нису теоријски истраживане, што ће бити циљ овог потпоглавља. Посебна пажња даће се и променама напона, који мењајући профиле брзина и притисака, утичу и на промену карактеристика вихорног струјања.

Узимајући у обзир услове (35) и (36) из једначине (6) следи

$$\bar{c}_z \frac{\partial \bar{c}_u}{\partial z} + \bar{c}_r \frac{\partial \bar{c}_u}{\partial r} + \frac{\bar{c}_r \bar{c}_u}{r} = \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{c}_u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{c}_u}{\partial r} - \frac{\bar{c}_u}{r^2} \right) - \left(\frac{\partial}{\partial r} \overline{c'_r c'_u} + \frac{2 \overline{c'_r c'_u}}{r} \right). \quad (64)$$

Уводећи израз за напон $p_{r\varphi}$ из (34) у (64) добија се

$$\bar{c}_z \frac{\partial \bar{c}_u}{\partial z} + \bar{c}_r \left(\frac{\partial \bar{c}_u}{\partial r} + \frac{\bar{c}_u}{r} \right) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{p_{r\varphi}}{\rho} \right). \quad (65)$$

Такође, на основу (63) напон $p_{r\varphi}$ може се написати у облику

$$p_{r\varphi} = \rho(\nu + \varepsilon_{r\varphi}) \left(\frac{\partial \bar{c}_u}{\partial r} - \frac{\bar{c}_u}{r} \right). \quad (66)$$

Уводећи израз (66) и израз за циркулацију (17) у (65) добија се

$$\bar{c}_z \frac{\partial \Gamma}{\partial z} + r \bar{c}_r \frac{\partial \Gamma}{\partial r} = r^2 \frac{\partial \varepsilon_{r\varphi}}{\partial r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\Gamma}{r^2} \right) + (\nu + \varepsilon_{r\varphi}) \left(\frac{\partial^2 \Gamma}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Gamma}{\partial r} \right). \quad (67)$$

Анализом величине реда чланова једначине (67), иста се може написати у облику

$$\bar{c}_z \frac{\partial \Gamma}{\partial z} = (\nu + \varepsilon_{r\varphi}) \left(\frac{\partial^2 \Gamma}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Gamma}{\partial r} \right). \quad (68)$$

Дељењем једначине (68) са \bar{c}_z , добија се

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial z} = \frac{\nu + \varepsilon_{r\varphi}}{\bar{c}_z} \left(\frac{\partial^2 \Gamma}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Gamma}{\partial r} \right). \quad (69)$$

Једначина (69) може се превести у бездимензијски облик, помоћу следећих карактеристичних величина $\bar{\Gamma}$ (19), R_0 и \bar{c}_{zm_0} (20), при чему је веза између димензијских и бездимензијских величина дата следећим изразима

$$\Gamma^* = \frac{\Gamma}{\bar{\Gamma}}; \quad z^* = \frac{z}{R_0}; \quad r^* = \frac{r}{R_0}; \quad \bar{c}_z^* = \frac{\bar{c}_z}{\bar{c}_{zm_0}}. \quad (70)$$

Сменом (70) у (69), увођењем Рејнолдсовог броја (27) за улазни пресек дифузора и уз прихватљиву претпоставку, на основу [1], да је ново дефинисана величина m

$$m = \frac{2(\nu + \varepsilon_{r\varphi})}{\nu \bar{c}_z^*} = const, \quad (71)$$

добија се једначина

$$\bar{\Gamma} \frac{\partial \Gamma^*}{\partial z^*} + \Gamma^* \frac{\partial \bar{\Gamma}}{\partial z^*} = \frac{m \bar{\Gamma}}{Re_0} \left(\frac{\partial^2 \Gamma^*}{\partial r^{*2}} - \frac{1}{r^*} \frac{\partial \Gamma^*}{\partial r^*} \right). \quad (72)$$

Решење диференцијалне једначине (72) је у облику производа две функције

$$\Gamma^* = \Phi_{r^*n} T_{z^*n}, \quad (73)$$

где је $\Phi_{r^*n} = f(r^*)$ и $T_{z^*n} = f(z^*)$.

Уводећи (73) у (72) добија се

$$\bar{\Gamma} \Phi_{r^*n} \frac{\partial T_{z^*n}}{\partial z^*} + \Phi_{r^*n} T_{z^*n} \frac{\partial \bar{\Gamma}}{\partial z^*} = \frac{m \bar{\Gamma}}{\text{Re}_0} T_{z^*n} \left(\frac{\partial^2 \Phi_{r^*n}}{\partial r^{*2}} - \frac{1}{r^*} \frac{\partial \Phi_{r^*n}}{\partial r^*} \right), \quad (74)$$

уз напомену да је $\bar{\Gamma}$ функција само од z^* .

Раздвајањем једначине (74) на леву страну која зависи само од z^* , и десну која зависи само од r^* добија се

$$\left(\bar{\Gamma} \frac{\partial T_{z^*n}}{\partial z^*} + T_{z^*n} \frac{\partial \bar{\Gamma}}{\partial z^*} \right) \frac{1}{T_{z^*n} \bar{\Gamma}} \frac{\text{Re}_0}{m} = \frac{1}{\Phi_{r^*n}} \left(\frac{\partial^2 \Phi_{r^*n}}{\partial r^{*2}} - \frac{1}{r^*} \frac{\partial \Phi_{r^*n}}{\partial r^*} \right). \quad (75)$$

Због наведене зависности делова диференцијалне једначине, решавање исте се своди на поступак изједначавање леве и десне стране једначине са константом (негативна константа, једнака $-a_n^2$), тако да се из (75) добија систем диференцијалних једначина

$$\left(\bar{\Gamma} \frac{\partial T_{z^*n}}{\partial z^*} + T_{z^*n} \frac{\partial \bar{\Gamma}}{\partial z^*} \right) \frac{1}{T_{z^*n} \bar{\Gamma}} \frac{\text{Re}_0}{m} = -a_n^2, \quad (76)$$

$$\frac{1}{\Phi_{r^*n}} \left(\frac{\partial^2 \Phi_{r^*n}}{\partial r^{*2}} - \frac{1}{r^*} \frac{\partial \Phi_{r^*n}}{\partial r^*} \right) = -a_n^2. \quad (77)$$

Опште решење једначине (76) је

$$T_{z^*n} = \frac{A_n}{\bar{\Gamma}} \exp\left(-a_n^2 \frac{m}{\text{Re}_0} z^*\right). \quad (78)$$

Увођењем смене $\Phi_{r^*n} = r^* X_{r^*n}$, једначина (77) своди се на Беселову диференцијалну једначину

$$\frac{\partial^2 X_{r^*n}}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial X_{r^*n}}{\partial r^*} + \left(a_n^2 - \frac{1}{r^{*2}}\right) X_{r^*n} = 0, \quad (79)$$

чије је опште решење

$$X_{r^*n} = B_n J_1(a_n r^*) + C_n Y_1(a_n r^*), \quad (80)$$

$$\text{тј. } \Phi_{r^*_n} = r^* \left[B_n J_1(a_n r^*) + C_n Y_1(a_n r^*) \right]. \quad (81)$$

Следи да је, на основу (73), опште решење диференцијалне једначине (72)

$$\Gamma_n^* = r^* \left[B_n J_1(a_n r^*) + C_n Y_1(a_n r^*) \right] \frac{A_n}{\bar{\Gamma}} \exp\left(-a_n^2 \frac{m}{\text{Re}_0} z^*\right), \quad (82)$$

при чему су гранични услови

$$r^* = 0 \rightarrow \Gamma^* = 0 \text{ (а);}$$

$$r^* = 1 \rightarrow \Gamma^* = 0 \text{ (б);}$$

$$r^* = 0 \rightarrow \frac{\partial \Gamma^*}{\partial r^*} = 0 \text{ (ц).}$$

За гранични услов (ц) одређује се да је $C_n = 0$, тако да (82) добија следећи облик

$$\Gamma_n^* = r^* B_n J_1(a_n r^*) \frac{A_n}{\bar{\Gamma}} \exp\left(-a_n^2 \frac{m}{\text{Re}_0} z^*\right). \quad (83)$$

Гранични услов (а) задовољен је обликом једначине, а за услов (б) следи

$$J_1(a_n) = 0. \quad (84)$$

Једначина (84) има бесконачно много решења тако да опште решење диференцијалне једначине (72) је

$$\Gamma^* = \sum_{n=1}^{\infty} D_n r^* J_1(a_n r^*) \exp\left(-a_n^2 \frac{m}{\text{Re}_0} z^*\right), \quad (85)$$

где је D_n константа која се одређује из почетног профила бездимензијске циркулације Γ_0^*

$$\text{за } z^* = 0 \text{ је } \Gamma^* = \Gamma_0^*(r^*). \quad (86)$$

Сменом услова (86) у (85) добија се релација

$$\Gamma_0^*(r^*) = \sum_{n=1}^{\infty} D_n r^* J_1(a_n r^*) = \sum_{n=1}^{\infty} \Gamma_{0n}^*. \quad (87)$$

На основу (87) израз (85) добија следећи облик

$$\Gamma^* = \sum_{n=1}^{\infty} \Gamma_{0n}^* \exp\left(-a_n^2 \frac{m}{\text{Re}_0} z^*\right). \quad (88)$$

Израз (88) може се написати у димензијском облику

$$\Gamma = \sum_{n=1}^{\infty} \Gamma_{0n} \exp\left(-a_n^2 \frac{m}{\text{Re}_0} z^*\right). \quad (89)$$

Осредњавањем израза (89) по масеном протоку добија се израз за јединичну циркулацију

$$\bar{\Gamma} = \sum_{n=1}^{\infty} \bar{\Gamma}_{0n} \exp\left(-a_n^2 \frac{m}{\text{Re}_0} z^*\right). \quad (90)$$

Пошто су, функције под знаком збира у изразу (90) експоненцијалне монотono опадајуће функције од z^* , чији су изложиоци експоненцијалности $\left| -a_n^2 \frac{m}{\text{Re}_0} \right| \ll 1$, израз (90) може се написати у облику

$$\bar{\Gamma} = \bar{\Gamma}_0 \exp\left(-a_0^2 \frac{m}{\text{Re}_0} z^*\right), \quad (91)$$

где је $\bar{\Gamma}_0$ јединична циркулација у почетном попречном пресеку дифузора.

Аналогно, из (89), може се добити израз за промену циркулације дуж дифузора

$$\Gamma = \Gamma_0 \exp\left(-a_0^2 \frac{m}{\text{Re}_0} z^*\right), \quad (92)$$

где је Γ_0 распоред циркулације у почетном пресеку, тј. за $z^* = 0$ из услова (86) је $\Gamma_0 = f(r^*)$.

Ако се израз у загради (91) означи са

$$B_{0\varphi} = -a_0^2 \frac{m}{\text{Re}_0}, \quad (93)$$

при чему он представља коефицијент пригушења јединичне циркулације или коефицијент пригушења момента вихорног струјања за целокупни пресек од 0 до R_i , и функција је Re_0 , кинематске турбулентне вискозности и кинематске вискозности, добија се израз за јединичну циркулацију

$$\bar{\Gamma}_i = \bar{\Gamma}_0 \exp(B_{0\varphi} \cdot z^*). \quad (94)$$

Изведена законитост промене јединичне циркулације дуж дифузора, сагласна је са законитошћу изведеном за праву цилиндричну цев у [1]. Такође, претходна теоријска разматрања могу послужити да се одреде законитости промене укупног напона турбулентног струјања дуж зида дифузора $p_{R,\varphi}$ и делимичног укупног тангенцијалног напона $p_{r\varphi}^d$ у струјном пољу.

Увођењем израза за текући полупречник попречног пресека дифузора

$$\frac{R_i}{R_0} = 1 + z^* \cdot \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \quad (95)$$

и израза (94) у (60), и може се извести промена напона $p_{R,\varphi}$ на зиду дифузора

$$p_{R,\varphi} = \frac{\rho Q}{4\pi^2 R_0^3 (1 + z^* \cdot \operatorname{tg}(\alpha/2))^2} \bar{\Gamma}_0 B_{0\varphi} \exp(B_{0\varphi} \cdot z^*). \quad (96)$$

Уводећи величину $A_{0\varphi}$, која је сразмерна јединичној циркулацији и моменту вихорног струјања у почетном пресеку и назива се еквивалент момента вихорног струјања целокупног попречног пресека за $z^* = 0$

$$A_{0\varphi} = \frac{Q}{4\pi^2} \bar{\Gamma}_0, \quad (97)$$

у израз (96) добија се погоднији израз за напон $p_{R,\varphi}$

$$p_{R,\varphi} = \frac{\rho}{R_0^3 (1 + z^* \cdot \operatorname{tg}(\alpha/2))^2} A_{0\varphi} B_{0\varphi} \exp(B_{0\varphi} \cdot z^*). \quad (98)$$

На основу (94) и (97), промена вредности јединичне циркулације дуж дифузора може се записати и као

$$\bar{\Gamma}_i = \frac{4\pi^2}{Q} A_{0\varphi} \exp(B_{0\varphi} \cdot z^*) = \bar{\Gamma}_0 \exp(B_{0\varphi} \cdot z^*). \quad (99)$$

Ако се са $I_{0\varphi}$ обележи

$$I_{0\varphi} = A_{0\varphi} \exp(B_{0\varphi} \cdot z^*), \quad (100)$$

где је $I_{0\varphi}$ еквивалент момента вихорног струјања целокупног попречног пресека од 0 до R_i , онда се напон $p_{R,\varphi}$ може изразити у облику

$$p_{R,\varphi} = \frac{\rho}{R_0^3 (1 + z^* \cdot \operatorname{tg}(\alpha/2))^2} B_{0\varphi} I_{0\varphi}. \quad (101)$$

За $z^* = 0$ добија се из (96) и (98) напон на зиду у почетном пресеку дифузора

$$p_{R_0\varphi} = \frac{\rho Q}{4\pi^2 R_0^3} \bar{\Gamma}_0 B_{0\varphi} = \frac{\rho}{R_0^3} A_{0\varphi} B_{0\varphi}. \quad (102)$$

Делимични тангенцијални напон $p_{r\varphi}^d$ дефинисан је изразом (57), при чему се други члан десне стране једначине (57) може приказати у погоднијем облику ако се изврше смене

$$\bar{c}_u = \frac{\Gamma}{2\pi r}; \quad r^* = \frac{r}{R_0}; \quad \bar{c}_z^* = \frac{\bar{c}_z}{\bar{c}_{zm_0}}; \quad \Gamma_0^* = \frac{\Gamma_0}{\bar{\Gamma}_0},$$

а вредност Γ се смени на основу (92).

Тада се добија

$$\frac{\rho}{r^2} \frac{\partial}{\partial z} \int_r^{R_i} r^2 \bar{c}_u \bar{c}_z dr = \frac{\rho}{r^2} \frac{R_0}{2\pi} \bar{c}_{zm_0} \bar{\Gamma}_0 \frac{\partial}{\partial z^*} \int_{r^*}^{R_i/R_0} r^* \Gamma_0^* \bar{c}_z^* dr^* \cdot \exp\left(-a_0^2 \frac{m}{\text{Re}_0} z^*\right), \quad (103)$$

при чему је вредност интеграла функција од r^* и z^* .

Ако се претпостави да је

$$\int_{r^*}^{R_i/R_0} r^* \Gamma_0^* \bar{c}_z^* dr^* = f(r^*) \exp\left[k(r^*) \cdot z^*\right], \quad (104)$$

и уведе смена $\bar{c}_{zm_0} = Q/(\pi R_0^2)$ и израз (97), онда (103) добија следећи облик

$$\frac{\rho}{r^2} \frac{\partial}{\partial z} \int_r^{R_i} r^2 \bar{c}_u \bar{c}_z dr = \frac{2\rho}{r^2 R_0} A_{0\varphi} f(r^*) \left[k(r^*) - a_0^2 \frac{m}{\text{Re}_0} \right] \exp\left(\left(k(r^*) - a_0^2 \frac{m}{\text{Re}_0}\right) z^*\right). \quad (105)$$

Уводећи да је

$$A_{r\varphi} = 2A_{0\varphi} f(r^*),$$

$$B_{r\varphi} = k(r^*) - a_0^2 \frac{m}{\text{Re}_0} = k(r^*) + B_{0\varphi}, \quad (106)$$

где су: $A_{r\varphi}$ - еквивалент момента вихорног струјања прстенастог пресека за $z^* = 0$ (од r до R_0), и $B_{r\varphi}$ - коефицијент пригушења момента вихорног струјања прстенастог пресека r до R_i , добија се израз за $p_{r\varphi}^d$

$$p_{r\varphi}^d = \frac{R_i^2}{r^2} p_{R_i\varphi} - \frac{\rho}{r^2 R_0} A_{r\varphi} B_{r\varphi} \exp(B_{r\varphi} z^*). \quad (107)$$

Аналогно са (100) је

$$I_{r\varphi} = A_{r\varphi} \exp(B_{r\varphi} \cdot z^*), \quad (108)$$

где је $I_{r\varphi}$ еквивалент момента вихорног струјања прстенастог пресека од r до R_i .

Сменом (101) и (108) у (107) добија се коначни израз за $p_{r\varphi}^d$

$$p_{r\varphi}^d = \frac{\rho}{r^2 R_0} (B_{0\varphi} I_{0\varphi} - B_{r\varphi} I_{r\varphi}). \quad (109)$$

Вредности $A_{r\varphi}$ и $A_{0\varphi}$ одређују се из почетних услова (38). На основу (99), (100) и (19) за $z^* = 0$ добија се

$$(I_{0\varphi})_{z^*=0} = A_{0\varphi} = \left(\int_0^{R_0} r^2 \bar{c}_u \bar{c}_z dr \right)_{z=0} = R_0^3 \left(\int_0^1 r^{+2} \bar{c}_u \bar{c}_z dr^+ \right)_{z^*=0}, \quad (110)$$

док на основу (108), (106), (104) и (19) за $z^* = 0$ следи

$$(I_{r\varphi})_{z^*=0} = A_{r\varphi} = \left(\int_r^{R_0} r^2 \bar{c}_u \bar{c}_z dr \right)_{z=0} = R_0^3 \left(\int_{r^+}^1 r^{+2} \bar{c}_u \bar{c}_z dr^+ \right)_{z^*=0}. \quad (111)$$

Карактер промене величина p_{rz}^d и $p_{R_i z}$ може се утврдити једино на основу експерименталних података уколико се, из (43), одреди еквивалент количине кретања вихорног струјања у целокупном попречном пресеку

$$I_{0z} = \int_0^{R_i} r \left(\bar{c}_z^2 + \frac{\bar{p}}{\rho} \right) dr, \quad (112)$$

и аналогно њему, из (40), еквивалент количине кретања вихорног струјања прстенастог пресека

$$I_{rz} = \int_r^{R_i} r \left(\bar{c}_z^2 + \frac{\bar{p}}{\rho} \right) dr, \quad (113)$$

дуж дифузора.

На основу промене величина I_{0z} и I_{rz} , у зависности од z , потребно је пронаћи њихове парцијалне изводе по z у изразима (43) и (45) и вредности напона $p_{R_i z}$ и p_{rz}^d .

3 Експериментална истраживања вихорног струјања у дифузору

У оквиру експерименталних истраживања обављена су мерења струјних карактеристика дуж радијуса различитих попречних пресека три права дифузора кружног попречног пресека (I, II и III), који се разликују по углу ширења ($\alpha_{\text{dif}} = 8,6^\circ; 10,5^\circ; 12,6^\circ$).

За сваки дифузор урађен је одређени број серија мерења, при чему једну серију (режим) мерења карактерише Рејнолдсов број, параметар вихорног струјања и сам тип произведених профила вихорног струјања (брзина, притисака, циркулације) у почетном пресеку дифузора. Због обимности и дугог трајања самих мерења, било је неопходно изабрати мањи број репрезентативних серија мерења. Основне карактеристике вихорног струјања у почетном пресеку дифузора ($z^* = 0$), за мерне серије дате су у Табели 1., према редоследу испитивања дифузора.

За дифузор II ($\alpha_{\text{dif}}=10,5^\circ$) урађене су 3 серије мерења (X, Y и Z), док су поједини резултати за 22-е серије (A-V) преузети из Benišek и сар. [83]. Серијом Y проверено је слагање са преузетим серијама, док је са мерним серијама X и Z допуњена област већих вредности параметра вихорног струјања.

За дифузор I ($\alpha_{\text{dif}}=8,6^\circ$) урађено је 7 серија (A, B, C, D, E, F и G), а за дифузор III ($\alpha_{\text{dif}}=12,6^\circ$) урађено је 5 серија мерења (A, B, C, D и E). Такође, за дифузор I урађене су и 3 непотпуне серије мерења (H, I и J), код којих мерења нису обављена у почетном пресеку дифузора већ само у одређеним мерним пресецима (видети потпоглавље 3.3.).

Табела 1. Основне карактеристике вихорног струјања у почетном пресеку дифузора при мерењима

Дифузор II $\alpha_{\text{dif}}=10,5^\circ$			Дифузор I $\alpha_{\text{dif}}=8,6^\circ$			Дифузор III $\alpha_{\text{dif}}=12,6^\circ$		
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$	Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$	Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	1.22	3.30	A	0.74	2.59	A	0.13	0.52
B	1.19	4.70	B	0.95	1.46	B	0.52	1.30
C	1.00	3.70	C	0.12	0.53	C	1.41	1.85
D	1.04	5.40	D	1.29	1.85	D	3.22	2.07
E	1.16	2.90	E	2.73	2.07	E	0.29	0.83
F	1.08	3.60	F	3.58	2.17			
G	0.25	1.30	G	0.49	1.26			
H	0.09	0.60	H, I	-	-			
I	2.25	4.13						
J	1.57	3.58	Режим	Ω_2	$Re_2 \cdot 10^{-5}$			
K	3.98	3.13	J	0,82	1,56			
L	0.85	2.97						
M	0.17	1.51						
N	0.23	1.13						
O	0.25	1.61						
P	0.67	3.00						
Q	0.47	2.35						
R	0.21	1.16						
S	0.19	1.23						
T	0.34	3.20						
U	0.37	2.64						
V	1.96	4.60						
X	2.61	2.59						
Y	0.77	1.78						
Z	3.34	2.73						

Напомена: За серије А-V на дифузору II, подаци су преузети из [83].

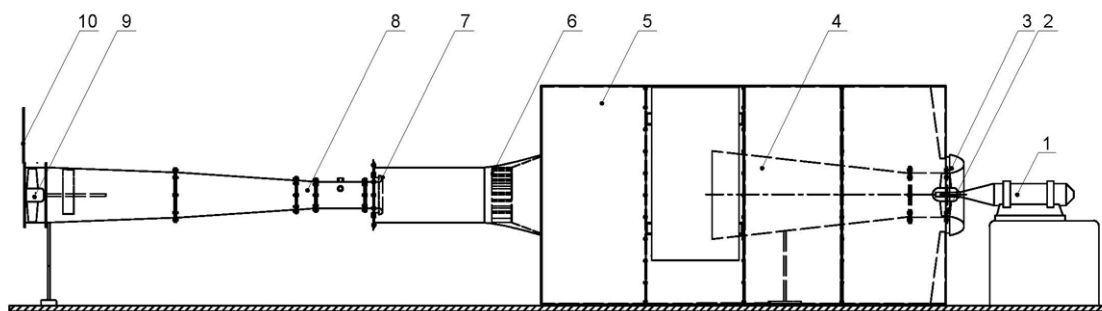
У оквиру сваке серије мерења, спроведена су мерења у одређеним мерним пресецима од постојећих 12 пресека, која ће бити дефинисана у наредном потпоглављу.

3.1 Експериментална инсталација

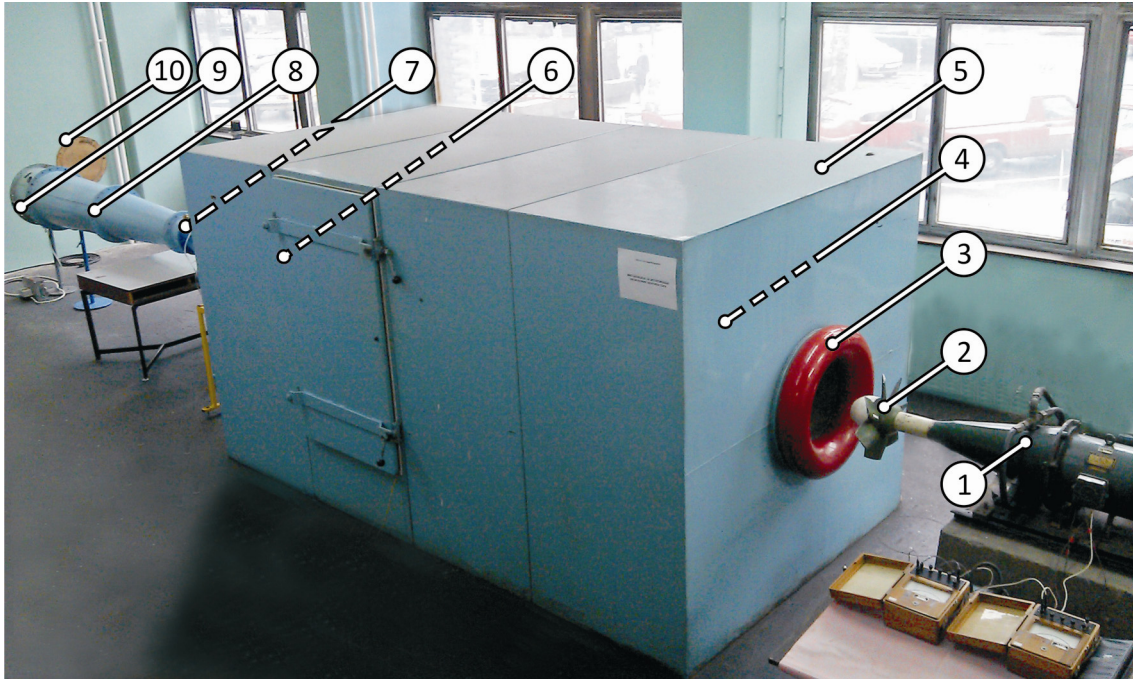
Експериментална истраживања обављена су у Лабораторији за испитивање вентилатора, Завода за хидрауличне машине и енергетске системе Машинског факултета у Београду. Лабораторија поседује инсталацију за испитивање енергетских карактеристика аксијалних вентилатора (према стандарду ISO 5801 [93], постројење типа А - слободан усис и потис) на којој се, надоградњом тј. модификацијом, могу обављати и испитивања вихорног струјања у правим дифузорима кружног попречног пресека.

Инсталација за испитивање вихорног струјања у правим дифузорима кружног попречног пресека, иза обртног кола аксијалног вентилатора, састоји се од следећих значајнијих делова (Слика 4. и Слика 5.):

1. погонски мотор са управљачком групом,
2. обртно коло аксијалног вентилатора,
3. уводник са кратком праволинијском цевном деоницом,
4. дифузор,
5. комора,
6. цев са исправљачем струје,
7. млазница,
8. цев са дифузорском деоницом,
9. помоћни (booster) вентилатор,
10. регулатор протока.



Слика 4. Шема инсталације за испитивање дифузора



Слика 5. Инсталација за испитивање дифузора

Аксијални вентилатор, којим се остварује вихорно струјање, погони се електромотором једносмерне струје ($P = 6 \text{ kW}$, $U_{\text{нобуде}} = 195 \text{ V}$, са могућношћу континуалне промене брзине обртања до $n = 3000 \text{ min}^{-1}$) који се управља помоћу управљачке групе. Цео склоп вентилатора и електромотора, ослоњен је на бетонско постоље које садржи шине за аксијално померање склопа.

У оквиру експерименталних испитивања коришћен је аксијални вентилатор $AP 400$ произвођача „Минел“ (карактеристика $D_a = 0,397 \text{ m}$, $v_1 = 0,434$) са позитивним математичким смером обртања радног кола. Радно коло аксијалног вентилатора има седам лопатица, и могућност подешавања угла постављања лопатица β_R . Позиционирање лопатица вршено је у циљу добијања различитих профила вихорног струјања иза радног кола. Лопатице радног кола позиционирају се коришћењем одговарајућег угломера (угао постављања лопатица дефинисан је на пречнику уз кућиште вентилатора, Слика 6.б) и држача главчине радног кола (направљен у оквиру овог рада за потребе позиционирања).

Главчина радног кола је склоп два прстена пречника 168 mm који су, као и саме лопатице, израђени ливењем од алуминијумске легуре. Просечан процеп остварен између врхова лопатица кола и зида цеви (кућишта) је 3 mm . Пошто, на

излазној страни главчине није постојала наструјна капа, а да би се иза радног кола смањило утицај главчине на струјно поље, тј. формирање области са вртлозима, израђена је наструјна капа од стиропора (који је премазан специјалним лепком за очвршћавање).



а)

б)

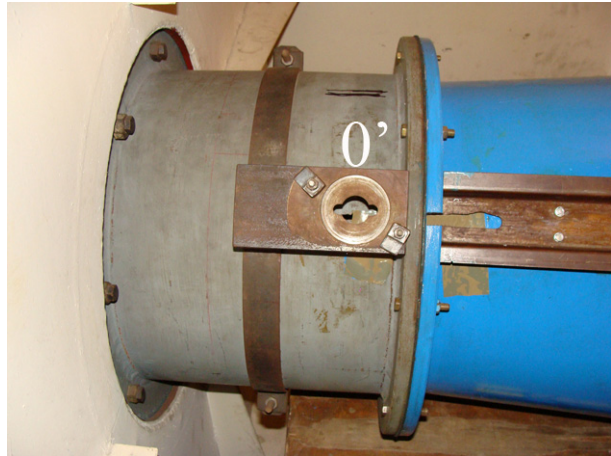
ц)

Слика 6. а) Растављено коло аксијалног вентилатора б) постављање угломера при позиционирању лопатица кола и ц) обртно коло аксијалног вентилатора

Уводник (Слика 7.а) који се налази на почетку струјне деонице има задатак да створи хомогено, невихорно поље брзине на улазу пред обртним колом аксијалног вентилатора. Сачињен је лепљењем сегмената пресованог липовог дрвета. Уводник је спојен са кратком праволинијском цевном деоницом од ливеног гвожђа (унутрашњег пречника $\varnothing 400 \text{ mm}$, дужине 340 mm и дебљине 2 mm), која уједно представља кућиште за обртно коло аксијалног вентилатора. Ова цевна деоница монтирана је на зид коморе, а на њеном другом крају помоћу прирубнице, вијцима, причвршћен је испитивани дифузор. Кратка цевна деоница (кућиште) направљена је тако да постоји могућност постављања закола, као и монтирање разних других елемената (дифузора, цеви и сл.), а све у циљу спровођења одговарајућих испитивања. На 70 mm пре улазног попречног пресека дифузора, на краткој цевној деоници налази се прво мерно место (мерни пресек $0'$), и одговарајући носач за постављање мерних инструмената тј. сонди (Слика 7.б). На основу струјних карактеристика измерених у мерном пресеку $0'$, може се истражити међуутицај вредности параметра вихорног струјања, пречника вихорног језгра и пречника главчине радног кола вентилатора.



а)



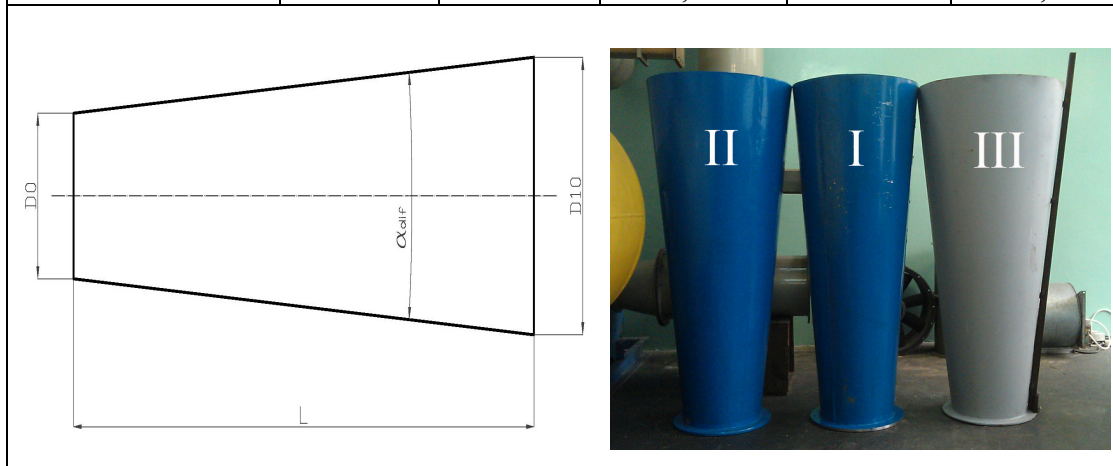
б)

Слика 7. а) Уводник и б) кратка цевна деоница и положај мерног места 0'

За потребе експерименталних истраживања, монтирана су редом три различита дифузора чије су геометријске карактеристике дате у Табели 2.

Табела 2. Геометријске карактеристике испитиваних дифузора

Дифузор	D_0	D_{10}	$n_1 = A_{10} / A_0$	L	α_{dif}
	[mm]	[mm]	[-]	[mm]	[°]
I	400	670	2,81	1800	8,6
II	400	730	3,33	1800	10,5
III	400	800	4,00	1800	12,6



Дифузори I и II конструисани су од челичног лима дебљине 2,5 mm, док је дифузор III конструисан од челичног лима дебљине 3 mm. Средња аритметичка вредност R_a , која је најчешће коришћен параметар храпавости, износи

$R_a \cong 0,6 \mu\text{m}$ за дифузор I, док за дифузоре II и III она износи $R_a \cong 1 \mu\text{m}$. Средња аритметичка вредност R_a мерена је помоћу уређаја TR110 (произвођач „TIME Group Inc.“).

Поред мерног пресека 0' који се налази 70 mm испред улазног пресека у дифузор, 11 мерних пресека је распоређено дуж дифузора. Мерни пресек 0 је улазни пресек у дифузор, мерни пресек 1 налази се на 65 mm после улазног пресека у дифузор, док се наредни мерни пресеци (2, 3,... ,10) дуж дифузора налазе са кораком од 200 mm од улазног пресека дифузора. Распоред мерних пресека (отвора који су избушени за постављање класичних сонди) дат је у Табели 3.

Табела 3. Распоред мерних пресека на дифузору

Мерно место (i)	0'	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
z [mm]	-70	0	65	200	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800
$z^*=z/R_0$ [-]	-0,35	0	0,33	1	2	3	4	5	6	7	8	9

На дифузору је, дуж отвора за мерне сонде, фиксирана вођица од профилисаног лима, по којој се помера носач мерних сонди. Носач има могућност позиционирања сонди, тако да се исте поставе у положај управан на осу дифузора. Мерни правци тј. отвори за класичне сонде избушени су под углом од 45° у

односу на хоризонталну осу попречног пресека дифузора. То је урађено због лакшег руковања сондама и ограниченог простора коморе у коме је смештен испитивани дифузор (Слика 8.).



Слика 8. Дифузор са носачем

Излаз из дифузора је у комору (поз. 5., Слика 4. и 5.) одговарајућих димензија ($3,7 \times 2,2 \times 2$ m, челични лим дебљине 3,0 mm). На комори се налазе улазна врата и два кружна отвора, један наспрам другог у подужној оси коморе. На један од њих, постављена је кратка цевна деоница у којој је коло вентилатора, и на коју се наставља испитивани дифузор. Други, наспрамни, отвор служи за одвод ваздуха из коморе, и повезан је са цевном деоницом (поз. 6., Слика 4. и 5.) дужине 1,6 m у којој се налази исправљач струје (сноп алуминијумских цевчица, $\varnothing 32 \times 160$ mm, наслаганих по целом попречном пресеку). Врата и сви саставци на комори заптивени су одговарајућим заптивним материјалом.

На крају цеви са исправљачем струје уграђена је млазница (поз. 7., Слика 4. и 5.), за мерење протока ваздуха кроз инсталацију. Због нестандардне уградње, млазница ($D/d = 500/232$ mm) се калибрише Пито-статичком сондом. Стога је

било неопходно уградити, иза млазнице, праву цевну деоницу са отворима за постављање Пито-статичке сонде. Дужина просторије у којој се налази инсталација није дозвољавала уградњу дуге праве цевне деонице. У наставку цев је спојена са излазним дифузором, како би се на излазном делу монтирао помоћни (booster) аксијални вентилатор (поз. 9., Слика 4. и 5.).

Помоћни вентилатор (произвођач „Термоелектро“, тип А500) користи се, по потреби, за повећање протока кроз постројење (редна спрега са радним вентилатором) и успостављање одређених радних режима. Такође, коришћен је и за остваривање аксијалног струјања у дифузору, при експерименталном одређивању губитака при аксијалном струјању у дифузору. За регулисање брзине обртања електромотора, односно радног кола помоћног вентилатора, коришћен је дигитални фреквентни регулатор (произвођач „MOOG“, који је добијен на коришћење од ХЕ „Ђердап“).



а)



б)

Слика 9. а) Помоћни (booster) аксијални вентилатор и б) фреквентни регулатор

На излазном пресеку инсталације налази се регулатор протока (поз. 10., Слика 4. и 5.), који заједно са фреквентним регулатором помоћног вентилатора и управљачком групом радног вентилатора, врши регулисање протока кроз инсталацију и успостављање различитих тј. одговарајућих радних режима неопходних за експериментална испитивања.

3.2 Мерна опрема

Приликом експерименталних испитивања вихорног струјања у дифузору коришћена је следећа мерна опрема:

- класичне сонде (сонда за мерење струјног угла и комбинована Прантлова сонда),
- коса „U“ цев,
- диференцијални давачи притиска са мултифункционалним уређајем,
- микроманометар,
- барограф,
- мерило брзине обртања,
- живин термометар,
- ЛДА системи.

Коса „U“ цев са дестилованом водом коришћена је, заједно са сондом за мерење струјног угла, при одређивању струјног угла α тј. угла између вектора локалне брзине и аксијалне компоненте локалне брзине.

Диференцијални давачи притиска (два давача опсега: $0 \div 100$ Pa и $0 \div 1000$ Pa, произвођач „Testo“) заједно са *мултифункционалним уређајем* (модел 400-650, произвођач „Testo“), коришћени су за мерење релативних притисака (тоталног, статичког и у комори). Везом мултифункционалног уређаја и рачунара омогућена је обрада података, тј. осредњавање очитаних вредности притиска у времену, уз помоћ комерцијалног софтвера Comfort Software (произвођач „Testo“). У циљу добијања тачних вредности притисака измерених диференцијалним давачем притиска, извршена је интерна калибрација (међупоређење) са *микроманометром*, паралелним повезивањем два микроманометра (тачности очитавања $0,1$ mmVS и $0,2$ mmVS, произвођач „Betz“) и диференцијалног давача притиска. На тај начин вршене су корекције измерених притисака. Очитавање притиска вршено је у временском интервалу од 30 s, са кораком очитавања од 1 s.

Микроманометар (произвођач „Betz“) коришћен је и за мерење разлике притисака испред и иза млазнице, односно при одређивању протока кроз

инсталацију. *Барограф*, тачности читавања 1 mmHg , коришћен је за мерење атмосферског притиска.

Брзина обртања мерена је помоћу дигиталног *мерила брзине обртања* (тип DT-2236C, произвођач „Sinometer“), који има могућност конктактног и безконтактног мерења. У овом раду је коришћено контактано мерење. Мерило брзине обртања интерно је калибрисано помоћу уређаја веће тачности тј. стробоскопа (тип Drelloscop 3009, опсег мерења $30 \div 25000 \text{ min}^{-1}$, произвођач „Drello“). При калибрацији тј. мерењима стробоскопом, на једну од лопатица радног кола постављен је маркер од високо рефлектујуће фолије. Стробоскопском лампом, помоћу снопа светлости који се усмери ка маркеру, мери се брзина обртања тако што се променом фреквенције снопа маркер визуелно доводи у стање мировања, а податак о брзини обртања директно читава на дигиталној скали инструмента.



Диф. давач притиска и мултифункц. уређај



Микроманометри „Betz“



Стробоскоп са ручном лампом

Слика 10. Део мерне опреме који је коришћен при експерименталним испитивањима

Живин термометар распона мерења од $0 \div 100 \text{ }^\circ\text{C}$ и тачности читавања $0,05 \text{ }^\circ\text{C}$, коришћен је за мерење температуре околног ваздуха. Термометар је еталониран у акредитованој лабораторији. При калибрацији комбиноване Прантлове сонде температура је мерена помоћу *термопара* прикљученог на мултифункционални уређај (тип VC 920, произвођач „Voltcraft“, тачности читавања

0,1 °C). Температура је упоредо проверавана и са живиним термометром. Брзина струјања ваздуха у просторији је блиска нули, тако да се читавање врши директно са скале, без додатне корекције.

3.2.1 Класичне сонде за мерење временски осредњеног поља притиска и брзине

Истраживања на дифузору II која су претходно рађена сондом за мерења просторних поља брзине (Conrad сондом), и мерења која су рађена у оквиру ове дисертације ЛДА системом (у мерном пресеку 2 дифузора II), показују да се компонента брзине у радијалном правцу може занемарити у односу на компоненте брзина у обимском и аксијалном правцу (за остварене режиме вихорног струјању у овом раду). Та чињеница омогућава употребу сонди које могу мерити раванска поља брзина. У оквиру ове дисертације коришћен је мерни комплет оригиналних класичних сонди, које су направљене у Заводу за хидрауличне машине и енергетске системе Машинског факултета у Београду и први пут употребљене у раду Бенишек [94]. Мерни комплет чине сонда за мерење струјног угла и комбинована Прантлова сонда, чији су детаљни описи и методологија рада са овим сондама дати у радовима Бенишек [94] и [1], Benišek и сар. [95].

Сонда за мерење струјног угла служи за одређивање правца струјања флуида у закривљеним струјницама и приказана је на Слици 11.а. Глава сонде направљена је од две закривљене цевчице, спољашњих пречника $\varnothing 1,5 \text{ mm}$ и унутрашњег пречника $\varnothing 1,0 \text{ mm}$, које су тврдо залемљене једна уз другу. Врх сонде је уобличен тако што је свака цевчица избрушена под углом γ , у односу на подужну x-осу споја цевчице.

Оптимални угао 2γ врха сонде добијен је на калибрационој инсталацији. Критеријум за одређивање оптималног угла је осетљивост угломера, која мора бити максимална у захтеваном домену Re бројева при нултом положају сонде. Опитом је показано да је најповољнији угао $\gamma = 43^\circ 50'$. Симетричност углова γ_1 и

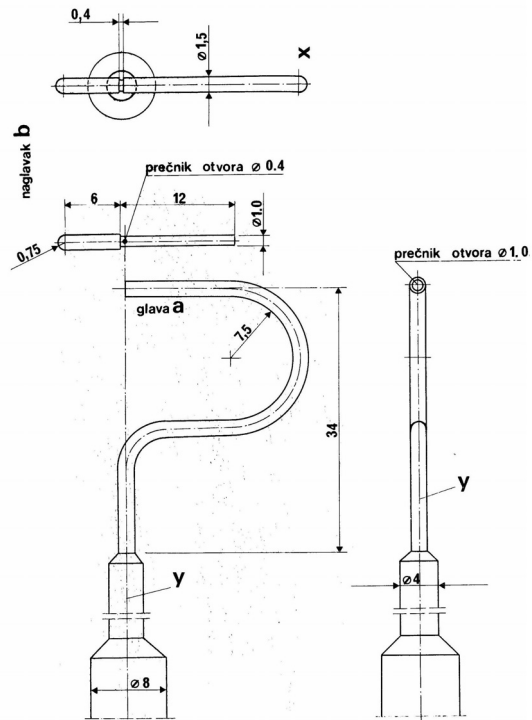
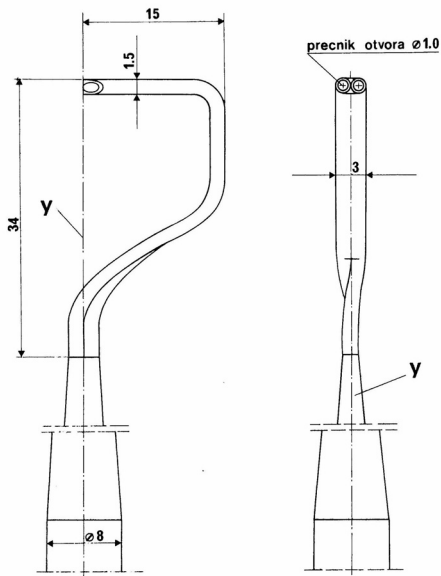
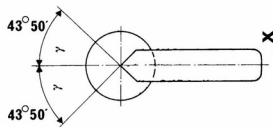
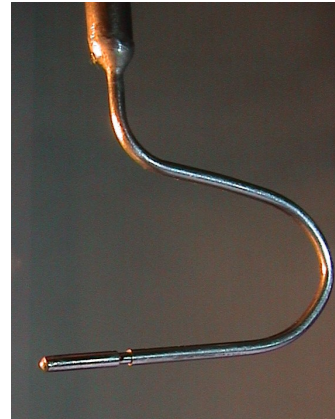
γ_2 , проверена је специјалним и врло прецизним методама. Глава сонде за мерење струјног угла причвршћена је на цилиндричну цев пречника $\varnothing 8 \text{ mm}$ и дужине 500 mm . Сонда је тако конструисана, да приликом њеног окретања око у-осе врх њене главе остаје увек у истој тачки. Носач сонде обезбеђује сонди два степена слободе, и то кретање дуж и обртање око подужне у-осе сонде. Величина померања дуж у-осе читава се на лењиру са тачношћу од $0,1 \text{ mm}$ а величина угла обртања око у-осе на угломеру са тачношћу од $0,25 \text{ grad}$. У сврху правилног коришћења сонде потребно је пре мерења извршити поступак одређивања нултог положаја сонде. [91]

Уколико је познат струјни угао, тј. правац струјања, може се класичним сондама, мерењем тоталног и статичког притиска, одредити брзина струјања. За најтачније и најједноставније мерење тоталног притиска користи се Питоова (Pitot) цев. За мерење статичког притиска широку употребу има Прантлова (Prandtl) сонда. Да би релативне димензије сонди биле што мање, а самим тим и мањи поремећаји који се добију постављањем сонде у флуидну струју, приступило се једној оригиналној конструкцији. За мерење тоталног и статичког притиска, коришћена је сонда која је настала комбинацијом Питоове и Прантлове сонде, и која се назива *комбинована Прантлова сонда* (приказана на Слици 11.6).

Ова сонда направљена је од челичне цевчице спољашњег пречника $\varnothing 1,5 \text{ mm}$, и унутрашњег пречника $\varnothing 1,0 \text{ mm}$. Основни елементи сонде су: глава и наглавак. Дужина наглавка је конструисана тако да се једноставно поставља на главу, где се између главе и наглавка остварује процеп од $0,4 \text{ mm}$. Наглавак поседује два отвора за мерење статичког притиска, пречника $\varnothing 0,4 \text{ mm}$ који су избушени, тачно, један наспрам другог на цевчици пречника $\varnothing 1,0 \text{ mm}$. Глава сонде је причвршћена на цев пречника $\varnothing 8 \text{ mm}$, док се сама сонда налази на специјалном носачу који јој омогућава померање дуж и обртање око подужне у-осе. Контролисање померања дуж у-осе врши се помоћу лењира са тачношћу од $0,1 \text{ mm}$, а обртање око у-осе на угломеру са тачношћу $0,25 \text{ grad}$. [91]

Конструкција комбиноване Прантлове сонде задовољава стандардан захтев да је $d / D_h = 1,5 / 400 = 0,00375 < 0,02$, где је d пречник сонде а D_h хидраулички

пречник најмањег мерног пресека дифузора. Мерење статичког притиска врши се са наглавком, а мерење тоталног притиска без њега.



а) сонда за мерење струјног угла

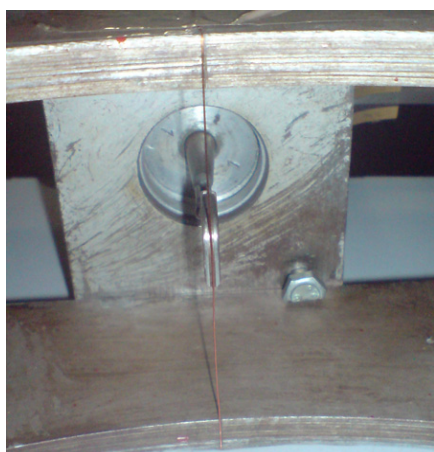
б) комбинована Прантлова сонда
(без и са наглавком)

Слика 11. Класичне сонде [1], [95]

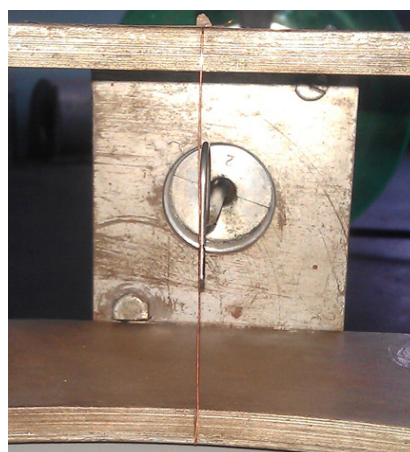
Као што је речено у претходном потпоглављу, мерни правац сонди у мерном пресеку, тј. отвори за мерне сонде, избушени су под углом од 45° у односу на вертикалну осу дифузора.

3.2.1.1 Одређивање нултог положаја класичних сонди

Поступак мерења сондом за мерење струјног угла и комбинованом Прантловом сондом, и сама конструкција ових сонди, захтевају познавање нултог положаја сваке од њих. Нулти положај дефинисан је вредношћу угла на угломеру сонде, за који се правци x-осе главе сонде и репер (зарез) на доњој прирубници носача сонде поклапају. Када се сонда тј. доња прирубница сонде постави на носач сонде на дифузору, тако да се њихови репери (зарези) покlope и сонда доведе у нулти положај остварује се и поклапање правца x-осе главе сонде са осом дифузора. Ова вредност угла нултог положаја сонде одређује се помоћу дводелног металног прстена, на којем се, ради лакшег руковања са сондом, угао може подесити на нулу. Прстен, поред тога што служи за позиционирање сонди, служи и као носач сонде при мерењу брзина струјања у цевима кружног попречног пресека пречника $\varnothing 400 \text{ mm}$, и израђен је са великом тачношћу [91]. Преко два зареза који се налазе са унутрашње стране прстена затегнута је танка (у овом случају бакарна) жица, тако да се у међупростору ова два прстена кроз који пролази сонда добија уочљив правац према коме треба подесити правац главе сонде (Слика 12.). Обртањем сонде око њене осе, глава сонде доводи се у положај у коме је њена x-оса паралелна са жицом, и читава вредност на угломеру (која може да се подеси да буде једнака нули).



а)



б)

Слика 12. а) Угловна сонда у нултом положају и б) комбинована Прантлова сонда са наглавком у нултом положају

3.2.1.2 Калибрација комбиноване Прантлове сонде

При мерењу тоталног притиска комбинованом Прантловом сондом без наглавка, калибрација исте није неопходна, јер однос унутрашњег и спољашњег пречника главе сонде износи 0,67 и према [97] сонда мери прави тотални притисак. Комбиновану Прантлову сонду са наглавком потребно је калибрисати, у циљу добијања корекције статичког притиска. Сонда је калибрисана помоћу еталонске Пито сонде, на Инсталацији за калибрацију сонди за мерење брзина и притисака у Заводу за хидрауличне машине и енергетске системе. Инсталација представља аеротунел отвореног типа (Слика 13.а), и пројектована је тако да на излазу из млазнице даје униформно, аксијално поље брзине. Најважнији део инсталације је млазница (дрвена, излазног унутрашњег пречника 145 mm), чија је унутрашња страна настала ротацијом криве чију је једначину предложио Витошински. Допуна и побољшање униформности брзина на излазу из млазнице Витошински, урађена је помоћу дифузорског наглавка. Такође, сонда не уноси значајнији поремећај у струјном простору јер је испуњен стандардом прописани захтев да је $d/D = 1,5/145 = 0,01 < 0,02$. Провера и потврда изузетне униформности поља брзине на излазу из млазнице извршена је у раду [2].



а)



б)

Слика 13. а) Инсталација за калибрацију сонди за мерење брзина и притисака и б) калибрација комбиноване Прантлове сонде са наглавком

Калибрација, тј. упоредно мерење брзина струјања комбиноване Прантлове сонде са наглавком и еталонске Пито сонде, рађено је у слободном млазу на удаљености од 50 mm од излазног пресека млазнице (Слика 13.б). Пошто се ради о слободном издувавању у атмосферу, поље познатог статичког притиска при калибрацији, уствари је поље атмосферског притиска [91]. На тај начин се помоћу еталонске Пито сонде мери динамички притисак, а комбинованом Прантловом сондом са наглавком корекција релативног статичког притиска. Очитавање вредности наведених разлика притисака, вршена је помоћу микроманометара (произвођач „Betz“, тачности очитавања 0,1 mmVS). На основу везе измерених притисака добија се, зависност динамичког притиска који очитава сонда током мерења и корекције статичког притиска.

Помоћу еталонске Пито сонде мери се динамички притисак

$$\bar{p}_t - \bar{p}_a = \bar{p}_t - \bar{p} = \Delta\bar{p}_t = \Delta\bar{p}_d = \rho g \Delta h_d. \quad (114)$$

Комбинованом Прантловом сондом са наглавком мери се релативни статички притисак $\Delta\bar{p}'$, који је при калибрацији уједно и корекција истог (разлика између мерног и стварног статичког притиска)

$$\bar{p}' - \bar{p}_a = \bar{p}' - \bar{p} = \Delta\bar{p}' = \Delta p_{kor} = \rho g \Delta h_{kor}. \quad (115)$$

Динамички притисак који мери комбинована Прантлова сонда са наглавком добија се на основу израза

$$\bar{p}_t - \bar{p}' = \Delta\bar{p}_d' \Rightarrow \Delta h_t - \Delta h' = \Delta h_d'. \quad (116)$$

На основу измерених притисака добија се, зависност динамичког притиска који очитава комбинована Прантлова сонда са наглавком током мерења и корекције статичког притиска

$$\Delta h_{kor} = f(\Delta h_d'). \quad (117)$$

Пре мерења на сваком од испитиваних дифузора, обављена је калибрација комбиноване Прантлове сонде са наглавком. Једначине калибрационих кривих, комбиноване Прантлове сонде са наглавком, дате су у Табели 4. Одступања калибрационих кривих проистичу због мањих промена у геометрији сонде тј. дужини врата сонде, који је услед деформације истог поново израђен.

Табела 4.

Сонда	Једначина калибрационе криве
Сонда 1	$\Delta h_{kor} = 1,3 \cdot (1 - e^{-0,051 \cdot \Delta h_d'})$
Сонда 2	$\Delta h_{kor} = 5 \cdot 10^{-6} \cdot (\Delta h_d')^3 - 0,0007 \cdot (\Delta h_d')^2 + 0,0476 \cdot \Delta h_d'$

Треба истаћи да су сва мерења, како калибрације сонди тако и мерења у дифузору, обављена за Махов број $M < 0,2$ (при калибрацији сонде $M < 0,09$, а у току испитивања $M < 0,04$), те је прихватљива претпоставка о нестишљивом струјању флуида.

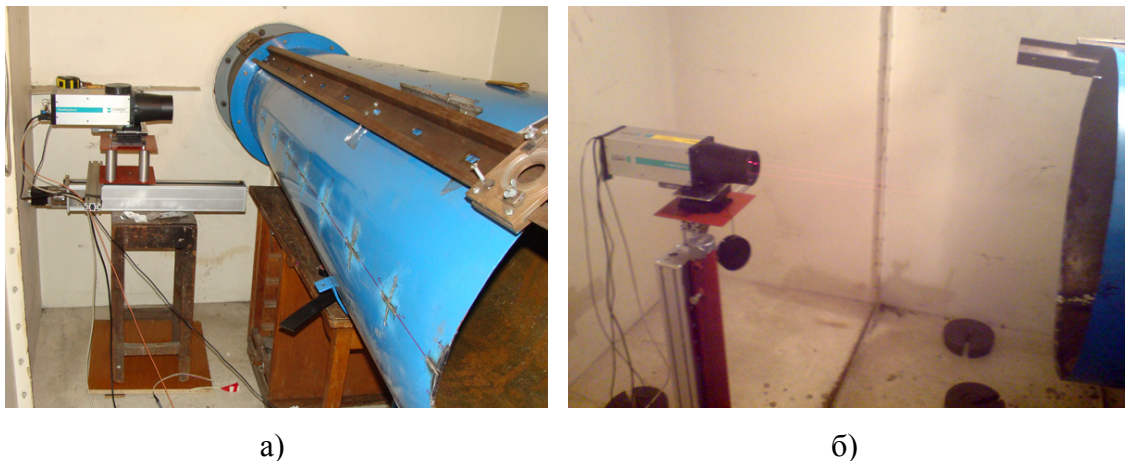
3.2.2 ЛДА системи

Испитивања вихорног струјања ваздуха унутар правог дифузора, вршена су и помоћу савремене мерне опреме, тј. ласер Доплер анемометрије - ЛДА (Laser Doppler Anemometry - LDA). ЛДА систем представља једну од неинвазивних оптичких техника мерења, која се користи за одређивање брзина честица у одређеној тачки струјног тока. Ова техника користи се за све врсте течности и гасова, уз услов да уређај има оптички приступ мерној тачки и да је обезбеђено присуство честица унутар струјног тока. Мерење се изводи у пресечној тачки два ласерска зрака. Компонента брзине, која се мери, налази се у равни са упадним ласерским зрацима и вертикална је на симетралу угла између њих.

У оквиру експерименталних испитивања коришћена су два ЛДА система: једнокомпонентни (ЛДА-1) и двокомпонентни (ЛДА-2). Произвођач оба система је фирма „Dantec“ (модел Flow Explorer Mini LDA, процесори BSA F30 и BSA F60, Слика 14.). Разлика између ова два система је у томе што двокомпонентни систем има два пара упадних ласерских зрака, који се налазе у равнима нормалним једна на другу, што му омогућава истовремено мерење две управне компоненте брзине. За ЛДА-1 мерна запремина је $0,1013 \times 0,1008 \times 1,013 \text{ mm}$, док за ЛДА-2 мерна запремина је $0,24260,2424 \times 6,065 \text{ mm}$.

Честице, које пролазе кроз мерну запремину, расипају светлост, коју региструје фотодетектор, постављен у сонди која емитује ласерске зраке, и

претвара их у електрични сигнал. Овај сигнал иде у процесор, који га обрађује и шаље рачунару где се, уз помоћ одговарајућег софтвера добијају потребни подаци о брзини честице. Оба система користе софтвер BSA Flow Software за прикупљање и обраду података.



Слика 14. LDA системи а) Сонда једнокомпонентног LDA система постављена на вођицу и б) Сонда двокомпонентног LDA система постављена на вођицу

Да би се обезбедило прецизно позиционирање мерне запремине, сонде се постављају на рачунарски управљане вођице, које обезбеђују прецизност померања од 0,01 mm. Присуство честица унутар флуидне струје обезбеђује димни генератор са грејачем (Z-3000II Pro Fog Generator, произвођача „Antari“), који је као радну течност користио течност EFOG (Density Fluid, Invision).



Процесор LDA система са рачунаром

Рачунарски систем за управљање вођицама

Димни генератор

Слика 15. LDA процесор и помоћни системи

Детаљани описи и методологија рада ова два ЛДА система, њихова калибрација, као и опис система који је конструисан и изведен за позиционирање ЛДА сонди, дат је у раду [3] у оквиру којег су исти системи коришћени за експериментална истраживања вихорног струјања у правој кружној цеви.

За потребе ЛДА-1 мерења направљени су, на дифузору, отвори за ласерске зраке који се налазе у хоризонталној равни дуфузора (за 45° у односу на отворе за класичне сонде, Слика 16.), тј. мерни правац поклапа се са хоризонталном осом попречног пресека дифузора. Преко тих отвора залепљена је провидна фолија.



Слика 16. Отвори на дифузору за ласерске зраке ЛДА-1 система

За ЛДА-2 систем, мерни правац поклапа се са вертикалном осом попречног пресека дифузора.

Велики број читавања и изузетно мала мерна запремина, поред отежаних услова рада (присуство честица унутар струјног тока и ласерско зрачење), чине ЛДА систем веома погодним за мерења у областима турбулентних струјања. ЛДА систем представља једну од најбржих и најпрецизнијих метода за мерење брзине струјања.

3.3 План мерења

Мерења класичном сондом обављена су у одређеним пресецима за све серије мерења, за сва три дифузора. У оквиру овог рада укупно је урађено 15

серија (режима) мерења (наведених на почетку овог поглавља 3.), које су обухватиле 128 мерних пресека. Мерења са ЛДА-1 системом спроведена су на дифузору I за 5 режима (J, C, D, E и F), у једном пресеку (пресек бр. 2). Мерења са ЛДА-2 системом урађена су на дифузору I за 4 режима (C, G, H и I), у четири пресека (пресеци бр. 7, 8, 9 и 10). На дифузору I, непотпуне серије мерења H и I, остварене су само при мерењима са ЛДА-2 системом, а непотпуна серија J при мерењима са ЛДА-1 системом.

У оквиру ове дисертације мерења ЛДА системом, спроведена су у зависности од могућности и времена које је било на располагању аутору за коришћење ЛДА система. Тако је ЛДА-1 систем позајмљен од Факултета техничких наука, Универзитета у Новом Саду. ЛДА-2 систем позајмљен је од фирми „Prager Elektronik“ (Аустрија) и „Dantec“ (Данска), након семинара који је одржан на Машинском факултету у Београду.

У Табели 5. дат је приказ остварених мерења, са основним карактеристикама система (инсталације) при којима су мерења обављена: положај пригушног органа, брзина обртања вентилатора, брзина обртања помоћног вентилатора, угао постављања лопатица радног вентилатора, мерни пресек у коме су обављена мерења са одговарајућим мерним техникама.

Као што је већ речено, струјне величине одређују се дуж једног мерног правца, за сваки мерни пресек дифузора. За класичне сонде мерни правци се налазе под углом од 45° у односу на хоризонталну осу попречног пресека дифузора. За ЛДА-1 систем мерни правац поклапа се са хоризонталном осом попречног пресека дифузора, док се за ЛДА-2 систем мерни правац поклапа са вертикалном осом попречног пресека дифузора.

Дуж мерног правца, класичне сонде и пресечне тачке ласерских снопова код ЛДА сонди, постављају се у мерне позиције (тачке) са кораком од $0,05r^+$. Због ограничених димензија оригиналних класичних сонди, мерења у свим тачкама дуж мерног правца спроведена су за прва три мерна пресека (0, 1 и 2), док је се број мерних тачака смањивао у пресецима низструјно дуж дифузора, да би у последњем пресеку дифузора сонда у крајњем положају била на $0,625D_{10}$. Оправдање за овакав приступ при мерењима, налази се у чињеници да се ради о осносиметричном струјању, што је потврђено мерењима у почетним мерним

пресецима, као и пробним мерењима која су обављена закретањем дифузора око аксијалне осе за 90° .

Табела 5. План мерења

Диф.	Реж.	Пол. приг.	n [min ⁻¹]	n _b [min ⁻¹]	β _R [°]	Мерни пресек											Акс. стр.		
						0'	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9		10	
II	Y	О	1000	-	29	кс	кс		кс	кс	кс	кс	кс	кс	кс	кс	кс		
	X	О	900	1150	40	кс	кс		кс	кс	кс	кс	кс	кс	кс	кс	кс		
	Z	О	900	1300	40	кс	кс		кс	кс	кс	кс	кс	кс	кс	кс	кс		
I	A	О	1400	-	40	кс	кс		кс	кс	кс	кс	кс	кс	кс	кс	кс	+	
	B	О	1000	-	25	кс	кс	кс	кс	кс	кс	кс	кс	кс	кс	кс	кс	+	
	J	О	1000	-	29				кс лда1										
	C	ПР	1000	-	29	кс	кс	кс	кс лда1		кс			кс лда2	кс лда2	кс лда2	кс лда2	кс лда2	+
	D	О	1000	600	29	кс	кс	кс	кс лда1		кс			кс		кс	кс	+	
	E	О	1000	1000	29	кс	кс	кс	кс лда1		кс			кс		кс	кс	+	
	F	О	1000	1130	29	кс	кс	кс	кс лда1		кс			кс		кс	кс	+	
	G	ПО	1000	-	29	кс	кс	кс	кс		кс			кс лда2	кс лда2	кс лда2	кс лда2	кс лда2	+
	H	ПР	1500	-	29									лда2	лда2	лда2	лда2		
I	ПО	1500	-	29									лда2	лда2	лда2	лда2			
III	A	ПР	1000	-	29	кс	кс	кс			кс			кс			кс		
	B	ПО	1000	-	29	кс	кс	кс			кс			кс			кс		
	C	О	1000	600	29	кс	кс	кс			кс			кс			кс		
	D	О	1000	1000	29	кс	кс	кс			кс			кс			кс		
	E	ПП	1000	-	29	кс	кс	кс			кс			кс			кс		

Легенда:

кс – класичне сонде, лда1 – једнокомпонентни ЛДА систем, лда2 – двокомпонентни ЛДА систем, О – отворен, ПО – полуотворен, ПП – полупригушен, ПР – пригушен.

Такође, због ограниченог корака коришћених вођица (ограниченог простора унутар коморе) и фокуса самих сонди, ЛДА-1 систем коришћен је, у мерном пресеку 2, за мерне тачке до $0,6D_2$. Коришћење ЛДА-2 система, условљено је жижном даљином његове мерне тачке, кораком коришћених вођица и нетранспарентношћу дифузора, те је он постављан на излазу из дифузора. ЛДА-2 системом мерени су профили брзина дуж последња четири мерна пресека дифузора, за мерне тачке до $0,65D_2$ (пресеци 7 и 8), односно $0,625D_2$ (пресеци 9 и 10). У Табели 6. дат је преглед остварених мерних позиција, дуж мерних праваца сваког мерног пресека појединачно за дифузор I (на којем су обављена

мерења свим наведеним мерним техникама). За дифузор III са најширим углом дифузора, број мерних тачака, при мерењу класичним сондама, по пресеку је био незнатно мањи, од пресека бр. 3 по једна мерна тачка мање у односу на дифузор I.

Табела 6. Распоред мерних позиција дуж мерних праваца мерних пресека дифузора I

	Поз.	r^+	Мерни пресек										
			0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
зид	0	1	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
горња половина дифузора	D	0.975	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	1	0.95	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	2	0.9	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	3	0.85	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	4	0.8	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	5	0.75	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	6	0.7	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	7	0.65	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	8	0.6	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	9	0.55	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	10	0.5	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	11	0.45	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	12	0.4	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	13	0.35	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	14	0.3	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	15	0.25	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	16	0.2	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	17	0.15	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	18	0.1	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
19	0.05	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
центар	20	0	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
доња половина дифузора	21	0.05	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
	22	0.1	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
	23	0.15	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
	24	0.2	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
	25	0.25	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
	26	0.3	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
	27	0.35	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
	28	0.4	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
	29	0.45	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
	30	0.5	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
	31	0.55	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
	32	0.6	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
	33	0.65	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
	34	0.7	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
	35	0.75	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
	36	0.8	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
	37	0.85	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
	38	0.9	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
	39	0.95	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
	D	0.975	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
зид	40	1	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	

Легенда: + – класичне сонде, * – ЛДА систем

Пре почетка сваке серије мерења врше се одговарајуће активности на инсталацији: подешавање или провера угла постављања лопатица радног кола,

провера центричности осе кола аксијалног вентилатора са осом праволинијске цевне деонице у којој се коло налази (да не дође до задирања лопатица радног кола вентилатора у зид цеви), постављање пригушног органа у одговарајући положај, подешавање брзине обртања електромотора који покреће коло вентилатора (контрола брзине обртања врши се повремено, у току мерења), подешавање брзине обртања електромотора који покреће коло помоћног вентилатора и провера заптивености коморе.

3.4 Поступак мерења

Мерења класичним сондама захтевају низ припремних активности везаних за мерну опрему: подешавање хоризонталног положаја и довођење скале у нулти положај микроманометра којим се мери пад притиска на млазници, постављање угловне и комбиноване Прантлове сонде у нулти положај и провера управности сонди са осом дифузора, подешавање и провера постављања косе „U“ цеви пре одређивања угла струјања, подешавање нуле диференцијалног давача притиска (повезаног са мултифункционалним уређајем и рачунаром) пре мерења релативног тоталног и статичког притиска.

Након припремних и контролних активности приступа се непосредном мерењу. Изван коморе мере се следеће величине: атмосферски притисак \bar{p}_a , температура околине t , брзина обртања електромотора n и пад притиска на млазници $\Delta\bar{p}_{ml}$. У комори, у којој се налази испитивани дифузор, мере се: релативни притисак у комори $\Delta\bar{p}_k$, струјни угао α , локални релативни тотални притисак $\Delta\bar{p}_t$ и локални релативни статички притисак $\Delta\bar{p}$.

На носач сонде, који је постављен у одређени мерни пресек, пажљиво се постави сонда за одређивање угла струјања у нулти положај. Ова сонда повезана је са косом „U“ цеви, што је и приказано је на Слици 17.а. Прво се одређује угао струјања у мерним тачкама ближе зиду дифузора, где је орјентационо познат правац струјања, па у осталим тачкама. Потом се у истим мерним тачкама, под струјним углом одређеним угловном сондом, поставља комбинована Прантлова сонда без наглавка, за одређивање релативног тоталног притиска. Након тога се

на исти начин поставља и комбинована Прантлова сонда са наглавком, за одређивање релативног статичког притиска. Комбинована Прантлова сонда је прикачена на један прикључак диференцијалног давача притиска (Слика 17.б.), док је други прикључак диференцијалног давача притиска повезан, кроз отвор на комори, са атмосферским притиском. Давач притиска прикључен је на мултифункционални уређај, који служи за читавање притисака са диференцијалног давача притиска и прикупљање истих на рачунар ради даље обраде података.



а)



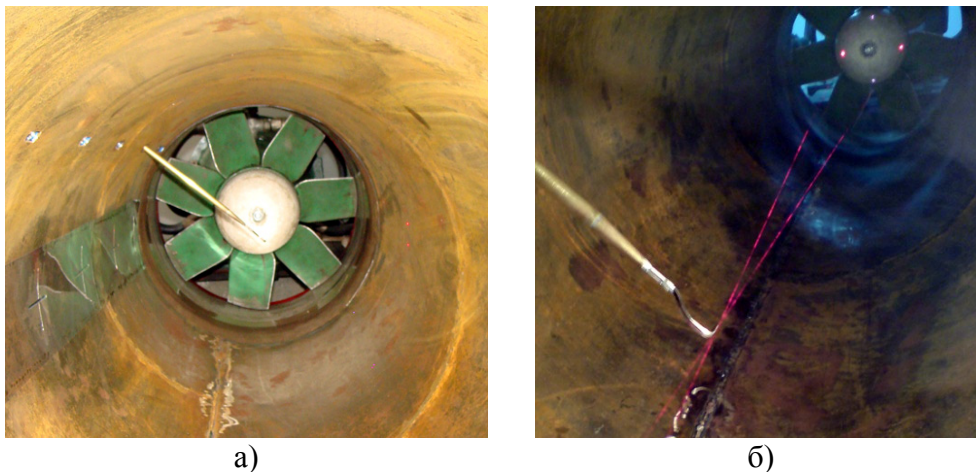
б)

Слика 17. Мерни положај а) угловне сонде и б) комбиноване Прантлове сонде

По обиму мерних пресека избушена су по 3 отвора пречника 2 mm, помоћу којих се мери релативни статички притисак на зиду дифузора. Притисак се такође мери помоћу диференцијалног давача притиска.

Мерење ЛДА системом такође захтева низ припремних активности везаних за мерну опрему: позиционирање носача ласера и сонде (сонда мора да буде правилно изнивелисана), позиционирање мерних тачака у равни мерног пресека, стартовање димног генератора. Позиционирање мерних тачака остварује се помоћу угловне сонде, која је претходно постављена у мерну тачку која се

поклапа са осом дифузора (Слика 18.). Потом се врши подешавање да се пресечна тачка два ласерска зрака поклопи са врхом угловне сонде у оси дифузора.

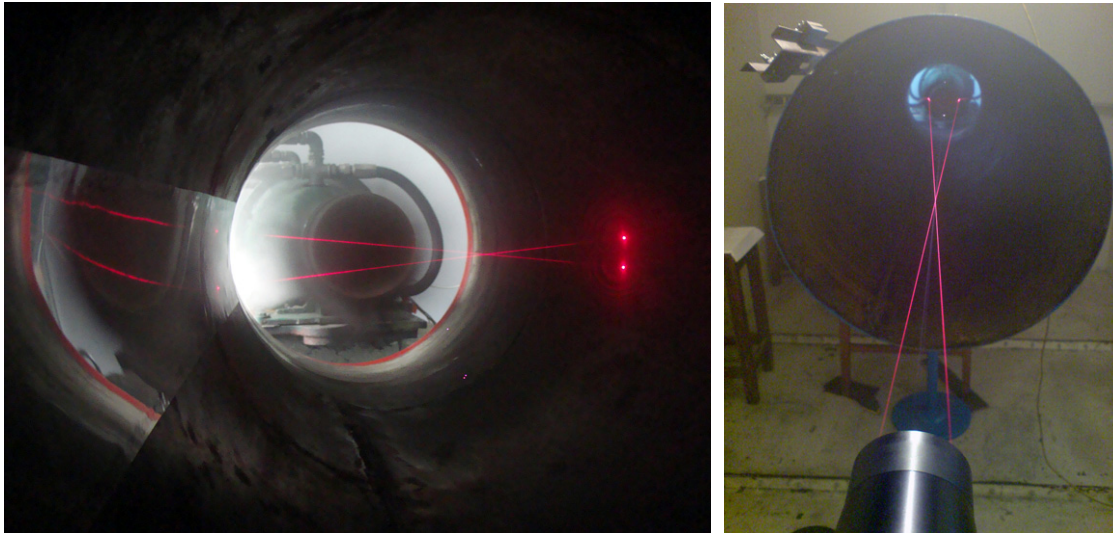


Слика 18. Позиционирање мерне тачке у односу на угловну сонду а) ЛДА-1 и б) ЛДА-2

Процес мерења започиње стартовањем димног генератора. Сонда се помера у мерну тачку, при чему се посебна пажња обраћа томе да се мерна запремина не поклопи са провидном фолијом на зиду дифузора, јер би то могло довести до оштећења фотодетектора. ЛДА систем подешен је тако да мери брзине у интервалу од 10 секунди. Резултат се сматра добрим ако је валидација очитане вредности изнад 80% и фреквенција очитавања изнад 1000 Hz. Уколико то није случај, коригује се концентрација димних честица у ваздуху, које производи димни генератор, и мерења се понове. У оквиру коришћеног софтверског пакета за прикупљање и обраду података, валидација је дефинисана као процентулани удео валидних бурстова у збиру валидних и лоших. Када резултат задовољи постављене критеријуме, сонда се помера у следећу позицију.

Током експеримента, потребно је одржавати чистоћу спољашњег и унутрашњег стране фолије и избегавати огреботине, јер то значајно утиче на квалитет сигнала.

Све мерне величине мере се изван коморе: атмосферски притисак \bar{p}_a , температура околине t , брзина обртања електромотора n , пад притиска на млазници $\Delta\bar{p}_{ml}$ и одговарајуће компоненте брзине.

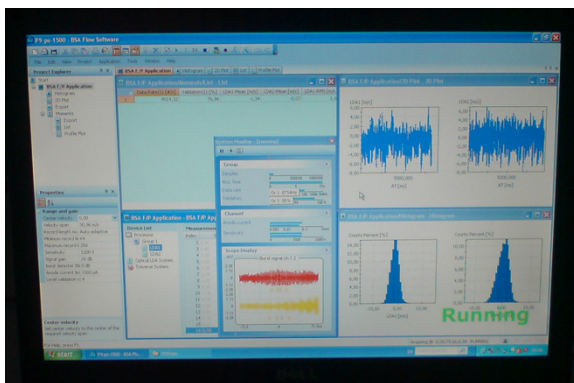


а)

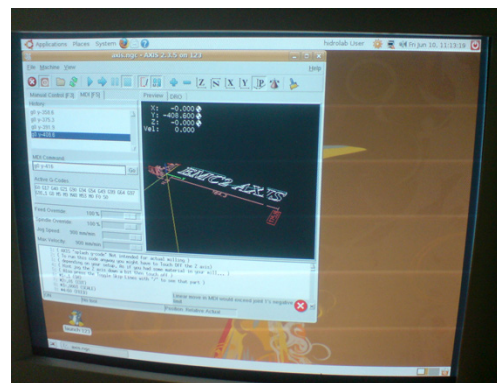
б)

Слика 19. ЛДА мерења а) пресечна тачка зрака сонде ЛДА-1 система и б) пресечна тачка зрака сонде ЛДА-2 система

Са ЛДА-1 системом обављена су редом, мерења вредности аксијалне и обимске компоненте тренутне брзине, док су са ЛДА-2 системом истовремено мерене вредности обимске и радијалне компоненте тренутне брзине. На основу измерених вредности срачунате су просечне вредности наведених компоненти брзине. Код мерења ЛДА-1 системом, након мерења једне од компоненти брзине дуж мерног правца, сонда се закреће за 90° и врши се мерење друге компоненте брзине.



а)



б)

Слика 20. а) Софтвер за читавање и обраду измерених вредности и б) софтвер за позиционирање вођице

3.5 Поступак обраде основних мерних величина

Усвојен је алгоритам обраде података мерења вихорног струјања у правом конусном дифузору, и то рачунато за 11 мерних пресека ($i = 0, 1, 2, \dots, 10$; где i представља број мерног пресека) у мерним тачкама дефинисаним Табелом 6.

Обрада података добијених мерењем помоћу класичних сонди вршена је, за сваку мерну тачку, по следећем математичком моделу:

- Густина ваздуха

$$\rho = \frac{P_a}{fRT_a}. \quad (118)$$

Вредност корекционог фактора f гасне константе ваздуха обзиром на влажност ваздуха узима се $f = 1$.

- Бездимензијски радијални положај мерне тачке

$$r^+ = \frac{r}{R_i}, \quad (i = 0, 1, 2, \dots, 10; 0 \leq r \leq R_i). \quad (119)$$

- Струјни угао изражен у степенима

$$\alpha = \frac{360}{400} \alpha'. \quad (120)$$

- Релативни тотални притисак

$$\Delta \bar{p}_i = f(\Delta \bar{p}'_i), \quad (121)$$

где је $\Delta \bar{p}'_i$ - измерени релативни тотални притисак, који се због калибрације диференцијалног давача притиска, помоћу једначине калибрационе криве (121) своди на праву вредност.

- Релативни статички притисак који мери комбинована Прантлова сонда

$$\Delta \bar{p}' = f(\Delta \bar{p}''), \quad (122)$$

где је $\Delta \bar{p}''$ - измерени релативни статички притисак који мери комбинована Прантлова сонда, који се због калибрације диференцијалног давача притиска, помоћу једначине калибрационе криве (122) своди на вредност $\Delta \bar{p}'$.

- Измерени динамички притисак

$$\Delta \bar{p}'_d = \Delta \bar{p}_i - \Delta \bar{p}'_i. \quad (123)$$

- Корекција (поправка) показивања релативног статичког притиска који мери комбинована Прантлова сонда $\Delta\bar{p}_{kor}$. Корекција се рачуна према калибрационом кривама за комбиновану Прантлову сонду (потпоглавље 3.2.1.2.).

- Релативни статички притисак

$$\Delta\bar{p} = \Delta\bar{p}' - \Delta\bar{p}_{kor} . \quad (124)$$

- Динамички притисак

$$\Delta\bar{p}_d = \Delta\bar{p}_t - \Delta\bar{p} . \quad (125)$$

- Просечна брзина струјања ваздуха

$$\bar{c} = \sqrt{\frac{2\Delta\bar{p}_d}{\rho}} . \quad (126)$$

- Обимска компонента просечне брзине

$$\bar{c}_u = \bar{c} \cdot \sin \alpha . \quad (127)$$

- Аксијална компонента просечне брзине

$$\bar{c}_z = \bar{c} \cdot \cos \alpha . \quad (128)$$

Због немогућности сонди да се позиционирају у све мерне тачке дуж мерног правца, а на основу постојања осносиметричног струјања, врши се свођење резултата измерених струјних величина дуж мерног правца, у свим попречним пресецима дифузора, на одговарајући полупречник попречног пресека дифузора. Надаље се, сходно једначинама од (9) до (28), одређују интегралне карактеристичне величине вихорног струјања.

Такође, могуће је одредити:

- Разлику релативних осредњених јединичних укупних енергија $\Delta\bar{e}_{\Delta p_i}$ дуж дифузора од 0 -тог до i -тог мерног места ($i = 1, 2, \dots, 10$)

$$\Delta\bar{e}_{\Delta p_i} = \bar{e}_{\Delta p_0} - \bar{e}_{\Delta p_i} . \quad (129)$$

- Укупни коефицијент отпора вихорног струјања ζ_s , који се одређује из израза

$$\zeta_s = \frac{2 \cdot \Delta\bar{e}_{p_{10}}}{\bar{c}_{zm_0}^2} . \quad (130)$$

Помоћу алгоритма сачињеног у програму MatLab, добијена су решења интеграла у оквиру једначина од (9) до (28)

$$I_{\dot{m}} = \int_0^1 r^+ \bar{c}_z dr^+, I_{\bar{c}_z} = \int_0^1 r^+ \bar{c}_z \bar{c}_z^2 dr^+, I_{\bar{c}_{cu}} = \int_0^1 r^+ \bar{c}_z \bar{c}_u^2 dr^+, I_{\bar{c}_{cz}} = \int_0^1 r^+ \bar{c}_z^3 dr^+,$$

$$I_{\bar{c}_{\Delta p}} = \int_0^1 r^+ \bar{c}_z \Delta \bar{p} dr^+, I_{\bar{c}_{\Delta p_t}} = \int_0^1 r^+ \bar{c}_z \Delta \bar{p}_t dr^+, I_{\Gamma} = \int_0^1 r^{+2} \bar{c}_z \bar{c}_u dr^+, I_{\dot{K}_{cz}} = \int_0^1 r^+ \bar{c}_z^2 dr^+.$$

При обради података добијених мерењем помоћу ЛДА система, за сваку мерну тачку, израчунате су следеће величине:

- Интезитет турбуленције у аксијалном, радијалном и обимском правцу

$$\sigma_{c_z} = \left(\sum c_z'^2 \right)^{1/2}; \sigma_{c_r} = \left(\sum c_r'^2 \right)^{1/2}; \sigma_{c_u} = \left(\sum c_u'^2 \right)^{1/2}. \quad (131)$$

- Коефицијент асиметрије густине расподеле вероватноће аксијалне, радијалне и обимске флукуационе брзине

$$S_{c_z'} = \frac{\sum c_z'^3}{\sigma_{c_z}^3}; S_{c_r'} = \frac{\sum c_r'^3}{\sigma_{c_r}^3}; S_{c_u'} = \frac{\sum c_u'^3}{\sigma_{c_u}^3}. \quad (132)$$

- Коефицијент спљоштености густине расподеле вероватноће аксијалне, радијалне и обимске флукуационе брзине

$$F_{c_z'} = \frac{\sum c_z'^4}{\sigma_{c_z}^4}; F_{c_r'} = \frac{\sum c_r'^4}{\sigma_{c_r}^4}; F_{c_u'} = \frac{\sum c_u'^4}{\sigma_{c_u}^4}. \quad (133)$$

3.5.1 Одређивање запреминског протока помоћу млазнице

Упоредно са мерењима мерних величина у мерним пресецима дуж дифузора, мерен је и проток помоћу пригушнице - млазнице (Слика 4., позиција 7). Проток мерен помоћу млазнице, заједно са брзином обртања вентилатора, брзином обртања помоћног вентилатора, положајем регулаторне клапне коришћен је за подешавање и проверу одређеног режима струјања. Услед нестандартне уградње млазнице на Инсталацији за испитивање аксијалних вентилатора, извршена је њена калибрација помоћу еталонске Пито-статичке сонде (произвођач „Testo“, спољашњег пречника $d = 4 \text{ mm}$, унутрашњег пречника

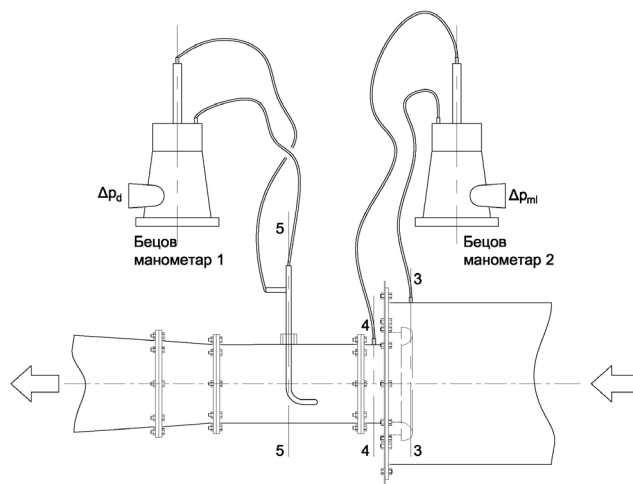
чеоне рупе $d_u = 1,4 \text{ mm}$, са удаљењем рупица за мерење статичког притиска од носа сонде од $8d$).

Мерење протока помоћу Пито-статичке сонде вршено је на основу log-linear методе према стандарду ISO 3966 [96]. Стандардом је прописано да се мерење протока овом сондом, у мерном пресеку, спроводи на три мерна пречника дифузора постављена под углом од 60° , са по минимум 4 мерне тачке дуж једног радијуса, тј. минимум 24 мерне тачаке укупно. У оквиру овог рада мерење дуж сваког од три мерна пречника, вршено је у 25 мерних тачака, са кораком од по 5 mm за прве три тачке од зида цеви и 10 mm за наредне тачке, укупно 75 мерних тачака. Мерење протока обављено је за 5 различитих режима струјања, који су остварени променом брзине обртања вентилатора.

Мерно место на коме се поставља Пито-статичка сонда, односно шема везивања мерне опреме при калибрацији млазнице приказано је на Слици 21.б. Помоћу Пито-статичке сонде, која је повезана на микроманометар, мери се разлика тоталног и статичког притиска, односно брзина струјања у одређеној мерној тачки. Пречник цеви D на месту уградње Пито-статичке сонде тј. мерног пресека, одређен је као аритметичка средина 4 измерена пречника и износи $D = 232,55 \text{ mm}$. Средња брзина на одређеном радијусу, одређена је као аритметичка средина брзина у мерним тачкама које се налазе на кругу датог радијуса. Проток је одређен преко укупне средње брзине.



а)



б)

Слика 21. а) Пито-статичка сонда и б) калибрација млазнице

За одређени режим струјања, помоћу микроманометра мерен је и пад притиска на млазници $\Delta\bar{p}_{ml}$, који је са протоком повезан преко израза за мерење протока пригушницама

$$Q = \alpha_{ml} A_{ml} \sqrt{\frac{2\Delta\bar{p}_{ml}}{\rho}}. \quad (134)$$

На основу (134), одређује се калибрациони коефицијент млазнице

$$\alpha_{ml} = \frac{Q}{A_{ml} \sqrt{\frac{2\Delta\bar{p}_{ml}}{\rho}}}, \quad (135)$$

где је A_{ml} - површина отвора млазнице. Обрадом података добијена је калибрациона крива, која представља зависност калибрационог коефицијента од Рејнолдсовог броја сведеног на одређену густину и вискозност ваздуха. Дата зависност, високог степена детерминације ($R^2 = 1$), има следећи облик

$$\alpha_{ml} = 3,0407 \cdot Re^*, \quad (136)$$

где је

$$Re^* = \frac{Re}{\sqrt{\frac{\Delta\bar{p}_{ml}}{\rho v^2}}}. \quad (137)$$

Применом итеративног поступка, због непознавања вредности Рејнолдсовог броја, и помоћу израза (137), (136) и (134) може се на основу одговарајућег пада притиска на млазници одредити проток кроз инсталацију.

3.5.2 Одређивање губитака струјања при чисто аксијалном струјању у дифузору према формулама аутора Повх и Идељчик

Да би се упоредили губици при вихорном струјању са губицима при чисто аксијалном струјању у дифузору, неопходно је одредити и губитке при аксијалном струјању. Губици при аксијалном струјању могу се одредити на два начина. Први начин је на основу формула различитих аутора, нпр. Повх [97] или Идељчик [98], које су добијене теријско-експерименталним путем испитивањем великог броја

дифузора, а други начин је експерименталним испитивањем на постојећем дифузору.

Пошто су у раду [83] за дифузор II, коефицијенти губитака при чисто аксијалном струјању ζ_A реферисани, тј. одређени, према формули Повха, изложиће се начин њиховог одређивања и за радне режиме друга два дифузора. За одређивање укупних локалних коефицијената отпора ζ_A при аксијалном струјању, потребно је израчунати локалне коефицијенте отпора услед трења ζ_{tr} , и локалне коефицијенте отпора услед ширења ζ_{sir} преко следећих релација

$$\zeta_{tr} = \varphi_{tr} \cdot \left(1 - \frac{1}{n}\right)^2; \quad \zeta_{sir} = \varphi_{sir} \cdot \left(1 - \frac{1}{n}\right)^2;$$

$$\zeta_A = \zeta_{tr} + \zeta_{sir} = (\varphi_{tr} + \varphi_{sir}) \cdot \left(1 - \frac{1}{n}\right)^2 = \varphi \cdot \left(1 - \frac{1}{n}\right)^2, \quad (138)$$

где су: φ_u - укупан коефицијент губитака ($\varphi_u = \varphi_{tr} + \varphi_{sir}$), φ_{tr} - коефицијент губитка услед трења ($\varphi_{tr} = \frac{\lambda_{sr}}{8 \cdot \sin(\alpha_{dif}/2)} \cdot \frac{n+1}{n-1}$), φ_{sir} - коефицијент губитка услед ширења ($\varphi_{sir} = 3,2 \left[\tan(\alpha_{dif}/2) \right]^{1,25}$), n - однос површина ($n = [R_i/R_0]^2$), R_i - текући полупречник ($R_i = R_0 + z \cdot \tan(\alpha_{dif}/2)$).

Упоредивањем дебљине вискозног подслоја, која је процењена на основу вредности Re , са измереном храпавошћу R_a , може се закључити да је храпавост зида дифузора прекривена вискозним подслојем. Стога, при рачунању коефицијента трења λ коришћен је Конаков израз за хидраулички глатке цеви

$$\lambda = (1,8 \cdot \log Re - 1,5)^{-2}, \quad (139)$$

који важи за $4000 < Re < 3 \cdot 10^6$.

Коефицијент трења услед ширења, који показује степен несавршености дифузора има константну вредност која за дифузоре I, II и III редом износи $\varphi_{sir} = 0,1260; 0,1614; 0,2201$.

Формула Повха односи се на дифузоре који на излазу имају додату цев, истог пречника као и излазни пречник дифузора. Пошто испитивани дифузори у оквиру овог рада немају на излазу додату цев, већ комору, меродавније је

коэффициент губитка при аксијалном струјању ζ_A одредити према формули Идельчика (тј. према дијаграмима датим у [98], стране 422-424)

$$\zeta_A = k_\pi \zeta_\pi, \quad (140)$$

где је $\zeta_\pi = f(\alpha_{dif}, n_1, Re_0)$, а коэффициент k_π узима у обзир равномерност профила брзине на улазу у дифузор.

У оквиру овога рада, коэффициент губитка при аксијалном струјању одређен је према формулама оба аутора, и упоредо су дати њихови односи према коэффициенту губитака при вихорном струјању у дифузору.

3.5.3 Експериментално одређивање губитака при чисто аксијалном струјању у дифузору

Експериментално одређивање губитака при аксијалном струјању, за дифузор I, обављено је у циљу провере вредности губитака рачунатих формулама Повха и Идельчика. Аксијално струјање у дифузору остварено је помоћним (booster) вентилатором, при чему је уклоњено коло аксијалног вентилатора које ствара вихорно струјање. Помоћу фреквентног регулатора, мењајући брзину обртања помоћног вентилатора, подешава се исти проток кроз млазницу односно кроз дифузор, као и код вихорног струјања (исти Re). Провера аксијалности струјања у дифузору врши се помоћу угловне сонде, одређивањем угла струјања на исти начин који је описан при вихорном струјању.

Мерења релативних притисака, тоталног и статичког, обављена су у одређеним мерним пресецима, постављањем комбиноване Прантлове сонде у дефинисане мерне тачке мерног правца са кораком $0,1r^+$. За мерење релативних притисака користи се иста опрема као и код испитивања вихорног струјања, и слична методологија обраде података. Корекција измерених релативних статичких и динамичких притисака врши се помоћу израза (121) до (126), одакле се добија релативни динамички притисак и просечна брзина струјања ваздуха.

Масени проток у одређеном мерном пресеку одређује се из

$$\dot{m}_i = 2\pi R_i^2 \rho \int_0^1 r^+ \bar{c} dr^+ . \quad (141)$$

Средња брзина \bar{c}_0 у улазном пресеку дифузора

$$\bar{c}_0 = \frac{\dot{m}}{\rho\pi R_i^2} = 2 \cdot \int_0^1 r^+ \bar{c} dr^+ . \quad (142)$$

Осредњена јединична релативна укупна (тотална) енергија у одређеном мерном пресеку

$$\bar{e}_{\Delta p_i} = \frac{2\pi R_i^2}{\dot{m}} \int_0^1 r^+ \bar{c} \Delta \bar{p}_i dr^+ . \quad (143)$$

Разлика осредњених јединичних релативних укупних енергија $\Delta \bar{e}_{\Delta p_{i0}}$ од улаза до излаза у дифузор, одређује се из (129). Мерењем губитка енергије при аксијалном струјању, одређен је укупни локални коефицијент отпора

$$\zeta_{Aeksp} = \frac{2 \cdot \Delta \bar{e}_{p_{i0}}}{\bar{c}_0^2} . \quad (144)$$

Вредности укупног локалног коефицијента отпора при аксијалном струјању који су одређени експерименталним путем у дифузору I, више одговарају (са просечном релативном грешком од 5%) вредностима коефицијента отпора који су добијени коришћењем формуле Иделџика.

3.6 Резултати експерименталних истраживања

Обрадом временски осредњених мерних величина (угао струјања, релативни тотални притисак, релативни струјни притисак), на основу израза у потпоглављу 3.5, добијене су просечне вредности за брзину струјања и одговарајуће компоненте брзине. Такође, на основу израза (математичког модела) датих у потпоглављу 2.2 срачунате су, по мерним пресецима дифузора, и осредњене вредности карактеристичних величина: осредњених јединичних енергија, протока, проточне брзине, укупне циркулације, параметра вихорног струјања, јачине вихора, момента количине кретања, количине кретања, Бусинесковог броја, Рејнолдсовог броја, Кориолисовог коефицијента, губитка енергије и коефицијента губитака енергије.

Резултати експерименталних мерења, приказани су графички на дијаграмима промена мерних величина. Промене мерних величина у мерним

пресецима приказане су у зависности од одговарајућег бездимензијског полупречника дифузора r^+ (дуж мерног правца, 21-а мерна тачка са кораком $0,05r^+$).

Тако је, промена струјног угла α у зависности од бездимензијског радијуса r^+ , за одређене попречне пресеке (дефинисане са z^*) у оквиру различитих мерних серија (дефинисаних Планом мерења) дата на дијаграмима 1-7 (дифузор I), 8-12 (дифузор III) и 13-15 (дифузор II) у Прилогу.

Промена релативног тоталног притиска $\Delta\bar{p}_t$, приказана је на дијаграмима 16-22 (дифузор I), 23-27 (дифузор III), и 28-30 (дифузор II).

Промена релативног статичког притиска $\Delta\bar{p}$, приказана је на дијаграмима 31-37 (дифузор I), 38-42 (дифузор III), и 43-45 (дифузор II).

Промена просечних аксијалних компоненти брзина \bar{c}_z , приказана је на дијаграмима 46-52 (дифузор I), 53-57 (дифузор III), и 58-60 (дифузор II).

Промена просечних обимских компоненти брзина \bar{c}_u , приказана је на дијаграмима 61-67 (дифузор I), 68-72 (дифузор III), и 73-75 (дифузор II).

Промена просечних брзина \bar{c} , приказана је на дијаграмима 76-82 (дифузор I), 83-87 (дифузор III), и 88-90 (дифузор II).

Неопходно је напоменути, што је у сагласности и са запажањима других аутора који су се бавили мерењима вихорног струјања у цевима и дифузорима помоћу класичних сонди, да су величине у околини осе дифузора тј. у делу вихорног језгра, често добијене и логичним продужењем карактера промена величина „здравог“ струјања. Разлог је тај да су у тој области брзине струјања мале, а њихове временске осцилације тако велике да се, са сигурношћу не може одредити угао α , а такође ни сама вредност интензитета брзине.

Промене карактеристичних величина дуж дифузора приказане су у зависности од бездимензијске текуће координате дуж осе дифузора z^* .

Тако је, промена релативног притиска на зиду дифузора $\Delta\bar{p}_R$ за различите мерне серије приказана на дијаграмима 91 (дифузор I), 92 (дифузор III), и 93 (дифузор II).

Промена осредњене јединичне релативне укупне (тоталне) енергије $\bar{e}_{\Delta p_t}$ приказана је на дијаграмима 94 (дифузор I), 95 (дифузор III), и 96 (дифузор II).

Промена осредњене јединичне релативне енергије притиска $\bar{e}_{\Delta p}$ приказана је на дијаграмима 97 (дифузор I), 98 (дифузор III), и 99 (дифузор II).

Промена осредњене јединичне кинетичке енергије укупне брзине \bar{e}_c приказана је на дијаграмима 100 (дифузор I), 101 (дифузор III), и 102 (дифузор II).

Промена осредњене јединичне кинетичке енергије обимске компоненте брзине \bar{e}_{c_u} приказана је на дијаграмима 103 (дифузор I), 104 (дифузор III), и 105 (дифузор II).

Промена осредњене јединичне кинетичке енергије аксијалне компоненте брзине \bar{e}_{c_z} , приказана је на дијаграмима 106 (дифузор I), 107 (дифузор III), и 108 (дифузор II).

Промена осредњене јединичне укупне циркулације $\bar{\Gamma}$ приказана је на дијаграмима 109 (дифузор I), 110 (дифузор III), и 111 (дифузор II).

Промена параметра вихорног струјања Ω приказана је на дијаграмима 112 (дифузор I), 113 (дифузор III), и 114 (дифузор II).

Промена јачине вихора θ приказана је на дијаграмима 115 (дифузор I), 116 (дифузор III), и 117 (дифузор II).

Промена масеног протока \dot{m} приказана је на дијаграмима 118 (дифузор I), 119 (дифузор III), и 120 (дифузор II).

Промена средња проточна брзина по попречном пресеку дифузора \bar{c}_{zm} приказана је на дијаграмима 121 (дифузор I), 122 (дифузор III), и 123 (дифузор II).

Промена разлике релативних осредњених јединичних укупних (тоталних) енергија $\Delta\bar{e}_{\Delta p}$ приказана је на дијаграмима 124 (дифузор I), 125 (дифузор III), и 126 (дифузор II).

Зависност Бусинесковог броја на улазу у дифузор β_0 од параметра вихорног струјања на улазу у дифузор Ω_0 , за радне режиме сва три дифузора приказана је на дијаграму 127.

Зависност Кориолисовог коефицијента на излазу из дифузора α_{s10} од параметра вихорног струјања на улазу у дифузор Ω_0 , за радне режиме сва три дифузора приказана је на дијаграму 128.

Зависност односа коефицијената губитка при вихорном и чисто аксијалном струјању ζ_S/ζ_A , на излазу из дифузора, за радне режиме сва три дифузора приказана је на дијаграмима 129 и 130. На дијаграму 129 приказана је зависност, код које је коефицијент отпора при чисто аксијалном струјању одређен према формули Повха, док је у дијаграму 130 коефицијент отпора одређен према формули Иделчика.

На дијаграмима 131-135 приказани су резултати мерења обимске и аксијалне компоненте просечне брзине и струјног угла, класичним сондама и ЛДА-1 системом, у пресеку 2 дифузора I за режиме J, C, D, E и F.

На дијаграмима 136 и 137 приказани су резултати мерења обимске компоненте просечне брзине класичним сондама и ЛДА-2 системом, и мерења радијалне компоненте просечне брзине са ЛДА-2 системом, у пресецима 7, 8, 9 и 10 дифузора I, за режиме C и G.

На дијаграмима 138 и 139 приказани су резултати мерења обимске и радијалне компоненте просечне брзине са ЛДА-2 системом, у пресецима 7, 8, 9 и 10 дифузора I, за режиме H и I.

На дијаграмима 140-143 приказане су промене интезитета турбуленције, коефицијената асиметрије густине и коефицијената спљоштености густине, у дифузору I, за режиме: C (пресеци 2, 7, 8, 9 и 10), G (пресеци 7, 8, 9 и 10), H (пресеци 7, 8, 9 и 10) и I (пресеци 7, 8, 9 и 10).

На дијаграмима 144-148 приказане су промене интезитета турбуленције, коефицијената асиметрије густине и коефицијената спљоштености густине, у дифузору I, за пресеке: 2 (режими J, C, D, E и F), 7 (режими C, G, H и I), 8 (режими C, G, H и I), 9 (режими C, G, H и I) и 10 (режими C, G, H и I).

3.7 Коментари и анализа резултата експерименталних истраживања

Анализом резултата експерименталних истраживања могуће је формирати законитости промене карактеристичних величина вихорног струјања.

Карактер промене струјног угла, за све режиме и дифузоре указује на то, да код серија са мањим вредностима параметра вихорног струјања на улазу

(условно $\Omega_0 < 1$) угао струјања расте са опадањем r^+ , и да у области око осе дифузора у случају постојања повратног струјања (рециркулације) вредност струјног угла тежи ка 180° (Дијаграми 3, 8 и 12.). У случају струјања без рециркулације вредност струјног угла, у области око осе дифузора, нагло опада и теже нули. Код серија са већом вредношћу параметра вихорног струјања на улазу ($\Omega_0 > 1$), угао струјања у целом попречном пресеку благо расте са порастом r^+ , при чему у осе дифузора његова вредност је блиска или једнака нули.

У области вртложног језгра струјни угао, због мале поновљивости мерења тј. природе структура у овој области турбулентног вихорног струјања, практично немогуће је тачно измерити. Такође, приликом мерења струјног угла у близини зида дифузора запажено је извесно повећање вредности угла, што је изазвано бржим опадањем вредности проточних компоненти брзина од опадања обимских компоненти. Запажа се и да произведени профил струјног угла у пресеку $0'$, код серија са слабијим интензитетом формираног вихора (веће вредности Ω_0), одступа од карактеристичних профила струјног угла који се формирају дуж дифузора. Разлог за то је утицај главчине и наструјне капе, који се налазе на релативно малом растојању од пресека $0'$ (мање од 200 mm).

Карактер промене релативног тоталног притиска је такав, да су најмање вредности у области вртложног језгра, максималне вредности достижу се у области основног вихорног струјања и прелаза у гранични слој, да би у области граничног слоја вредности релативног тоталног притиска драстично опале на вредност релативног статичког притиска на зиду дифузора. Посматрајући низструјно, вредност релативног укупног притиска у области основног струјања и ближе зиду дифузора, где је највећи пренос струјне енергије, има тенденцију опадања, док у области вртложног језгра притисак расте, тако да настаје све уједначенија промена профила релативног тоталног притиска.

Карактер промене релативног статичког притисака показује, да његове вредности расту са порастом r^+ , и максимална вредност притиска је на зиду дифузора. Посматрајући низструјно, дуж дифузора, бржи пораст релативног статичког притиска је у области вртложног језгра него у области основног струјања, тако да постоји извесно, постепено, изравнање профила релативног

статичког притиска. Притисак на зиду дифузора расте дуж дифузора, при чему је већи пораст код режима са слабијим вихором, него код режима са јачим вихором (мањом вредношћу параметра вихорног струјања).

Профили аксијалних компоненти брзина трансформишу се од почетних до карактеристичних облика, при чему имају релативно константну вредност у области „здравог“ струјања, где управо највећи део флуида протиче у прстенастој области основног струјања. Вредност аксијалне компоненте брзине расте са порастом r^+ до области граничног слоја, у којем нагло опада да би на самом зиду била једнака нули. У вртложном језгру, у области око осе дифузора, у случају постојања повратног струјања, аксијалне компоненте брзине имају негативне вредности. У случајевима велике јачине вихора могу се формирати повратна (рециркулациона) струјања, где се аксијалне компоненте брзина у области око осе дифузора мењају интензивно дуж радијуса. Низструјно, вредности аксијалних брзина постепено се изједначавају што се објашњава чињеницом да вихор постепено слаби.

Профили обимских компоненти брзина показују, да вредност обимске брзине расте са порастом r^+ до области основног дела струјања. Односно, максимална вредност обимске брзине је у области смицајног вртложног слоја. У области основног струјања вредност обимске брзине благо опада до области граничног слоја, у којој нагло пада на нулу. Пратећи промену обимске компоненте брзине у низструјном току, интензитет обимске брзине опада идући према излазу из дифузора.

Такође, на основу анализе резултата промене обимске компоненте брзине, могуће је одредити величину полупречника вртложног језгра. Код мерних серија са изразито малим вредностима параметра вихорног струјања на улазу у дифузор (условно $\Omega_0 < 0,3$), област вртложног језгра је до $r^+ \approx 0,8 \div 0,9$ за све пресеке дифузора. Код мерних серија са вредностима параметра вихорног струјања $0,3 < \Omega_0 < 1,5$, област вртложног језгра је до $r^+ \approx 0,1 \div 0,2$ за почетне пресеке, до $r^+ \approx 0,5 \div 0,6$ за крајње пресеке дифузора. Код мерних серија са вредностима параметра вихорног струјања $\Omega_0 > 1,5$, у почетним пресецима дифузора јавља се

одређено улегнуће профила обимске брзине, а њена максимална вредност у свим пресецима дифузора је за $r^+ \approx 0,9$.

Мерења профила брзина и притисака, дуж дифузора показују да се они мењају рапидно. Због утицаја трења и дифузорског ефекта, излазни профил статичког притиска је скоро униформан, у односу на улазни профил статичког притиска.

Карактер промене свих осредњених јединичних енергија, осим осредњене јединичне релативне енергије притиска $\Delta \bar{e}_p$, је такав да експоненцијално опадају дуж осе струјања, односно са порастом координате z^* , док за $\Delta \bar{e}_p$ експоненцијално расте (због познате чињенице да у дифузору, релативни статички притисак са порастом координате z^* расте на рачун опадања брзине струјања флуида).

Промена осредњене укупне циркулације дуж дифузора је експоненцијално опадајућа. У наредном потпоглављу даће се и аналитички изрази промене осредњене укупне циркулације у експоненцијалном облику.

Промена параметра вихорног струјања дуж дифузора је експоненцијално опадајућа, што је последица повећања пречника дифузора у смеру струјања.

Зависност Бусинесковог броја од параметра вихорног струјања, на улазу у дифузор, за сваки од испитиваних дифузора, може се апроксимирати експоненцијалном кривом чија је једначина

$$\beta_0 = 1,1 + \frac{B}{\Omega_0^p}, \quad (145)$$

при чему су вредности коефицијената B и p дате у Табели 7.

Зависност Кориолисовог коефицијента на излазу из дифузора α_{s10} , од параметра вихорног струјања на улазу у дифузор Ω_0 , за сваки од испитиваних дифузора, може се апроксимирати експоненцијалном кривом чија је једначина

$$\alpha_{s10} = 1 + \frac{A}{\Omega_0^m}, \quad (146)$$

при чему су вредности коефицијената A и m дате у Табели 7.

Кориолисов коефицијент и Бусинесков број, имају велике вредности за мале вредности параметра вихорног струјања на улазу у дифузор. У случају

великих вредности параметра вихорног струјања ($\Omega_0 > 1,5$), њихове вредности теже константној вредности.

Табела 7.

Дифузор	I ($\alpha_{\text{dif}} = 8,6^\circ$)	II ($\alpha_{\text{dif}} = 10,5^\circ$)	III ($\alpha_{\text{dif}} = 12,6^\circ$)
<i>B</i>	0,0160	0,0191	0,0309
<i>p</i>	2,2143	2,0090	2,1082
<i>A</i>	0,9252	2,3713	1,1309
<i>m</i>	1,7013	1,1060	1,7809

Зависност односа коефицијената губитка при вихорном и чисто аксијалном струјању на излазу из дифузора, за сваки од испитиваних дифузора, може се апроксимирати експоненцијалном кривом чија је једначина

$$\frac{\zeta_S}{\zeta_A} = 1 + \frac{k}{\Omega_0^n}, \quad (147)$$

док су вредности коефицијената k и n дате у Табели 8. У Табели 8., горње вредности коефицијената k и n добијене су рачунањем коефицијената губитака при аксијалном струјању према формули Повха, док су доње вредности коефицијената добијене рачунањем коефицијената губитака при аксијалном струјању према формули Идељчика.

Табела 8.

Дифузор	I ($\alpha_{\text{dif}} = 8,6^\circ$)	II ($\alpha_{\text{dif}} = 10,5^\circ$)	III ($\alpha_{\text{dif}} = 12,6^\circ$)
У односу на формулу Повха			
<i>k</i>	6,17438	6,22244	3,77085
<i>n</i>	1,73197	1,59135	1,67243
У односу на формулу Идељчика			
<i>k</i>	1,28538	2,53653	1,98337
<i>n</i>	1,83693	1,6169	1,64951

Мерења ЛДА системима показују да је у области основног струјања поновљивост изузетно добра, док је у области вртложног језгра она слабија. Такође, на основу профила обимске брзине у пресеку 2 дифузора I, за радне режиме J, C, D, E и F, уочава се да је вртлог асиметрично постављен у односу на осу дифузора, тј. центар вртложног језгра измештен је у $r^+ \approx 0,05$. У пресецима 7,

8, 9 и 10 дифузора I, за режиме C, G, H и I постоји саосност центра вртложног језгра и осе дифузора.

Упоређивањем резултата мерења брзине класичним сондама и ЛДА системима, показује се одређено слагање како при мерењу аксијалне компоненте брзине, тако и при мерењу обимске компоненте брзине. Такође, мерења радијалне компоненте брзине помоћу ЛДА-2 система, у пресецима 7, 8, 9 и 10 дифузора I, показују оправданост уведене претпоставке да је радијална компонента доста мања у односу на вредност друге две компоненте брзине.

Интезитет турбуленције σ_{c_z} у пресеку 2 дифузора I, за радне режиме D, E и F ($\Omega_0 > 1$) постиже највеће вредности у области $r^+ \approx 0,4 \div 0,6$ (условно област смицајног вртложног слоја), док за режим C ($\Omega_0 = 0,12$) највеће вредности су у области уз зид дифузора. За исти дифузор и пресек, интезитет турбуленције σ_{c_u} за режим C ($\Omega_0 = 0,12$) највећу вредност има у области уз зид дифузора и у области до $r^+ \approx 0,2$. За режим D ($\Omega_0 = 1,29$) интезитет турбуленције σ_{c_u} највеће вредности има у области до $r^+ \approx 0,2$. За режиме са већим вредностима струјног параметра E и F интезитет турбуленције σ_{c_u} највећу вредност има за $r^+ \approx 0,4$.

За режим C ($\Omega_0 = 0,12$), посматрајући низструјно у пресецима 7, 8, 9 и 10 дифузора I, интезитет турбуленције σ_{c_u} од релативно константе вредности у пресеку 7 опада до пресека 10, тако да у пресеку 10 најмање вредности има у вртложном језгру а највеће у области основног струјања. За исти режим, интезитет турбуленције σ_{c_r} опада низструјно, али тако да у пресецима 7 и 8 највеће вредности има у области вртложног језгра, док у пресеку 10 највећа вредност је за $r^+ \approx 0,7$.

За режим G ($\Omega_0 = 0,49$), посматрајући низструјно у пресецима 7, 8, 9 и 10 дифузора I, интезитет турбуленције σ_{c_u} опада низструјно, при чему су у пресецима 7, 8 и 9 највеће вредности у области до $r^+ \approx 0,2$, док у пресеку 10 највеће вредности има у областима до $r^+ \approx 0,2$ и за $r^+ \approx 0,6 \div 0,9$. За исти режим,

интезитет турбуленције σ_c опада низструјно, и при чему највеће вредности има у области до $r^+ \approx 0,6$.

3.7.1 Одређивање укупних напона турбулентног струјања $p_{r\varphi}$ и $p_{R\varphi}$

На основу експерименталних резултата, њиховом математичком интерпретацијом (применом методе најмањих квадрата), могу се одредити параметри ($\bar{\Gamma}_0$ и $B_{0\varphi}$) експоненцијалне промене јединичне циркулације (99), дуж дифузора за све серије мерења. Све серије имају висок коефицијент детерминације, што значи да израз (99)

$$\bar{\Gamma}_i = \frac{4\pi^2}{Q} A_{0\varphi} \exp(B_{0\varphi} \cdot z^*) = \bar{\Gamma}_0 \exp(B_{0\varphi} \cdot z^*),$$

који је утврђен на основу теоријских разматрања, одлично описује посматрани физички процес. Добијене вредности параметара дате су у Табели 9.

На основу вредности јединичне циркулације у почетном пресеку $\bar{\Gamma}_0$, може се одредити и вредност параметра $A_{0\varphi}$ према (97)

$$A_{0\varphi} = \frac{Q}{4\pi^2} \bar{\Gamma}_0.$$

На основу анализе величина које утичу на карактер $B_{0\varphi}$ утврђено је, према [1] за цилиндричну цев, да је $B_{0\varphi}$ функција параметра вихорног струјања у почетном пресеку Ω_0 . За дифузор, између величина $B_{0\varphi}$ и Ω_0 такође постоји одређена функционална зависност, дијаграми 149-151, која се аналитички може представити у облику

$$B_{0\varphi} = K_{0\varphi} \Omega_0^{n_{0\varphi}}, \quad (148)$$

где су коефицијенти $K_{0\varphi}$ и $n_{0\varphi}$ одређени методом најмањих квадрата и њихове вредности су приказане у табели 10.

Табела 9.

Дифузор I ($\alpha_{\text{dif}} = 8,6^\circ$)							
	A	B	C	D	E	F	G
$\Omega_0 [-]$	0.74	0.95	0.12	1.29	2.73	3.58	0.49
$\bar{\Gamma}_0 [m^2 / s]$	8.316	3.657	10.359	3.381	1.797	1.436	6.015
$B_{0\varphi} [-]$	-0.012	-0.022	-0.035	-0.033	-0.036	-0.026	-0.032
$A_{0\varphi} [m^5 / s^2]$	0.258	0.065	0.066	0.074	0.045	0.037	0.089

Дифузор III ($\alpha_{\text{dif}} = 12,6^\circ$)							
	A	B	C	D	E		
$\Omega_0 [-]$	0.13	0.52	1.41	3.22	0.29		
$\bar{\Gamma}_0 [m^2 / s]$	9.767	5.767	3.250	1.552	6.763		
$B_{0\varphi} [-]$	-0.024	-0.037	-0.026	-0.021	-0.037		
$A_{0\varphi} [m^5 / s^2]$	0.061	0.087	0.073	0.039	0.068		

Дифузор II ($\alpha_{\text{dif}} = 10,5^\circ$)							
	X	Y	Z	G			
$\Omega_0 [-]$	2.61	0.77	3.34				
$\bar{\Gamma}_0 [m^2 / s]$	0.383	1.296	0.299				
$B_{0\varphi} [-]$	-0.036	-0.026	-0.020				
$A_{0\varphi} [m^5 / s^2]$	0.122	0.074	0.063				

Табела 10.

Дифузор	I ($\alpha_{\text{dif}} = 8,6^\circ$)	II ($\alpha_{\text{dif}} = 10,5^\circ$)	III ($\alpha_{\text{dif}} = 12,6^\circ$)
$K_{0\varphi} [-]$	-0.0313	-0.0296	-0.0328
$n_{0\varphi} [-]$	-0.0220	-0.0483	-0.1330

Увођењем (148) у (98) израз за напон $p_{R,\varphi}$ добија следећи облик

$$p_{R,\varphi} = \frac{\rho}{R_o^3 (1+z^* \cdot \text{tg}(\alpha/2))^2} A_{0\varphi} K_{0\varphi} \Omega_0^{n_{0\varphi}} \exp(K_{0\varphi} \cdot \Omega_0^{n_{0\varphi}} \cdot z^*), \quad (149)$$

а када се уведе (110) његов крајњи облик је

$$p_{R,\varphi} = \rho \left(\int_0^1 r^{+2} \bar{c}_u \bar{c}_z dr^+ \right)_{z^*=0} \cdot \frac{1}{(1+z^* \cdot \text{tg}(\alpha/2))^2} \cdot K_{0\varphi} \Omega_0^{n_{0\varphi}} \exp(K_{0\varphi} \cdot \Omega_0^{n_{0\varphi}} \cdot z^*). \quad (150)$$

За почетни пресек дифузора ($z^* = 0$) може се израчунати

$$p_{R_0\varphi} = \rho \left(\int_0^1 r^{+2} \bar{c}_u \bar{c}_z dr^+ \right)_{z^*=0} \cdot K_{0\varphi} \Omega_0^{n_{r\varphi}}, \quad (151)$$

што одговара изразу (102)

$$p_{R_0\varphi} = \frac{\rho Q}{4\pi^2 R_0^3} \bar{\Gamma}_0 B_{0\varphi} = \frac{\rho}{R_0^3} A_{0\varphi} B_{0\varphi}.$$

На дијаграмима 152-154 приказане су израчунате вредности $p_{R_i\varphi}$ дуж дифузора, према изразу (149).

У изразу за $p_{r\varphi}^d$ (107) неопходно је пронаћи и вредности величина $A_{r\varphi}$ и $B_{r\varphi}$. На основу израза (111)

$$A_{r\varphi} = (I_{r\varphi})_{z^*=0} = \left(\int_r^{R_0} r^2 \bar{c}_u \bar{c}_z dr \right)_{z^*=0} = R_0^3 \left(\int_{r^+}^1 r^{+2} \bar{c}_u \bar{c}_z dr^+ \right)_{z^*=0},$$

израчунате су вредности $A_{r\varphi}$, и приказане у зависности од r^+ на дијаграмима 155-157. За случај $r^+ = 0$, вредности $(A_{r\varphi})_{r^+=0} = A_{0\varphi}$.

Вредности $I_{r\varphi}$ могу се одредити из (111) као

$$I_{r\varphi} = \int_r^{R_i} r^2 \bar{c}_u \bar{c}_z dr = R_i^3 \int_{r^+}^1 r^{+2} \bar{c}_u \bar{c}_z dr^+.$$

док на основу израза (108)

$$I_{r\varphi} = A_{r\varphi} \exp(B_{r\varphi} \cdot z^*),$$

могу се одредити вредности $B_{r\varphi}$. Вредности $B_{r\varphi}$ одређене су методом најмањих квадрата, за свако $r^+ = const$, и приказане су на дијаграмима 158-160. Анализом експерименталних резултата утврђено је да се коефицијент пригушења $B_{r\varphi}$ може изразити, аналогно изразу за $B_{0\varphi}$, као

$$B_{r\varphi} = K_{r\varphi} \Omega_{0r}^{n_{r\varphi}}, \quad (152)$$

где су: $K_{r\varphi}$ и $n_{r\varphi}$ - коефицијент и изложилац променљиве $B_{r\varphi}$ у функцији од r^+ и који се могу добити из експерименталних података, Ω_{0r} - локални параметар

вихорног струјања за нулти пресек дифузора, који се по аналогији са вихорним параметром Ω_0 може изразити у облику

$$\Omega_{0r} = \frac{1}{R_0} \left[\left(\int_{r^+}^1 r^+ \bar{c}_z dr^+ \right)^2 / \int_{r^+}^1 r^{+2} \bar{c}_z \bar{c}_u dr^+ \right]_{z^*=0}. \quad (153)$$

Израчунате вредности Ω_{0r} , за све мерне серије, дате су на дијаграмима 161-163. За случај $r^+ = 0$, следи да је $\Omega_{0r} = \Omega_0$. Вредности $K_{r\varphi}$ и $n_{r\varphi}$ могу се за свако $r^+ = const$, одредити применом методе најмањих квадрата, коришћењем већ одређених вредности $B_{r\varphi}$ и Ω_{0r} . На дијаграмима 164-166 приказане су израчунате вредности $K_{r\varphi}$ и $n_{r\varphi}$ у функцији од r^+ .

Величина $p_{r\varphi}^d$ представља напон у струјном пољу за $\bar{c}_r = 0$ и може се увођењем (148), (100), (152) и (108) у (109), представити у коначном облику

$$\begin{aligned} p_{r\varphi}^d &= \frac{\rho}{r^2 R_0} \left(K_{0\varphi} \Omega_0^{n_{0\varphi}} A_{0\varphi} \exp(B_{0\varphi} \cdot z^*) - K_{r\varphi} \Omega_{0r}^{n_{r\varphi}} A_{r\varphi} \exp(B_{r\varphi} \cdot z^*) \right) \\ &= \frac{\rho}{r^2 R_0} \left(K_{0\varphi} \Omega_0^{n_{0\varphi}} \frac{Q}{4\pi^2} \bar{\Gamma}_0 \exp(K_{0\varphi} \Omega_0^{n_{0\varphi}} \cdot z^*) - K_{r\varphi} \Omega_{0r}^{n_{r\varphi}} A_{r\varphi} \exp(K_{r\varphi} \Omega_{0r}^{n_{r\varphi}} \cdot z^*) \right). \end{aligned} \quad (154)$$

На дијаграму 167 приказане су вредности делимичног напона $p_{r\varphi}^d$, за серију С дифузора I, које су добијене мерењем у пресецима 0 и 10 и на основу релације (154) у у пресецима од 0 до 10.

3.7.2 Одређивање укупних напона турбулентног струјања p_{rz} и p_{Rz}

На основу (43) могу се одредити укупни напони турбулентног струјања p_{Rz} вихорног струјања на зиду дифузора, ако су познате вредности \bar{c}_z и \bar{p} . Према (43) еквивалент количине кретања вихорног струјања у целокупном попречном пресеку од 0 до R_i је

$$I_{0z} = \int_0^{R_i} r \left(\bar{c}_z^2 + \frac{\bar{p}}{\rho} \right) dr = R_i^2 \int_0^1 r^+ \left(\bar{c}_z^2 + \frac{\bar{p}}{\rho} \right) dr^+. \quad (155)$$

На основу експерименталних података израчунате су вредности I_{0z} за одређене мерне пресеке у оквиру сваке мерне серије. Промена I_{0z} дуж дифузора дата је на дијаграмима 169-171, а њена функционална зависност од z^* може се представити кривом чији је аналитички облик

$$I_{0z} = A_{0z} \exp(B_{0z} \cdot z^*). \quad (156)$$

За почетни пресек $z^* = 0$ из (155) следи да је

$$A_{0z} = (I_{0z})_{z^*=0} = \left(R_0^2 \int_0^1 r^+ \left(\bar{c}_z^2 + \frac{\bar{p}}{\rho} \right) dr^+ \right)_{z^*=0}. \quad (157)$$

Вредности B_{0z} могу се одредити применом методе најмањих квадрата, на основу одређених вредности I_{0z} . У Табели 11. дате су израчунате вредности A_{0z} и B_{0z} за све мерне серије.

Аналагно изразу за $B_{0\varphi}$, може се наћи функционална зависност B_{0z} од параметра вихорног струјања у почетном пресеку Ω_0 , како је то приказано на дијаграмима 172-174. Зависност се аналитички може представити у облику

$$B_{0z} = K_{0z} \Omega_0^{n_{0z}}, \quad (158)$$

где су коефицијенти K_{0z} и n_{0z} одређени методом најмањих квадрата и њихове вредности су приказане у Табели 12.

Сменом (156) и (158) у (43) добија се израз за одређивање укупног напона турбулентног струјања на зиду дифузора $p_{R,z}$

$$p_{R,z} = \frac{\rho}{R_0^2 (1 + z^* \cdot \operatorname{tg}(\alpha/2))} A_{0z} K_{0z} \Omega_0^{n_{0z}} \exp(K_{0z} \Omega_0^{n_{0z}} \cdot z^*). \quad (159)$$

За $z^* = 0$ следи да је

$$p_{R_0,z} = \frac{\rho}{R_0^2} A_{0z} B_{0z}. \quad (160)$$

Промена напона $p_{R,z}$, према изразу (159), дуж дифузора дата је на дијаграмима 175-177.

Табела 11.

Дифузор I ($\alpha_{\text{dif}} = 8,6^\circ$)							
	A	B	C	D	E	F	G
$\Omega_0 [-]$	0.74	0.95	0.12	1.29	2.73	3.58	0.49
$A_{0z} [\text{m}^4/\text{s}^2]$	1713	1742	1719	1690	1702	1698	1706
$B_{0z} [-]$	0.116	0.113	0.112	0.111	0.111	0.111	0.113

Дифузор III ($\alpha_{\text{dif}} = 12,6^\circ$)							
	A	B	C	D	E		
$\Omega_0 [-]$	0.13	0.52	1.41	3.22	0.29		
$A_{0z} [\text{m}^4/\text{s}^2]$	1770	1756	1772	1784	1766		
$B_{0z} [-]$	0.154	0.154	0.154	0.154	0.155		

Дифузор II ($\alpha_{\text{dif}} = 10,5^\circ$)							
	X	Y	Z				
$\Omega_0 [-]$	2.61	0.77	3.34				
$A_{0z} [\text{m}^4/\text{s}^2]$	1769	1769	1758				
$B_{0z} [-]$	0.132	0.134	0.133				

Табела 12.

Дифузор	I ($\alpha_{\text{dif}} = 8,6^\circ$)	II ($\alpha_{\text{dif}} = 10,5^\circ$)	III ($\alpha_{\text{dif}} = 12,6^\circ$)
$K_{0z} [-]$	0.114	0.132	0.154
$n_{0z} [-]$	-0.007	-0.004	-0.001

Напони p_{rz}^d у струјном пољу одређују се из релације (45)

$$p_{rz}^d = \frac{R_i}{r} p_{R_i z} - \frac{\rho}{r} \frac{\partial}{\partial z} \int_r^{R_i} r \left(\bar{c}_z^2 + \frac{\bar{p}}{\rho} \right) dr = \frac{\rho}{r} \frac{\partial}{\partial z} I_{0z} - \frac{\rho}{r} \frac{\partial}{\partial z} I_{rz} .$$

Према (40) еквивалент количине кретања вихорног струјања у прстенастом попречном пресеку од 0 до R_i је

$$I_{rz} = \int_r^{R_i} r \left(\bar{c}_z^2 + \frac{\bar{p}}{\rho} \right) dr = R_i^2 \int_{r^+}^1 r^+ \left(\bar{c}_z^2 + \frac{\bar{p}}{\rho} \right) dr^+ . \quad (161)$$

На основу експерименталних података израчунате су вредности I_{rz} за одређене мерне пресеке у оквиру сваке мерне серије, при чему се промена I_{rz} дуж дифузора може представити кривом чији је аналитички облик

$$I_{rz} = A_{rz} \exp(B_{rz} \cdot z^*), \quad (162)$$

где је A_{rz} дефинисан изразом

$$A_{rz} = (I_{rz})_{z^*=0} = \left(R_0^2 \int_{r^+}^1 r^+ \left(\bar{c}_z^2 + \frac{\Delta p}{\rho} \right) dr^+ \right)_{z^*=0}, \quad (163)$$

и представља еквивалент количине кретања вихорног струјања прстенастог пресека од r до R_0 , за $z^* = 0$. Израчунате вредности A_{rz} на основу (163), за све мерне серије, дате су на дијаграму 178-180.

Вредности B_{rz} одређене су методом најмањих квадрата, за свако $r^+ = const$, и приказане су на дијаграмима 181-183. Анализом експерименталних резултата утврђено је да се коефицијент пригушења количине кретања прстенастог пресека од r до R_0 , може изразити, аналогно изразу за $B_{r\varphi}$, као

$$B_{rz} = K_{rz} \Omega_{0r}^{n_{rz}}, \quad (164)$$

где су: K_{rz} и n_{rz} - коефицијент и изложилац променљиве B_{rz} и који су функције од r^+ . Вредности K_{rz} и n_{rz} могу се за свако $r^+ = const$, одредити применом методе најмањих квадрата, коришћењем већ одређених вредности B_{rz} (дијаграми 181-183) и Ω_{0r} . На дијаграмима 184-186 приказане су израчунате вредности K_{rz} и n_{rz} у функцији од r^+ .

Смењујући изразе (159) и (162) у (45) добија се

$$p_{rz}^d = \frac{\rho}{R_0 r} \left[A_{0z} B_{0z} \exp(B_{0z} \cdot z^*) - A_{rz} B_{rz} \exp(B_{rz} \cdot z^*) \right], \quad (165)$$

односно

$$p_{rz}^d = \frac{\rho}{R_0 r} \left[A_{0z} K_{0z} \Omega_{0z}^{n_{0z}} \exp(K_{0z} \Omega_{0z}^{n_{0z}} \cdot z^*) - A_{rz} K_{rz} \Omega_{0r}^{n_{rz}} \exp(K_{rz} \Omega_{0r}^{n_{rz}} \cdot z^*) \right]. \quad (166)$$

На дијаграму 168 дате су вредности делимичног напона p_{rz}^d , за серију С дифузора I, које су добијене мерењем у пресецима 0 и 10, и на основу релације (166) у пресецима од 0 до 10.

4 Алгебарски модел турбулентног вихорног струјања у дифузору

У оквиру овог рада, основна идеја је да се на основу аналитичке зависности укупних напона турбулентног струјања од параметара вихорног струјања, формира алгебарски модел за прорачун вихорних струјања у правом дифузору, аналогно алгебарском моделу који је формиран за вихорна струјања у правим цевима а који је приказан у раду Venišek [1].

Рејнолдсове једначине могу се затворити, нпр. уколико се познају вредности коефицијената турбулентне вискозности у струјном пољу. Тако добијени систем диференцијалних једначина је нехомоген и елиптичког типа (другог реда), и за његово решавање потребне су нумеричке методе. Коефицијенте турбулентне вискозности могуће је одредити на основу познавања напона вихорног струјања, али је формирање универзалне аналитичке зависности коефицијената турбулентне вискозности од струјних параметара вихорног струјања доста сложено. Зато је затварање система диференцијалних једначина остварено на основу познавања зависности напона и делимичних напона од параметара вихорног струјања, што доста поједностављује решавање тако добијеног система диференцијалних једначина, али и ограничава његову примену. На основу формираног затвореног система једначина могу се одредити поља брзине и притиска вихорног струјања у низструјним тачкама, при чему се морају знати почетни и гранични услови.

Уводећи низ, раније наведених, упрошћења (35) и (36), као и изразе за $p_{r\phi}^d$ и p_{rz}^d , у Рејнолдсове једначине (5), (6) и (7) добија се систем диференцијалних једначина

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} = \frac{\bar{c}_u^2}{r}, \quad (167)$$

$$\bar{c}_z \frac{\partial \bar{c}_u}{\partial z} + \bar{c}_r \frac{\partial \bar{c}_u}{\partial r} + \frac{\bar{c}_r \bar{c}_u}{r} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{p_{r\phi}^d}{\rho} \right), \quad (168)$$

$$\bar{c}_z \frac{\partial \bar{c}_z}{\partial z} + \bar{c}_r \frac{\partial \bar{c}_z}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{p_{rz}^d}{\rho} \right), \quad (169)$$

$$\frac{\partial \bar{c}_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{c}_r) = 0. \quad (170)$$

Величина \bar{c}_r може се елеминисати из (168) и (169), применом једначине континуитета (170), тако да се добија следећи систем диференцијалних једначина

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\bar{p})}{\partial r} = \frac{\bar{c}_u^2}{r}, \quad (171)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} (\bar{c}_u \bar{c}_z) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \frac{p_{r\varphi}^d}{\rho}), \quad (172)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\bar{c}_z^2 + \frac{\bar{p}}{\rho} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{p_{rz}^d}{\rho}). \quad (173)$$

Сменом израза за $p_{r\varphi}^d$ и p_{rz}^d , (154) и (166), у (172) и (173), добија се

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\bar{p})}{\partial r} = \frac{\bar{c}_u^2}{r}, \quad (174)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} (\bar{c}_u \bar{c}_z) = -\frac{1}{r^2 R_0} \frac{\partial A_{r\varphi}}{\partial r} B_{r\varphi} \exp(B_{r\varphi} z^*) - \frac{1}{r^2 R_0} A_{r\varphi} \frac{\partial B_{r\varphi}}{\partial r} \exp(B_{r\varphi} z^*) [1 + B_{r\varphi} z^*], \quad (175)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\bar{c}_z^2 + \frac{\bar{p}}{\rho} \right) =$$

$$-\frac{1}{r R_0} \frac{\partial A_{rz}}{\partial r} B_{rz} \exp(B_{rz} \cdot z^*) - \frac{1}{r R_0} A_{rz} \frac{\partial B_{rz}}{\partial r} \exp(B_{rz} \cdot z^*) [1 + B_{rz} z^*]. \quad (176)$$

Интеграцијом једначина (175) и (176), уз познате гранични и почетни услови (37) и (38), и уводећи бездимензијске вредности r^+ и z^* , добија се алгебарски модел који чине систем једначина

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\bar{p})}{\partial r^+} = \frac{\bar{c}_u^2}{r^+}, \quad (177)$$

$$\bar{c}_u \bar{c}_z = f_1(r^+, z^*), \quad (178)$$

$$\bar{c}_z^2 + \frac{\bar{p}}{\rho} = f_2(r^+, z^*), \quad (179)$$

где су

$$f_1(r^+, z^*) = \bar{c}_{u0} \bar{c}_{z0} - \frac{1}{R_0^3 (1 + z^* \tan(\frac{\alpha_{dif}}{2}))^3 r^{+2}} \frac{\partial A_{r\varphi}}{\partial r^+} [\exp(B_{r\varphi} z^*) - 1],$$

$$-\frac{1}{R_0^3(1+z^* \tan(\frac{\alpha_{dif}}{2}))^3 r^{+2}} A_{r\varphi} \frac{\partial B_{r\varphi}}{\partial r^+} z^* \exp(B_{r\varphi} z^*), \quad (180)$$

$$f_2(r^*, z^*) = \bar{c}_{z0}^2 + \frac{\bar{p}_0}{\rho} - \frac{1}{R_0^2(1+z^* \tan(\frac{\alpha_{dif}}{2}))^2 r^+} \frac{\partial A_{rz}}{\partial r^+} [\exp(B_{rz} z^*) - 1] - \frac{1}{R_0^2(1+z^* \tan(\frac{\alpha_{dif}}{2}))^3 r^+} A_{rz} \frac{\partial B_{rz}}{\partial r^*} z^* \exp(B_{rz} z^*). \quad (181)$$

4.1 Примена novog algebarskog modela na određivanje polja brzine i pritiska turbulentnog vichornog strujanja

Систем једначина (177), (178) и (179) своди се на једноставан систем јер је само (177) диференцијална једначина првог реда. Једначине (177), (178) и (179) могу се написати и у облику

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial r^+} = -\frac{\rho^2 f_1^2(r^+, z^*)}{r^+ [\bar{p} - \rho f_2(r^+, z^*)]}, \quad (182)$$

$$\bar{c}_u = \frac{f_1(r^+, z^*)}{\bar{c}_z} \quad (183)$$

$$\bar{c}_z = \left[f_2(r^+, z^*) - \frac{\bar{p}}{\rho} \right]^{0,5}. \quad (184)$$

При решавању овога система једначина гранични услови који се користе су (37) и (38), при чему су величине почетног услова \bar{c}_{z0} , \bar{c}_{u0} и \bar{p}_0 дате низом дискретних тачака, које се добијају мерењем. Коефицијенти $A_{r\varphi}$, $B_{r\varphi}$, A_{rz} и B_{rz} одређују се за свако r^+ из релација (111), (152), (163) и (164) и добијају се у облику дискретне расподеле. На основу тих расподела, могуће је одредити аналитичке облике функција дискретних величина, методом најмањих квадрата, при чему су се као најпогоднији облик показале функције у облику полинома. У том случају решавање система једначина је доста олакшано, али треба обратити

пажњу да при налажењу интерполационих полинома, који иако задовољавају дате дискретне тачке функција, њихови изводи одговарају стварним вредностима извода поменутих величина.

Једначина (182) може се решавати издвојено од датог система једначина. Гранични услов при решавању једначине (182) је вредност притиска на зиду дуж дифузора $\Delta \bar{p}_R$, који је познат из експеримента.

Одређена предност оваквог приступа одређивања развоја поља брзине и притиска дуж дифузора, а самим тим и осталих карактеристика струјања, састоји се у томе што је коришћење датог модела омогућено применом познатих нумеричких метода за решавање парцијалних диференцијалних једначина. Систем једначина (182), (183) и (184) решаван је нумерички уз помоћ програма MatLab.

На дијаграмима 187 и 188 дати су резултати решавања система једначина (182), (183) и (184). Приказане су измерене вредности (приказане симболима) и рачунске вредности добијене помоћу алгебарског модела (приказане пуним линијама), статичког притиска и обимске компоненте просечне брзине дуж попречних пресека дифузора I за режим B.

Усвајањем претпоставке да је угао дифузора релативно мали, формиран је алгебарски модел по узору на алгебарски модел који је формиран за праву цев кружног попречног пресека. Стога, већина упрошћења која су узета за праву кружну цев, коришћена су и за прав дифузор. Показује се да предложени модел може послужити за предикцију вихорног струјања у разматраним дифузорима. Такође, на основу даље анализе резултата истраживања, неопходно је истражити могућност побољшања предложеног алгебарског модела.

5 Завршна разматрања

5.1 Закључци

На основу теоријских и експерименталних резултата, који су представљени у овом раду, могу се извести одређени закључци, а који су у вези са вихорним струјањем у дифузору кружног попречног пресека:

- извршена су обимна експериментална испитивања вихорног струјања за три дифузора ($\alpha_{\text{dif}} = 8,6^\circ; 10,5^\circ; 12,6^\circ$) одређене храпавости, за већи број радних режима струјања који су дефинисани Рејнолдсовим бројем и параметром вихорног струјања;
- на основу добијених резултата мерења струјних карактеристика истражена је феноменологија развоја профила брзине, профила притиска и енергетских вредности дуж дифузора, као и величине вихорног језгра (потпогл. (3.7));
- за три дифузора одређене су промене осредњених јединичних енергија, укупне циркулације, параметра вихорног струјања, јачине вихора, Бусинесковог броја, Кориолисовог коефицијента, губитка енергије и коефицијента губитака енергије;
- мерења извршена у овом раду показују да су коефицијенти губитака при вихорном струјању при мањим вредностима параметра вихорног струјања на улазу у дифузор ($\Omega_0 < 1$), неколико пута већи од коефицијената губитака при чисто аксијалном струјању у дифузору (више од 6 пута за $\Omega_0 = 0,5$; односно више од 60 пута за $\Omega_0 = 0,12$);
- извршена је анализа Рејнолдсових једначина, примењених на дифузор, на основу које је добијена експоненцијална промена јединичне циркулације и компоненте напона турбулентног струјања на зиду дифузора у обимском правцу;
- на основу теоријске анализе и мерењем поља обимске и аксијалне компоненте просечне брзине и поља статичког притиска, одређене су вредности: тангенцијалних компоненти напона турбулентног струјања на зиду дифузора у обимском и аксијалном правцу $p_{R,\varphi}$ и $p_{R,z}$ добијених на

основу (55) и (43), као и тангенцијалних компоненти напона турбулентног струјања у струјном току и њихових делимичних напона p_{rz} , p_{rz}^d , $p_{r\varphi}$ и $p_{r\varphi}^d$, одређених на основу (44), (45), (56) и (57);

5.2 Остварени резултати

У области вихорног струјања у правом дифузору кружног попречног пресека, остварени су и одређени научно-стручни доприноси:

- за три дифузора одређене храпавости, одређене су аналитичке везе вредности Кориолисовог коефицијента на излазу из дифузора од параметра вихорног струјања на улазу у дифузор. Познавајући вредност Кориолисовог коефицијента на излазу из дифузора могуће је пронаћи реални губитак кинетичке енергије на излазу из дифузора;
- за три дифузора одређене храпавости, одређене су аналитичке везе вредности Бусинесковог броја на улазу у дифузор од параметра вихорног струјања на улазу у дифузор;
- за три дифузора одређене храпавости, одређена је аналитичка веза односа коефицијента губитака при вихорном струјању са коефицијентом губитака при чисто аксијалном струјању од параметра вихорног струјања на улазу у дифузор, на основу којих се може са довољном тачношћу одредити и губитак струјне енергије при вихорном струјању у дифузору;
- предложен је алгебарски модел за одређивање поља притиска и одговарајућег поља брзине, када су познати почетни услови струјања. Упоредивањем резултата прорачуна струјања добијених на основу предложеног алгебарског модела са измереним вредностима поља брзине и притисака, показује се да предложени модел може послужити за предикцију вихорног струјања у разматраним дифузорима;

5.3 Предлози за даља истраживања

На основу датог истраживања вихорног струјања у правом дифузору кружног попречног пресека, могу се дати и одређени предлози за даља истраживања:

- спровести истраживања вихорног струјања у правом дифузору кружног попречног пресека, са још већим укупним углом ширења (нпр. 14°). Наведени приступ, одређивања поља брзине и притиска у дифузору као и осталих параметара, захтева велики број експерименталних испитивања како би се на основу њих утврдиле опште формуле за укупне напоне турбулентног струјања;
- мерења на дифузорима са већим укупним углом ширења, спровести са циљем могућег формирања области параметра вихорног струјања на улазу у дифузор, у којем би однос коефицијента губитака при вихорном струјању са коефицијентом губитака при чисто аксијалном струјању, био мањи од један;
- на основу мерења са ЛДА мерном опремом, израчунати турбулентне (Рејнолдсове) напоне и анализирати их у односу на укупне напоне турбулентног струјања одређене у овом раду;
- израда транспарентног дифузору ради спровођења мерења са ПИВ и ЛДА мерним системима, а у циљу добијања квалитативне струјне слике;
- на основу даље анализе резултата истраживања, истражити могућност побољшања предложеног алгебарског модела.

Литература

- [1] Benišek M. Istraživanje vhornog strujanja u pravim cevima kružnog preseka, Doktorska disertacija, Mašinski fakultet, Beograd, 1979
- [2] Лечић М. Теоријска и експериментална истраживања турбулентних вихорних струјања, Докторска дисертација, Машински факултет, Београд, 2003
- [3] Чантрак Ђ. Анализа вртложног језгра и структуре турбуленције у правој цеви кружног попречног пресека иза кола аксијалних вентилатора применом PIV, LDA и HWA метода, Докторска дисертација, Машински факултет, Београд, 2012
- [4] Traub E. Ueber rotierende Stromungen in Rohren und ihre Anwendung zur Stabilisierung von elektrischen Flammenbogen, Analen der Physik 18, 1933
- [5] Ranque G. J. Experiences sur la detente giratoire avec productions simulatanees d un echappement d air chaud et d un echappement d air froid, BuUetin Bi - Mensuel de la Societe Francaise de Physique, 1933
- [6] Meldau E. Drallströmung im Drehhohlraum, Dissertation, TH Hannover, 1935
- [7] Schiebeler W. Luftströmungen mit Drall im Kreisrohr hinter radialem Leitapparat, Mitteilungen aus dem Max-Planck-Institut für Strömungsforschung, Heft 12, Göttingen, 1955
- [8] Schlünkes F. Messungen an Luftströmungen mit konstantem Drall im geraden Kreisrohr, Voith Forsch. und Konstr., Heft 5, S. 2.1-2.11, 1959
- [9] Laux H. Beitrag zur experimentallen Untersuchung von Drallströmungen im kreiszylindrischen Rohr, Dr.-Ing.-Diss., TU Berlin, 1961
- [10] Strscheletzky M. Gleichgewichtsformen der rotationssymmetrischen Strömungen mit konstantem Drall in geraden, zylindrischen Rotations Hohlräumen, Voith Forschg. und Konstr., Heft 5, S. 1.1-1.19, 1959
- [11] Протић З. Одређивање пречника мртве воде при вихорном струјању у правим цевима кружног пресека, Зборник радова, X Југословенски конгрес за рационалну и примењену механику, Башко поље, стр. 429-442, 1970
- [12] Benišek, M.: Investigation on the Existance of Stable Profile Vortex Flow Through Cylindrical Long Lined Circular Pipes, ZAMM 57, T.173 – 175, 1977
- [13] Collatz L., Görtler H. Rohrströmung mit schwachem Drall, ZAMP, Vol. 5, 1954
- [14] Einstein H.S., Li H. Steady vortex flow in a real fluid, Proc. HT & Fluid Mech., Institute Palo Alto, California, 1951
- [15] Kreith F., Sonju O.K. The decay of a turbulent swirl in a pipe, J. Fluid Mech., Vol. 22, part 2, pp. 257-271, 1965
- [16] Rochino A., Lavan Z. Analytical investigations of incompressible turbulent swirling flow in stationary ducts, J. Appl. Mech., Vol. 36, Trans. ASME, Vol. 91, Series E, pp. 151-158, 1969
- [17] Strscheletzky M, Trennungsschichten, Fortschr.-Ber., VDI-Z., Reihe 7, Nr. 32 1972
- [18] Akiyama T., Ikeda M. Fundamental study of the fluid mechanics of swirling pipe flow with air suction, Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev., 25, pp. 907- 913, 1986
- [19] Reader-Harris M. J. The decay of swirl in the pipe, Int. Heat and Fluid Flow, Vol. 15, No. 3, pp. 212-217, 1994
- [20] Yoshizawa A., Yokoi N., Nisizima S., Itoh S.-I., Itoh K. Variational approach to turbulent swirling pipe flow with the aid of helicity, Phys. Fluids, Vol. 13, No. 8, pp. 2309-2319, 2001

- [21] Тоћић А. Истраживање структуре нехомогене турбуленције применом инваријантне теорије, Магистарски рад, Машински факултет, Београд, 2007
- [22] Вукашиновић Б. Турбулентни пренос и проблеми његовог моделирања у вихорном струјању, Магистарска теза, Машински факултет, Београд, 1996
- [23] Lea J.F., Price D.C. 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, 1971
- [24] Baker D.W., Sayre C.L. 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, 1971
- [25] Sawatzki O. Drallströmung in langen kreisrunden Rohren, *Strömungsmechanik und Strömungsmaschinen*, Heft12, 1972
- [26] Senoo Y., Nagata T. Swirl flow in long pipes with different roughness, *Bull. JSME*, Vol. 15 NO. 90 pp. 1514-1521, 1972
- [27] Yajnik K.S., Subbiah M.V. Experiments on Swirling Turbulent Flows, Part 1, Similarity in Swirling Flows, *J. Fluid Mech.*, Vol. 60, Part 4, pp. 665-687, 1973
- [28] Ito S., Ogawa K., Kuroda C. Decay process of swirling flow in a circular pipe, *Int. Chem. Eng.*, Vol. 19 No. 4, pp. 600-605, 1979
- [29] Escudier M. P., Keller J. Recirculation in swirling flow: a manifestation of vortex break down, *AIAA Journal*, Vol. 23, No. 1, pp. 111-116, 1985
- [30] Nejad A. S., Ahmed S. A. 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, 1992
- [31] Khezzar L. Velocity measurements in the near field of a radial swirler, *Experimental Thermal and Fluid Science* 16, pp. 230-236, 1998
- [32] Scott C.J., Rask D.R. Turbulent viscosities for swirling flow in a stationary annulus, *J. Fluids Eng., Trans. ASME*, pp. 557-566, 1973
- [33] Murakami M., Kito O., Katayama Y., IIDA Y. An experimental study of swirling flow in pipes, *Bull. JSME*, Vol. 19, No. 128, pp. 118-126, 1976
- [34] Scott C. J., Bartelt K. W. Decaying annular swirl flow with inlet solid body rotation, *J. Fluid Eng.*, pp. 33-39, 1976
- [35] Algifri A.H., Bhardwaj R.K., Rao Y.V.N. Eddy viscosity in decaying swirl flow in a pipe, *Applied Scientific Research* 45, pp. 287-302, 1988
- [36] Murakami M., Kikuyama K. Turbulent flow in axially rotating pipes, *ASME J. Fluid Eng.*, Vol. 102, pp. 97-103, 1980
- [37] Benišek M. Investigation of Turbulent Stresses for Swirling flow in long lined Circular Pipes, *ZAMM* band 61, T.138-T.141, 1981
- [38] Čantrak S., Benišek M. Die Charakteristischen aus den mittleren Geschwindigkeitsverteilungen ermittelten Grössen der turbulenten Drallströmung in Rohren, *ZAMM*, Band 62, T 201-203, 1982
- [39] Benišek, M., Protić, Z., Nedeljković, M. Investigation on the Incompressible Turbulent Swirling Flow Characteristics Change Along Straight Circular Pipes, *ZAMM* 66, T.195 – 197, 1986
- [40] Benišek M., Čantrak S., Nedeljković M. Theoretical and experimental investigation of the turbulent swirling flow characteristics in circular pipes, *ZAMM* 68, H. 5, T 280-282, 1988

- [41] Benišek M., Čantrak S., Nedeljković M. 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, 1994
- [42] Benišek M., Čantrak S., Nedeljković M., Belošević S. Some Investigation Aspects on mean Swirling Flow Characteristics in Straight Circular Pipes, Proceedings II International Symposium - Contemporary Problems of Fluid Mechanics, p.81-84, Belgrade, Yugoslavia, 1996
- [43] Benišek M., Čantrak S., Nedeljković M. One method for determination of fluid flow boundary shape and swirling flow core radius, PAMM, Proc. Appl. Math. Mech. 2, pp. 346-347, 2003
- [44] Yowakim F.M., Kind R.J. Mean flow and turbulence measurements of annular swirling flows, J. Fluid Eng., Trans. of ASME, Vol. 110, pp. 257-263, 1988
- [45] Protić Z., Benišek M., Manasijević N. Swirling flow in the circular pipes-the characteristic values and flow-patterns specifics, ZAMM, B. 71, H. 5, T 456-459, 1991
- [46] Azad R.S. Turbulent Flow in a Conical Diffuser: A Review, Experimental Thermal and Fluid Science, 13:318-337, 1996
- [47] Patterson, G. N. Modern Diffuser Design, Aircraft Eng. 10, 267-273, 1938
- [48] Gibson, A. H. On the Flow of Water through Pipes Having Converging or Diverging Boundaries, Proc. Roy. Soc. A 83, 366-378, 1910
- [49] Gibson, A. H. On the Resistance to Flow of Water through Pipes or Passages Having Divergent Boundaries, Trans. Roy. Soc. A. Edinburgh 48(1), Part 5, 1911
- [50] Lyon, G. E. Flow in Conical Draft Tubes of Varying Angles, Mech. Eng. 44, 177-180, 1922
- [51] Robertson, J. M., Ross, D. Effect of Entrance Conditions on Diffuser Flow, ASCE Trans., Paper No. 2570, pp. 1068-1097, 1952
- [52] Uram, E. M. The Growth of an Axisymmetric Turbulent Boundary Layer in an Adverse Pressure Gradient, in Proc. Second U.S. Natl. Congr. Appl. Mech., Univ. Michigan, Ann Arbor, Michigan, ASME, pp. 687-695, 1954
- [53] Robertson, J. M., Hall, J. W. Effect of Adverse Pressure Gradients on Turbulent Boundary Layers in Axisymmetric Conduits, ASME J. Appl. Mech. 79, 191-196, 1957
- [54] Ruetenik, J. R., Corrsin, S. Equilibrium Turbulent Flow in a Slightly Divergent Channel, 50 Jahre Grenzschichtforschung Vieweg & Sohn, Braunschweig, 446-459, 1955
- [55] Robertson, J. M., Calehuff, G. L. Turbulence in a Diffuser Boundary Layer, Closure on Proc. ASCE Paper No. 1393, 1957, Proc. ASCE, HY-5, pp. 1832-55-1832-58, 1958
- [56] Okwuobi P.A.C., Azad R.S. Turbulence in a Conical Diffuser with Fully Developed Flow at Entry, Journal of Fluid Mech. Vol. 57, Part 3, pp. 603-622 1973
- [57] Lai, Y. C., So, R. M. C., Hwang, B. C. Calculation of Planar and Conical Diffuser Flows, ALAA J. 27, 542-548, 1989
- [58] Cho N., Fletcher C. Computation of turbulent conical diffuser flows using a non-orthogonal grid system, Computers & Fluids Vol. 19, No. 3/4, pp. 347-361, 1991
- [59] McDonald A.T., Fox R.W., Van Dewoestine R.V. Effects of Swirling Inlet Flow on Pressure Recovery in Conical Diffusers, AIAA Journal, Vol. 9, pp. 2014-2018 1971
- [60] Senoo Y., Kawaguchi N., Nagata T. Swirl Flow in Conical Diffusers, Bulletin JSME, Vol. 21, No. 151, pp. 112-119, 1978

- [61] Clausen P.D., Wood D.H. Some Measurements of Turbulent Swirling Flow Through an Exisymmetric Diffuser, Proceeding of Sixth Symposium on Turbulent Shear Flows, Edited by F.J. Durst et al., Paul Sabatier Univ., Toulouse, France, Sept. 7-9, pp. 1.3.1-1.3.5, 1987
- [62] Clausen P.D., Koh S.G., Wood D.H. Measurements of a Swirling Turbulent Boundary Layer Developing in a Conical Diffuser, Experimental Thermal and Fluid Science Journal, pp. 39 – 48, 1993
- [63] Okhio C.B., Horton H.P., Langer G. Calculation of Turbulent Swirling Flow Through Wide Angle Conical Diffusers and The Associated Dissipative Losses, Int. Journal Heat Fluid Flow, Vol. 7 (1), pp. 37- 48, 1986
- [64] Armfield S.W., Fletcher C.A.J. Numerical Simulation of Swirling Flow in Diffusers, International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol. 6, pp. 541 – 556, 1986
- [65] Hah C. Calculation of Various Diffuser Flows with Inlet Swirl and Inlet Distortion Effects, AIAA Journal Vol. 21 (8), pp. 1127-1133, 1983.
- [66] Steven W.A., Cho N.-H., Clive A.J. Prediction of Turbulence Quantities for Swirling Flow in Conical Diffusers, AIAA Journal, Vol. 28 (3), March, pp. 453–460, 1990
- [67] Abdalla M. H.A., El-Mayit M. M., Abd El-Hamid A. A., El-Shazly A. M., Turbulence in wide-angle conical diffusers with swirling flow, Alexandria Engineering Journal, Vol. 44, No. 4, July 2005
- [68] Abdalla H.A., El-Mayit M.M., Abd El-Hamid A.A., El-Shazly A.M. Prediction of Swirling Flow and Performance in Smooth and Rough Wide-Angle Conical Diffusers, Engineering Research Journal, Faculty of Engineering, Minoufiya University, Egypt, Vol. 27 (4), pp. 315-332, 2004
- [69] Liepe, F., Untersuchungen über das Verhalten von Drallströmungen in Kegeldiffusoren, Maschinenbautechnik, 12, No. 3, 137, 1963
- [70] So K.L. Vortex Phenomena in a Conical Diffuser, AIAA Journal, Vol. 5, No. 6, pp. 1072-1078, 1967
- [71] Wiggins E.G. Measurement and Correlation of Reynolds Stresses in a Conical Diffuser, Ph.D. thesis, Purdue Univ., Lafayette, Ind., 1976
- [72] Domkundwar V.M., Sriramulu V., Gupta M.C. Analysis of swirling recirculating reacting turbulent jets passing through diffusers, Combustion and Flame Volume 33, Pages 241–249, 1978
- [73] Neve R.S., Wirasinghe N.E.A. Changes in Conical Diffuser Performance by Swirl Addition, Aeronautical Quarterly, Vol. 29, No. 3, pp. 131-143, 1978
- [74] Armfield S., Cho N., Fletcher C. Prediction of Turbulence Quantities for Swirling Flow in Conical Diffusers, AIAA Journal, Vol. 28, No. 3, March 1990
- [75] Čantrak S. Experimentale Untersuchungen statistischer Eigenschaften turbulenter drallbehafteter Rohr- und Diffusorströmungen, Dr.-Ing.-Diss., Karlsruhe, 1981
- [76] Čantrak S. Experimentelle Untersuchungen statistischer Eigenschaften turbulenter Rohr- und Diffusorströmungen, Strömungsmechanik und Strömungsmaschinen, Heft 31/82, S. 23-66, Karlsruhe, 1982
- [77] Čantrak S., Felsch K.O., Jungbluth H. Turbulence Structure and Mechanism of the Transport Process in Diffusor Swirl Flow (in German), ZAMM 65 (4), pp. T 189-T 191, 1985

- [78] Benišek M., Nedeljković M., Čantrak S. An investigation on the incompressible turbulent mean swirling flow characteristics change along straight conical diffuser, ZAMM 70, pp. T 456-T 458, 1990
- [79] Benišek M., Čantrak S., Nedeljković M. Theoretical and experimental investigation of the turbulent swirling flow characteristics in a conical diffuser, ZAMM 71, H.5, T 453-456, 1991
- [80] Benišek M., Kilibarda R., Radulović, V. The method for Determination of Turbulent Stresses for a Swirling Flow in Straight Circular Diffusers, ZAMM, Vol.74, H.5, T.351-353, Berlin, 1994
- [81] Benišek M., Nedeljković M., Čantrak S. Investigation on the Energy Loss and Coriolis Coefficient Changes for Turbulent Swirling Flow in Straight Conical Diffuser, ZAMM, Vol.75 SI, S.325-326, Berlin, 1995
- [82] Benišek M., Nedeljković M., Čantrak S., Aničin S. Investigation on the swirling flow characteristics in the conical diffuser", ZAMM, Vol.81, Suppl.4, Wiley-VCH, Berlin, 2001
- [83] Benišek M.H., Ilić D.B., Čantrak Đ.S., Božić I.O. Investigation of the turbulent swirl flows in a conical diffuser, Thermal Science, Vol. 14, Suppl., pp. 141- 154, 2010
- [84] Ruprecht A., Helmrich T., Aschenbrenner T., Scherer T. Simulation of vortex rope in a turbine draft tube. Proceedings of the XXIst IAHR Symposium, volume 1, pages 259-265, 2002
- [85] Nilsson H. Numerical Investigations of Turbulent Flow in Water Turbines, Ph.D. thesis, Division of Thermo and Fluid Dynamics, Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden, 2002
- [86] Nilsson H., Page M. OpenFOAM simulation of the flow in the Holleforsen draft tube model, 3rd IAHR/ERCOFTAC workshop on draft tube flow, Porjus, Sweden, 2005
- [87] Gyllenram W., Nilsson H. Numerical Investigations of Swirling Flow in a Conical Diffuser, 22nd IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems, Stockholm, Sweden, June 29 – July 2, 2004
- [88] Gyllenram W., Nilsson H. Very Large Eddy Simulation of Draft Tube Flow, 23rd IAHR Symposium, Yokohama, October 2006
- [89] Buntić Ogor I., Gyllenram W., Ohlberg E., Nilsson H., Ruprecht A. An Adaptive Turbulence Model for Swirling Flow, Conference on Turbulence and Interactions TI2006, Porquerolles, France, May 29 - June 2, 2006
- [90] Petit O., Nilsson H., Muntean S., Susan-Resiga R. Unsteady Simulations of the Flow in a Swirl Generator, using OpenFOAM. International Journal of Fluid Machinery and Systems, 4 (1) pp. pp.199-208, 2011
- [91] Обрадовић Н. Основе турбомашина, Грађевинска књига, Београд, 1962
- [92] Сијерчић М. Математичко моделирање комплексних турбулентних транспортних процеса, Институт за нуклеарне науке "Винча", Београд, 1998
- [93] ISO 5801: 2007(E) Industrial fans – Performance testing using standardized airways
- [94] Бенишек М. Истраживање хидродинамичке стабилности вихорних струјања у осно симетричним ротацијским просторима, Магистарски рад, Машински факултет, Универзитет у Београду, 1976

- [95] Benišek M.H., Lečić M.R., Ilić D.B., Čantrak Đ.S. 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, 2010
- [96] ISO 3966:2008 (E) Measurement of fluid flow in closed conduits – Velocity area method using Pitot static tubes
- [97] Повх И.Л., *Aerodynamic Experiments in Mechanical Engineering* (in Russian), Moscow, Leningrad, 1974
- [98] Идельчик И. Е. *Справочник по гидравлическим сопротивлениям*, Машиностроение, Москва, 1975
- [99] Чантрак С. *Механика флуида – скрипте*, Машински факултет, Београд, 2009
- [100] Steenbergen W., Voskamp J. The rate of decay of swirl in turbulent pipe flow, *Flow Measurement and Instrumentation* 9, 67–78, 1998

Ознаке и јединице

A	$[m^2]$	површина попречног пресека
$A_{0\phi}$	$[m^5/s^2]$	еквивалент момента вихорног струјања целокупног попречног пресека за $z^* = 0$ (од 0 до R_0)
$A_{r\phi}$	$[m^5/s^2]$	еквивалент момента вихорног струјања прстенастог попречног пресека за $z^* = 0$ (од r до R_0)
A_{0z}	$[m^4/s^2]$	еквивалент количине кретања вихорног струјања целокупног попречног пресека за $z^* = 0$ (од 0 до R_0)
A_{rz}	$[m^4/s^2]$	еквивалент количине кретања вихорног струјања прстенастог попречног пресека попречног пресека за $z^* = 0$ (од r до R_0)
$B_{0\phi}$	$[-]$	коэффицијент пригушења момента вихорног струјања за целокупни пресек од 0 до R_i дуж дифузора (од $i = 0$ до $i = 10$)
$B_{r\phi}$	$[-]$	коэффицијент пригушења момента вихорног струјања прстенастог пресека r до R_i дуж дифузора (од $i = 0$ до $i = 10$)
B_{0z}	$[-]$	коэффицијент пригушења количине кретања вихорног струјања за целокупни пресек од 0 до R_i дуж дифузора (од $i = 0$ до $i = 10$)
B_{rz}	$[-]$	коэффицијент пригушења количине кретања вихорног струјања прстенастог пресека r до R_i дуж дифузора (од $i = 0$ до $i = 10$)
c	$[m/s]$	тренутна (локална) брзина струјања флуида
c_z	$[m/s]$	аксијална компонента тренутне брзине
c_u	$[m/s]$	обимска компонента тренутне брзине
c_r	$[m/s]$	радијална компонента тренутне брзине
\bar{c}	$[m/s]$	просечна (временски осредњена) брзина струјања флуида
\bar{c}_z	$[m/s]$	аксијална компонента просечне брзине
\bar{c}_u	$[m/s]$	обимска компонента просечне брзине
\bar{c}_r	$[m/s]$	радијална компонента просечне брзине
\bar{c}_{zm}	$[m/s]$	средња проточна брзина по попречном пресеку дифузора
c'	$[m/s]$	флукутирајући (пулзациони) део локалне брзине струјања флуида
d	$[mm]$	пречник сонде
d_u	$[mm]$	унутрашњи пречник сонде
D	$[m]$	унутрашњи пречник попречног пресека
dV	$[m^3]$	елементарна запремина флуидног делића
dm	$[kg]$	елементарна маса флуидног делића
\bar{e}_c	$[J/kg]$	осредњена јединична кинетичка енергија укупне брзине
\bar{e}_{c_u}	$[J/kg]$	осредњена јединична кинетичка енергија обимске компоненте брзине
\bar{e}_{c_z}	$[J/kg]$	осредњена јединична кинетичка енергија аксијалне компоненте брзине

$\bar{e}_{\Delta p}$	[J/kg]	осредњена јединична релативна енергија притиска
$\bar{e}_{\Delta p_i}$	[J/kg]	осредњена јединична релативна укупна (тотална) енергија
f	[-]	корекциони фактор гасне константе ваздуха обзиром на релативну влажност ваздуха
$F_{c'_z}$	[-]	коэффицијент спљоштености густине расподеле вероватноће аксијалне флукуационе брзине c'_z
$F_{c'_r}$	[-]	коэффицијент спљоштености густине расподеле вероватноће радијалне флукуационе брзине c'_r
$F_{c'_u}$	[-]	коэффицијент спљоштености густине расподеле вероватноће обимске флукуационе брзине c'_u
g	[m/s ²]	убрзање силе Земљине теже
I_{0z}	[m ⁵ /s ²]	еквивалент количине кретања вихорног струјања у целокупном попречном пресеку од 0 до R_i дуж дифузора (од $i = 0$ до $i = 10$)
I_{rz}	[m ⁵ /s ²]	еквивалент количине кретања вихорног струјања прстенастог попречног пресека од r до R_i дуж дифузора (од $i = 0$ до $i = 10$)
$I_{0\varphi}$	[m ⁵ /s ²]	еквивалент момента вихорног струјања целокупног попречног пресека од 0 до R_i дуж дифузора (од $i = 0$ до $i = 10$)
$I_{r\varphi}$	[m ⁵ /s ²]	еквивалент момента вихорног струјања прстенастог попречног пресека од r до R_i дуж дифузора (од $i = 0$ до $i = 10$)
$K_{0\varphi}$	[-]	коэффицијент променљиве $B_{0\varphi}$
$K_{r\varphi}$	[-]	коэффицијент променљиве $B_{r\varphi}$
K_{0z}	[-]	коэффицијент променљиве B_{0z}
K_{rz}	[-]	коэффицијент променљиве B_{rz}
\dot{K}_{c_z}	[N]	количина кретања од аксијалних компоненти брзина
$\dot{K}_{c_{zm}}$	[N]	количина кретања од средњених проточних брзина
L	[m]	дужина дифузора
M	[-]	Махов број
\dot{m}	[kg/s]	масени проток
\dot{M}_{c_u}	[Nm]	момент количине кретања од обимских компоненти брзина
n_1	[-]	степен ширења дифузора (однос површина излазног и улазног попречног пресека дифузора)
n	[min ⁻¹]	брзина обртања вентилатора
n_b	[min ⁻¹]	брзина обртања помоћног вентилатора
$n_{0\varphi}$	[-]	коэффицијент променљиве $B_{0\varphi}$
$n_{r\varphi}$	[-]	коэффицијент променљиве $B_{r\varphi}$
n_{0z}	[-]	коэффицијент променљиве B_{0z}
n_{rz}	[-]	коэффицијент променљиве B_{rz}
p	[Pa]	апсолутни статички притисак
p_t	[Pa]	апсолутни тотални (укупни, зауставни) притисак

p_R	[Pa]	апсолутни статички притисак на зиду дифузора
\bar{p}	[Pa]	временски осредњени апсолутни статички притисак
\bar{p}_a	[Pa]	временски осредњени апсолутни атмосферски притисак
\bar{p}_t	[Pa]	временски осредњени апсолутни тотални (укупни, зауставни) притисак
\bar{p}_R	[Pa]	временски осредњени апсолутни статички притисак на зиду дифузора
p_{rz}	[Pa]	тангенцијална компонента укупног напона турбулентног струјања која делује у равни управној на радијус r и у правцу z
p_{rz}^d	[Pa]	делимични напон напона p_{rz}
$p_{R,z}$	[Pa]	тангенцијална компонента укупног напона турбулентног струјања p_{rz} на зиду дифузора
$p_{r\varphi}$	[Pa]	тангенцијална компонента укупног напона турбулентног струјања која делује у равни управној на радијус r и у правцу φ
$p_{r\varphi}^d$	[Pa]	делимични напон напона $p_{r\varphi}$
$p_{R,\varphi}$	[Pa]	тангенцијална компонента укупног напона турбулентног струјања $p_{r\varphi}$ на зиду дифузора
Q	[m ³ /s]	запремински проток
r	[m]	радијално растојање мерне тачке од осе дифузора (текућа координата цилиндричног координатног система)
r^+	[-]	бездимензијски радијални положај мерне тачке $r^+ = r / R_i$
r^*	[-]	бездимензијски радијални положај мерне тачке у односу на полупречник улазног попречног пресека дифузора $r^* = r / R_0$
r_0	[m]	полупречник вртложног језгра
R	[m]	унутрашњи полупречник попречног пресека
R_a	[μ m]	средња аритметичка вредност
Re	[-]	Рејнолдсов број
R_g	[J/kgK]	универзална гасна константа
$S_{c'_z}$	[-]	кофицијент асиметрије густине расподеле вероватноће аксијалне флукуационе брзине c'_z
$S_{c'_r}$	[-]	кофицијент асиметрије густине расподеле вероватноће аксијалне флукуационе брзине c'_r
$S_{c'_u}$	[-]	кофицијент асиметрије густине расподеле вероватноће аксијалне флукуационе брзине c'_u
t_a	[°C]	температура околног ваздуха (околине)
T_a	[K]	апсолутна температура околног ваздуха (околине)
z	[m]	текућа координата дуж осе дифузора (позитиван смер у правцу струјања)
z^*	[-]	бездимензијска текућа координата дуж осе дифузора $z^* = z / R_0$
α	[°]	струјни угао
α'	[grad]	очитани струјни угао

α_{dif}	[°]	укупни угао ширења дифузора
α_{ml}	[-]	калибрациони коефицијент млазнице
α_S	[-]	Кориолисов коефицијент
β	[-]	Бусинесков број
β_R	[°]	угао постављања профила лопатице радног кола вентилатора на пречнику уз кућиште
γ	[°]	угао врха угловне сонде
Γ	[m ² /s]	циркулација
$\dot{\Gamma}$	[Nm]	момент количине кретања вихорног струјања (проток циркулације)
$\bar{\Gamma}$	[m ² /s]	осредњена јединична укупна циркулација
Γ^*	[-]	бездимензијски еквивалент циркулације
$\Delta \bar{e}_{\Delta p_i}$	[J/kg]	разлика релативних осредњених јединичних укупних (тоталних) енергија
Δh_{kor}	[mmH ₂ O]	поправка показивања релативног статичког притиска
$\Delta \bar{p}$	[Pa]	временски осредњени релативни статички притисак
$\Delta \bar{p}_t$	[Pa]	временски осредњени релативни тотални (укупни, зауставни) притисак
$\Delta \bar{p}_R$	[Pa]	временски осредњени релативни статички притисак на зиду дифузора
$\Delta \bar{p}_d$	[Pa]	временски осредњени динамички притисак
$\varepsilon_{r\varphi}$	[m ² /s]	коефицијент турбулентне вискозности напона $p_{r\varphi}$
ε_{rz}	[m ² /s]	коефицијент турбулентне вискозности напона p_{rz}
ζ_A	[-]	укупни локални коефицијент отпора за чисто аксијално струјање
ζ_S	[-]	укупни локални коефицијент отпора за вихорно струјање
η	[Pa · s]	динамичка вискозност
θ	[-]	јачина вихора (интезитет вихорног струјања)
λ	[-]	коефицијент трења
ν	[m ² /s]	кинематска вискозност
ν_1	[-]	бездимензиони пречник аксијалног вентилатора
ρ	[kg/m ³]	густина флуида
ρ'	[kg/m ³]	флукутирајући (пулзациони) део густине флуида
$\bar{\rho}$	[kg/m ³]	просечна густина флуида
σ_{c_z}	[m/s]	интезитет турбуленције у аксијалном правцу
σ_{c_r}	[m/s]	интезитет турбуленције у радијалном правцу
σ_{c_θ}	[m/s]	интезитет турбуленције у обимском правцу
φ	[°]	текућа координата цилиндричног система
Φ	[-]	фактор сличности
Ω	[-]	параметар вихорног струјања (вихорни број)
Ω_r	[-]	локални параметар вихорног струјања

Индекс

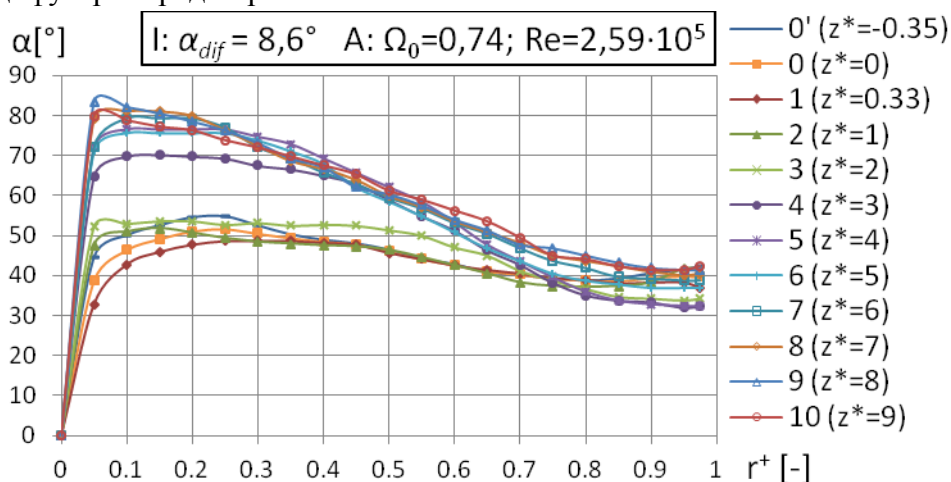
<i>i</i>	одговарајући попречни пресек дифузора
*	бездимензијска величина
+	бездимензијска величина
<i>S</i>	вихорно струјање
<i>A</i>	аксијално струјање

Скраћенице

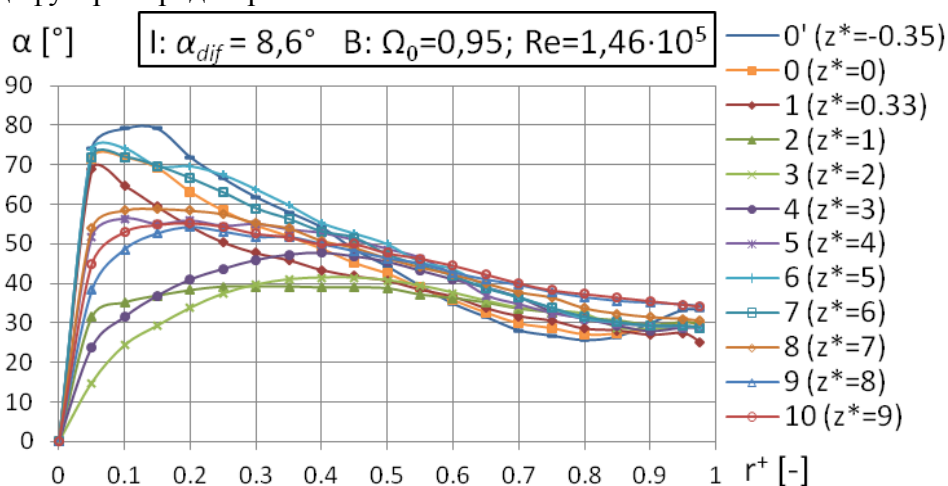
CFD	Computational fluid dynamics
DNS	Direct numerical simulation
LES	Large Eddy Simulation
LDA	Laser Doppler Anemometry
RANS	Raynolds averaged Navier-Stokes
PIV	Particle Image Velocimetry
КС	класична сонда

Прилози

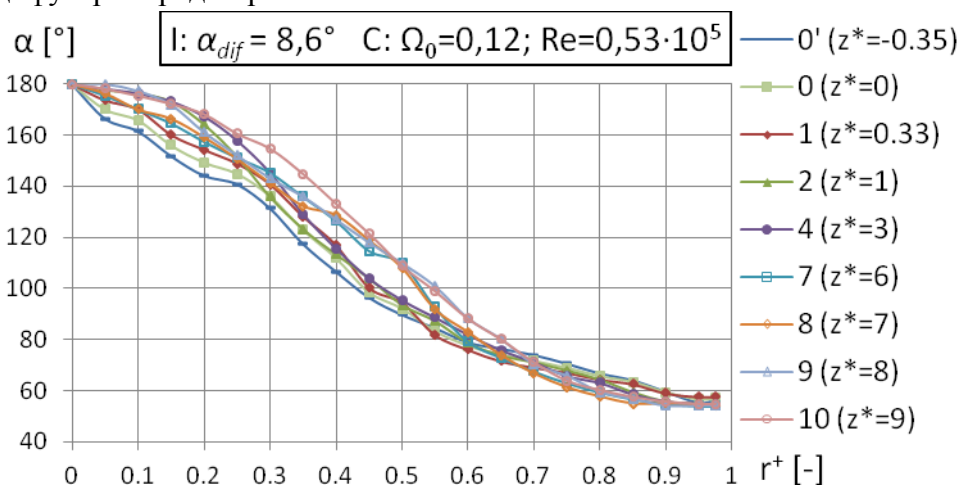
Дијаграм 1. Промена струјног угла α дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим А



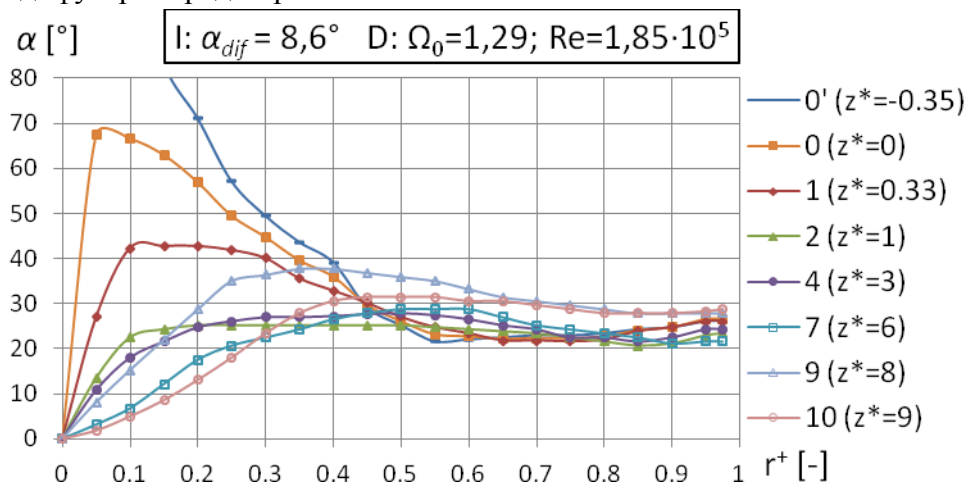
Дијаграм 2. Промена струјног угла α дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим В



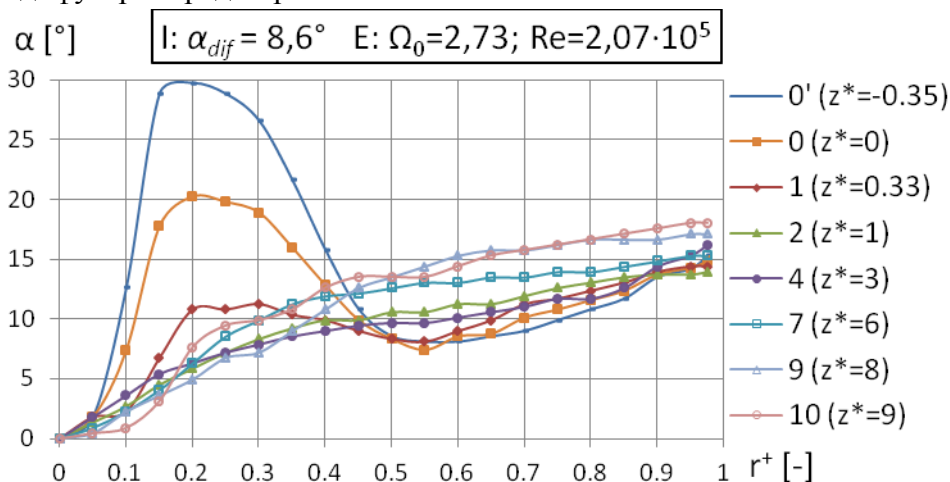
Дијаграм 3. Промена струјног угла α дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим С



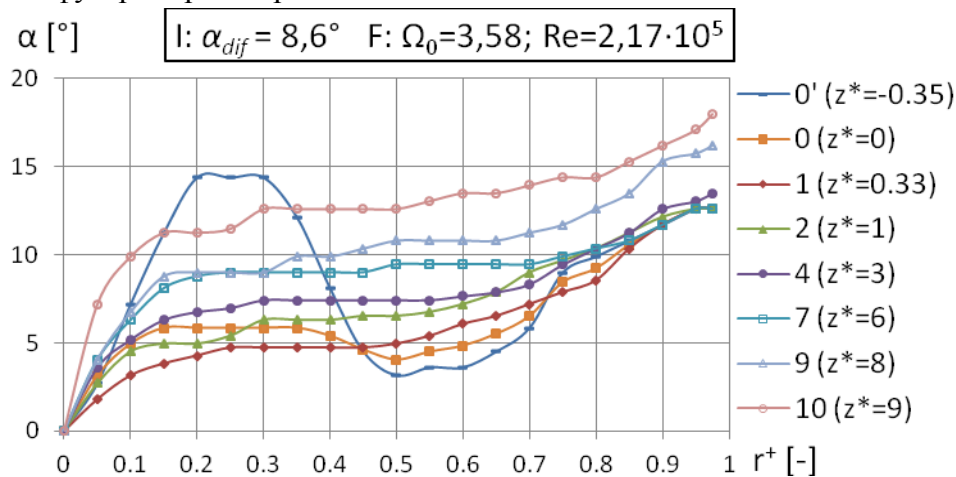
Дијаграм 4. Промена струјног угла α дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим D



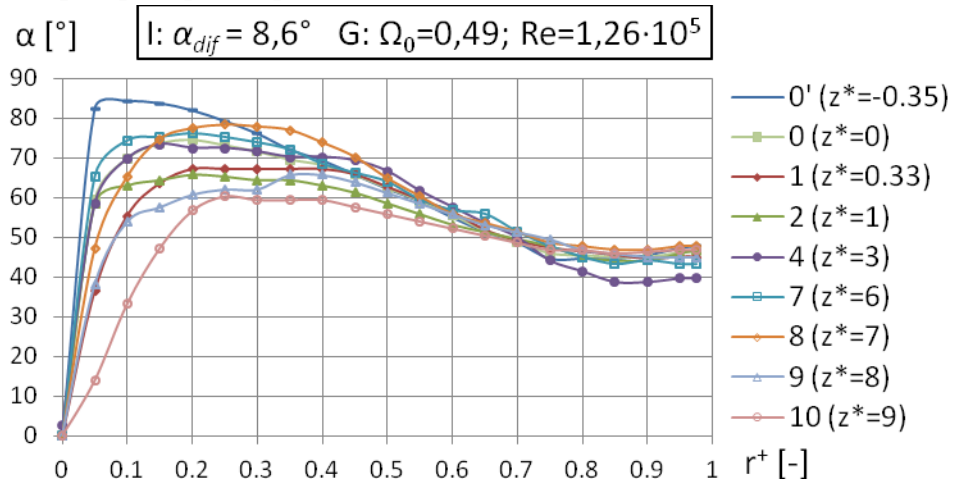
Дијаграм 5. Промена струјног угла α дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим E



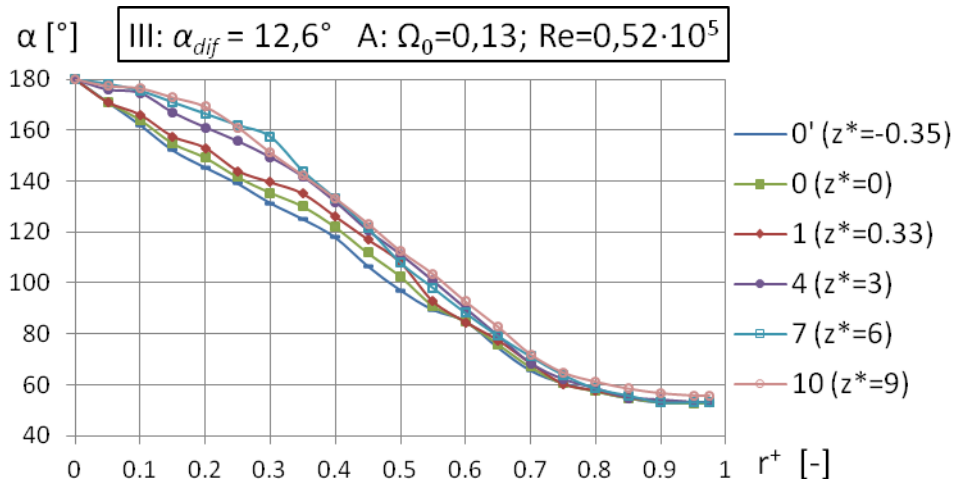
Дијаграм 6. Промена струјног угла α дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим F



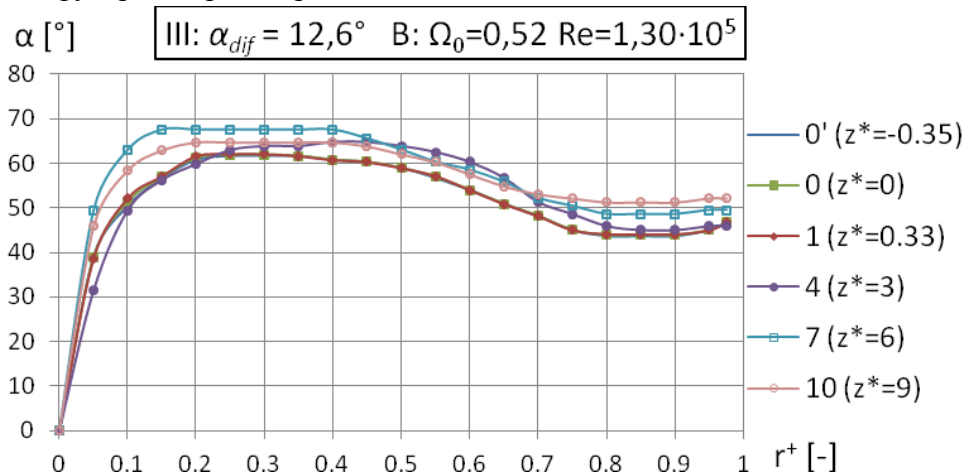
Дијаграм 7. Промена струјног угла α дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим G



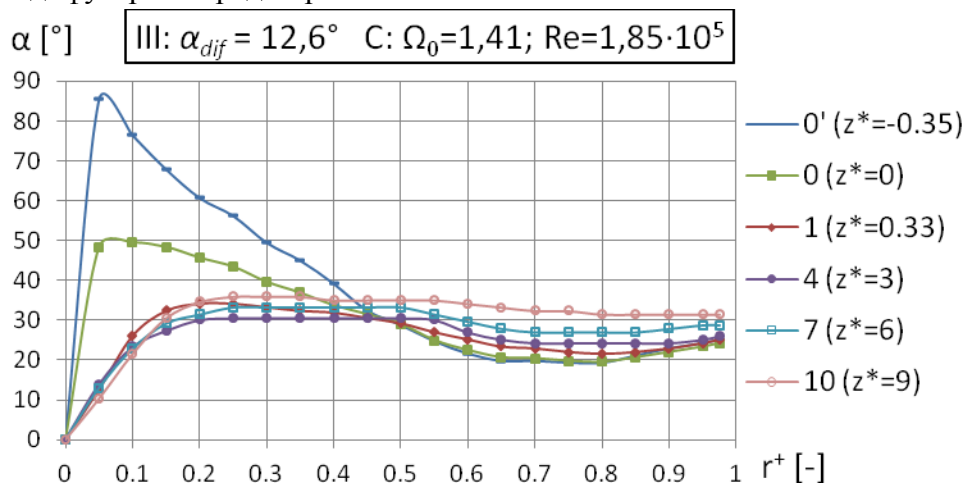
Дијаграм 8. Промена струјног угла α дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим A



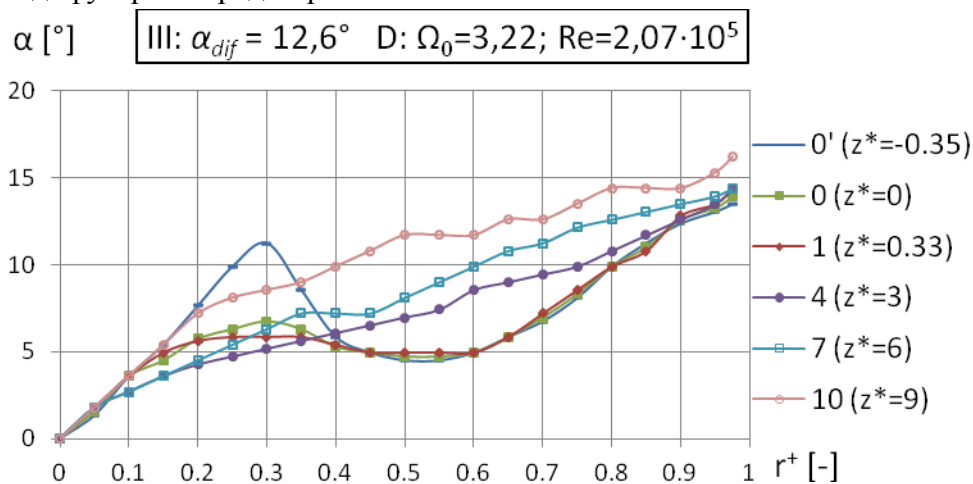
Дијаграм 9. Промена струјног угла α дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим B



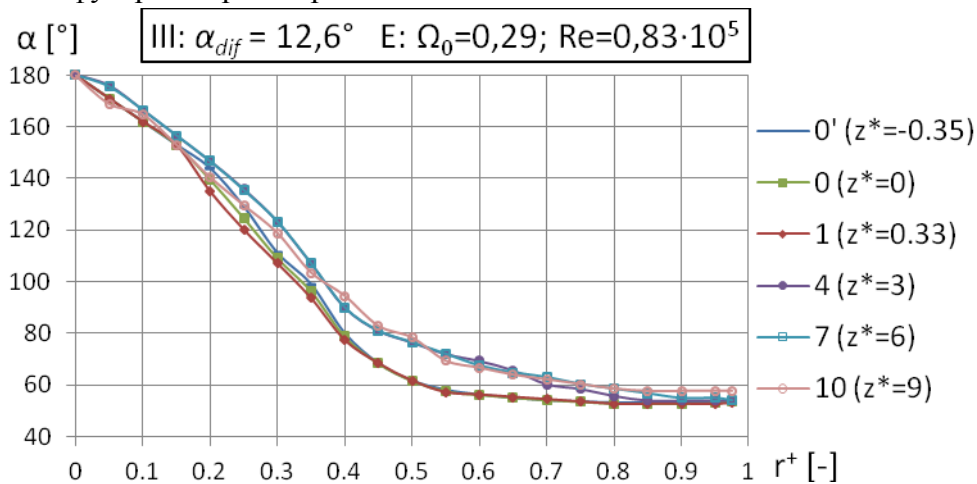
Дијаграм 10. Промена струјног угла α дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим С



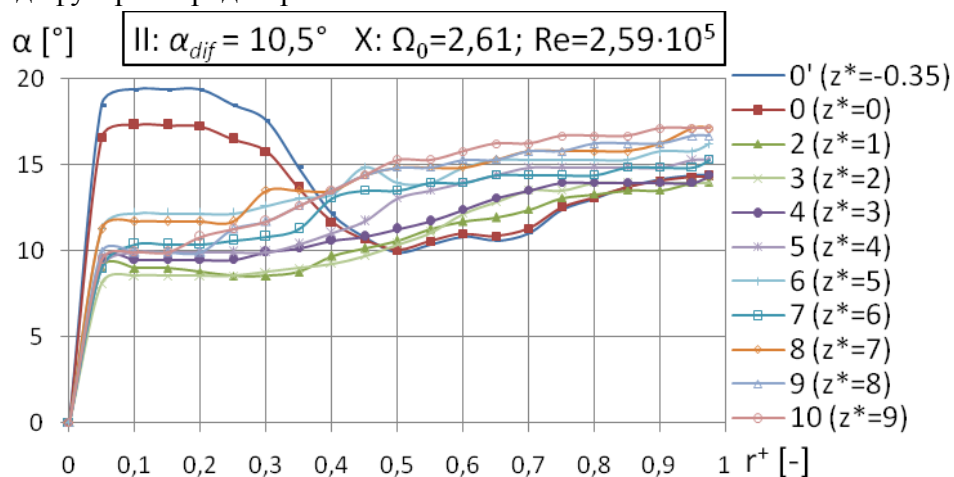
Дијаграм 11. Промена струјног угла α дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим D



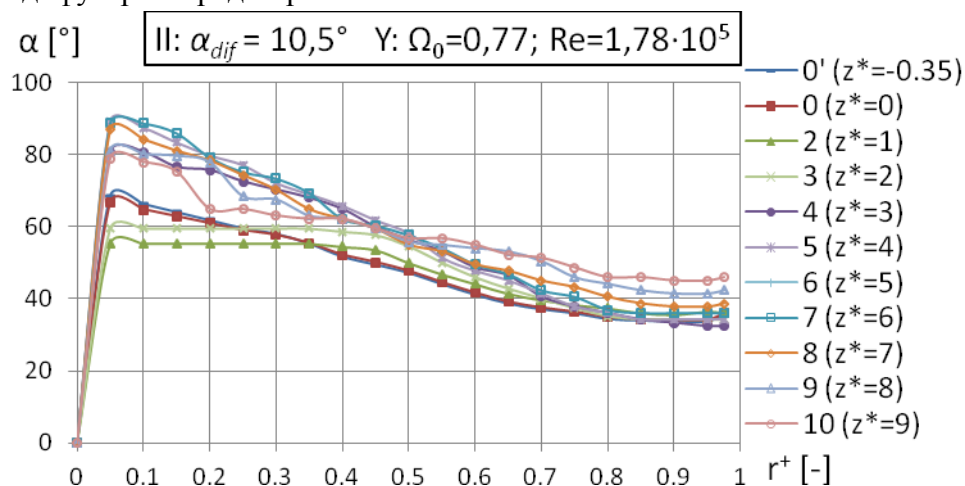
Дијаграм 12. Промена струјног угла α дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим E



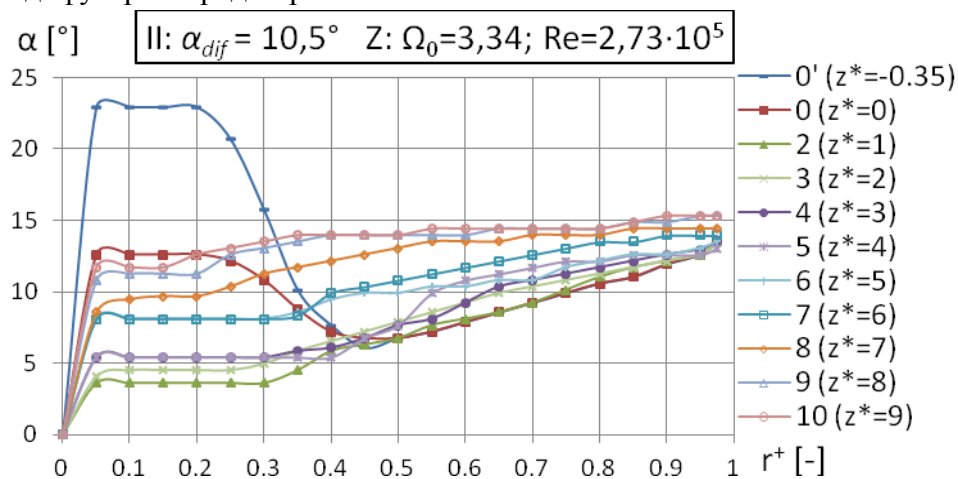
Дијаграм 13. Промена струјног угла α дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора II: радни режим X



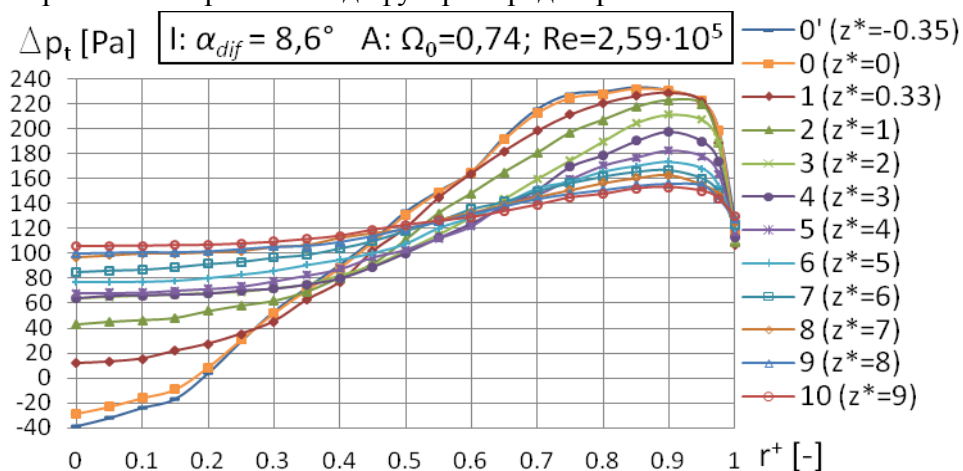
Дијаграм 14. Промена струјног угла α дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора II: радни режим Y



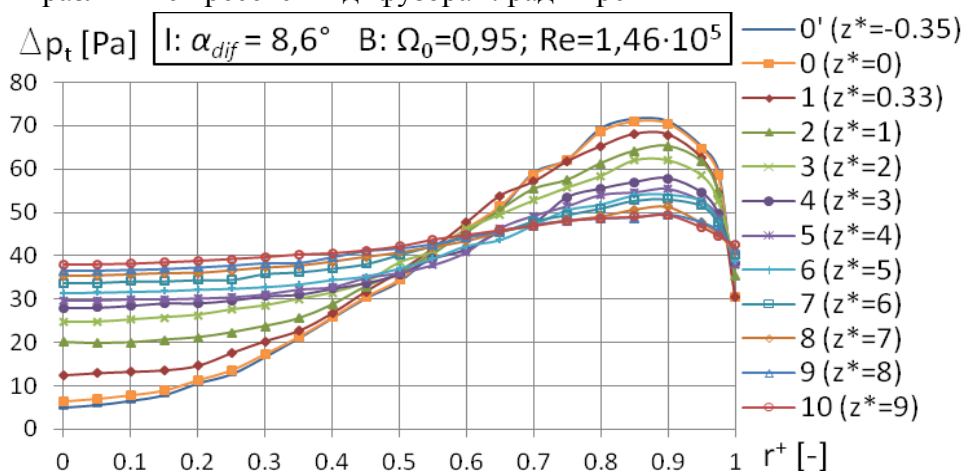
Дијаграм 15. Промена струјног угла α дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора II: радни режим Z



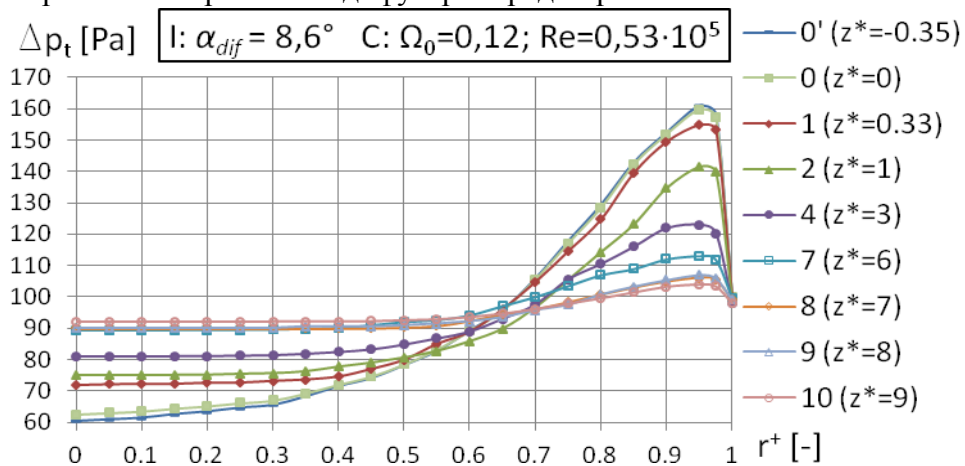
Дијаграм 16. Промена релативног тоталног притиска $\Delta \bar{p}_t$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим А



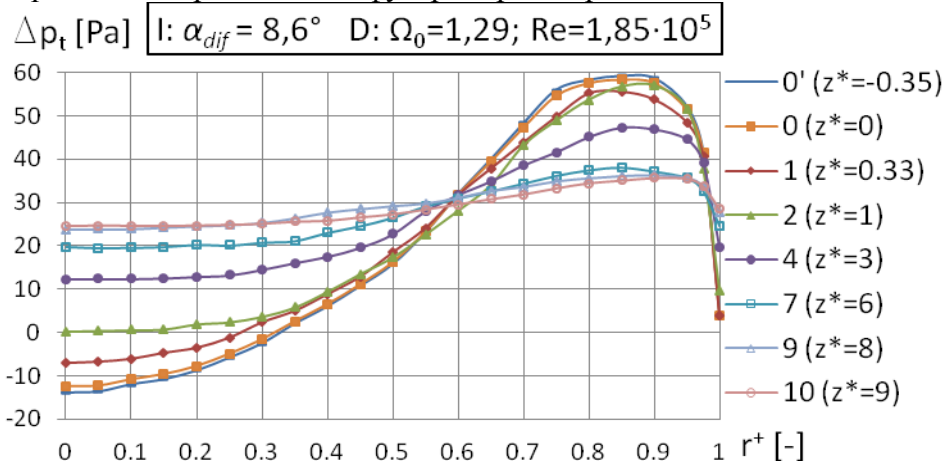
Дијаграм 17. Промена релативног тоталног притиска $\Delta \bar{p}_t$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим В



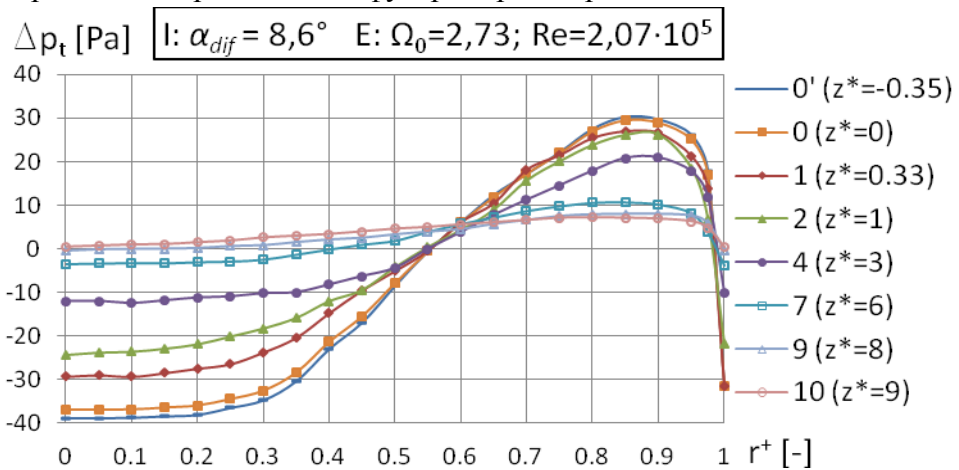
Дијаграм 18. Промена релативног тоталног притиска $\Delta \bar{p}_t$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим С



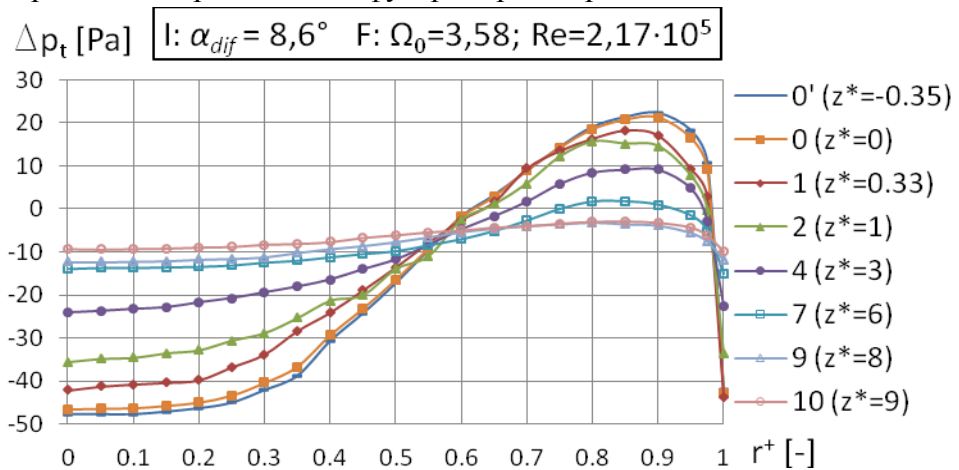
Дијаграм 19. Промена релативног тоталног притиска $\Delta \bar{p}_t$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим D



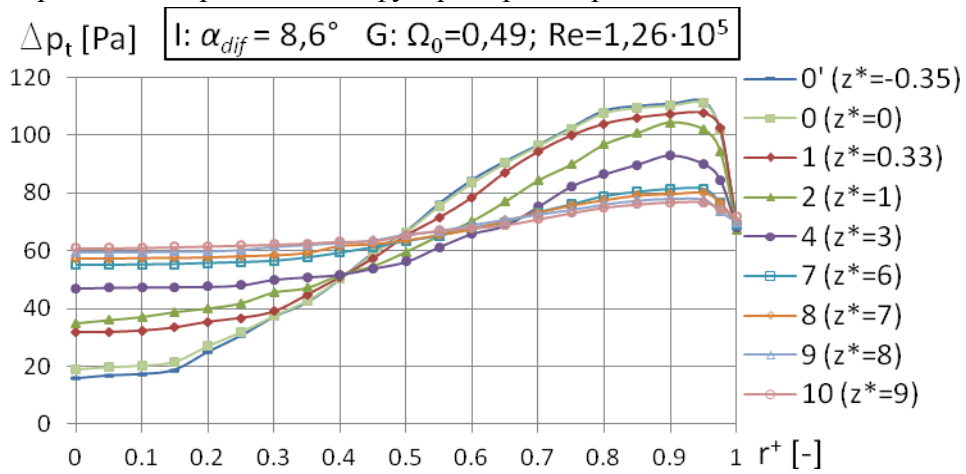
Дијаграм 20. Промена релативног тоталног притиска $\Delta \bar{p}_t$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим E



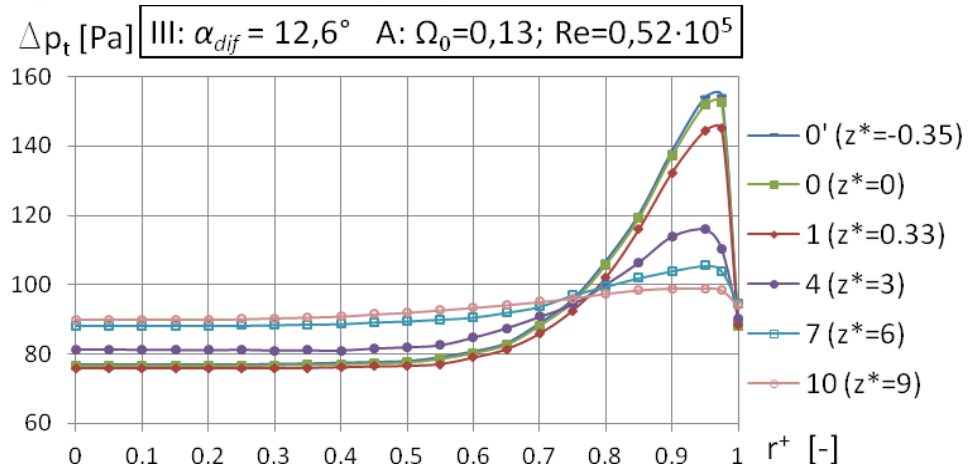
Дијаграм 21. Промена релативног тоталног притиска $\Delta \bar{p}_t$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим F



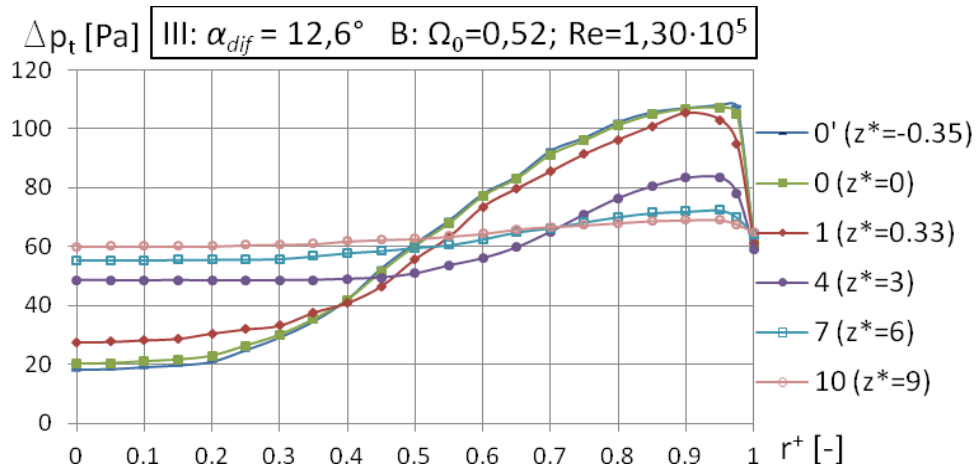
Дијаграм 22. Промена релативног тоталног притиска $\Delta \bar{p}_t$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим G



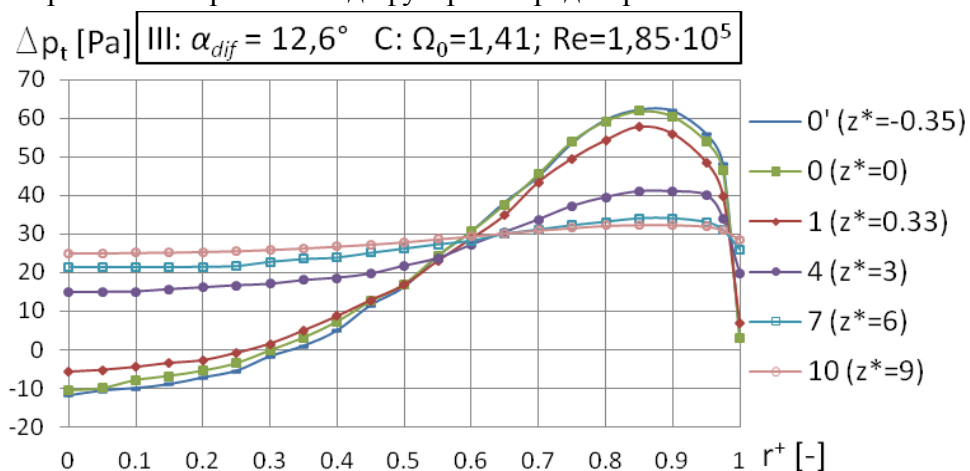
Дијаграм 23. Промена релативног тоталног притиска $\Delta \bar{p}_t$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим A



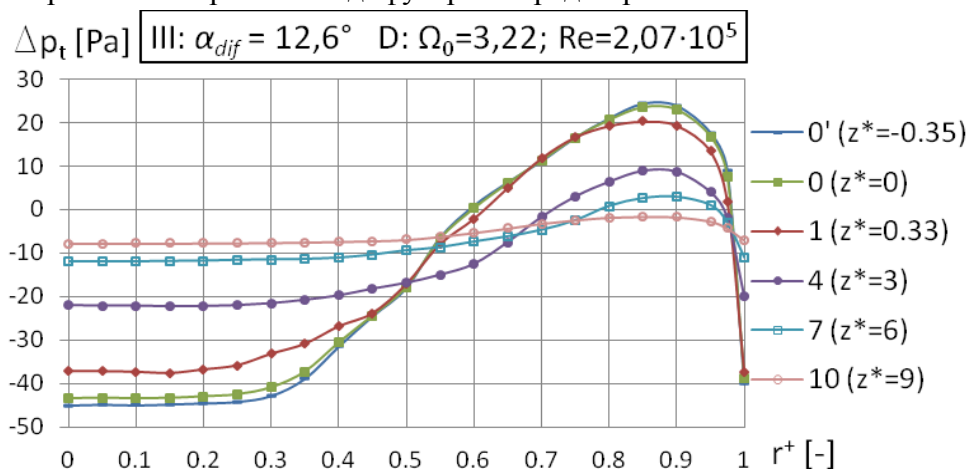
Дијаграм 24. Промена релативног тоталног притиска $\Delta \bar{p}_t$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим B



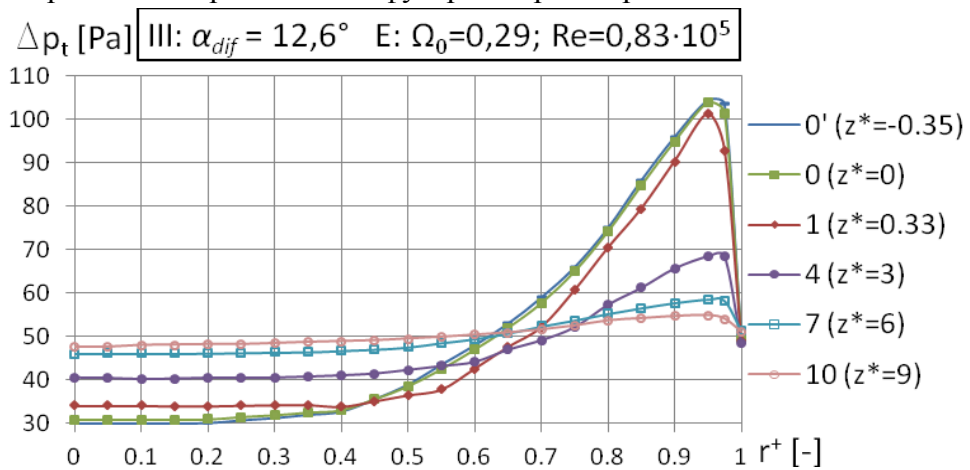
Дијаграм 25. Промена релативног тоталног притиска $\Delta \bar{p}_t$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим C



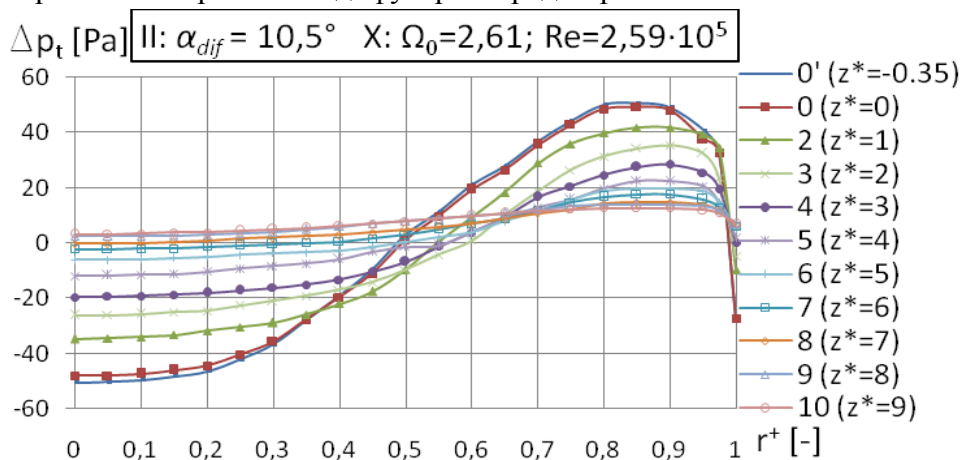
Дијаграм 26. Промена релативног тоталног притиска $\Delta \bar{p}_t$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим D



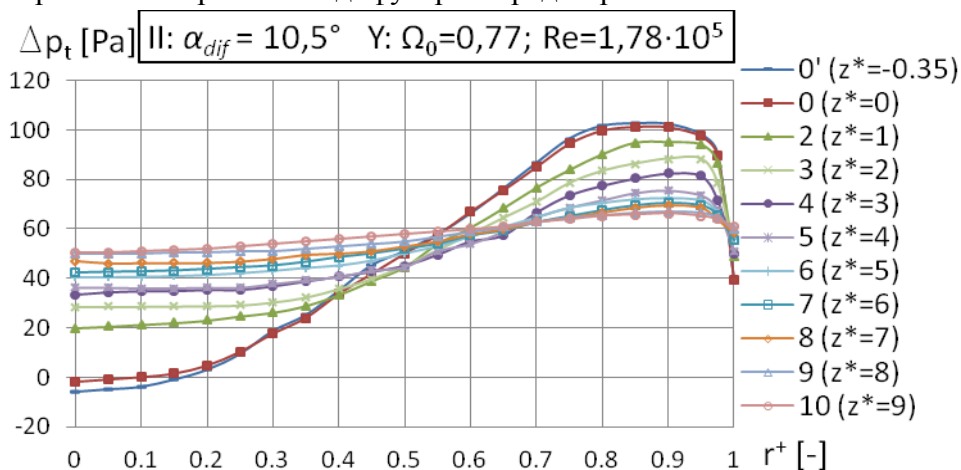
Дијаграм 27. Промена релативног тоталног притиска $\Delta \bar{p}_t$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим E



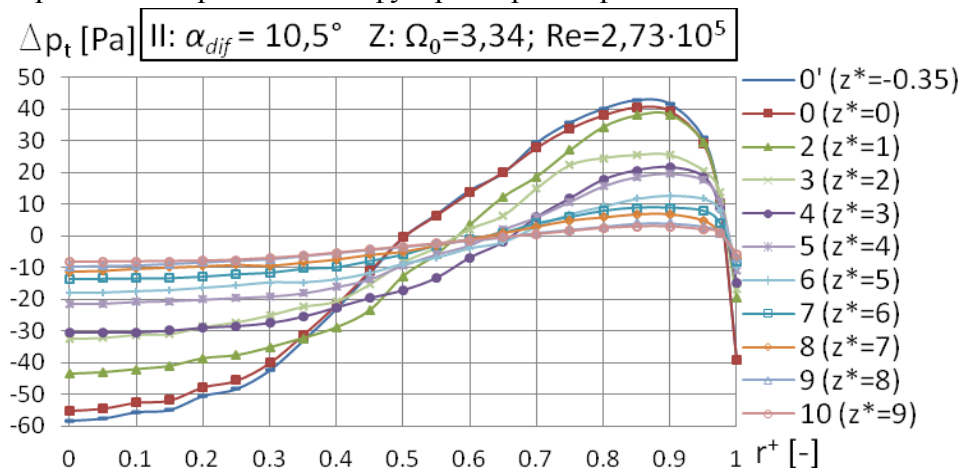
Дијаграм 28. Промена релативног тоталног притиска $\Delta \bar{p}_t$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора II: радни режим X



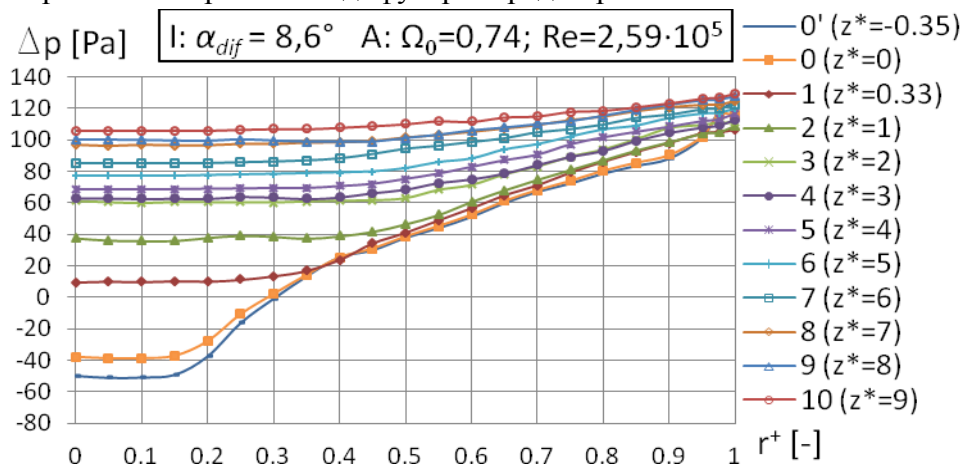
Дијаграм 29. Промена релативног тоталног притиска $\Delta \bar{p}_t$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора II: радни режим Y



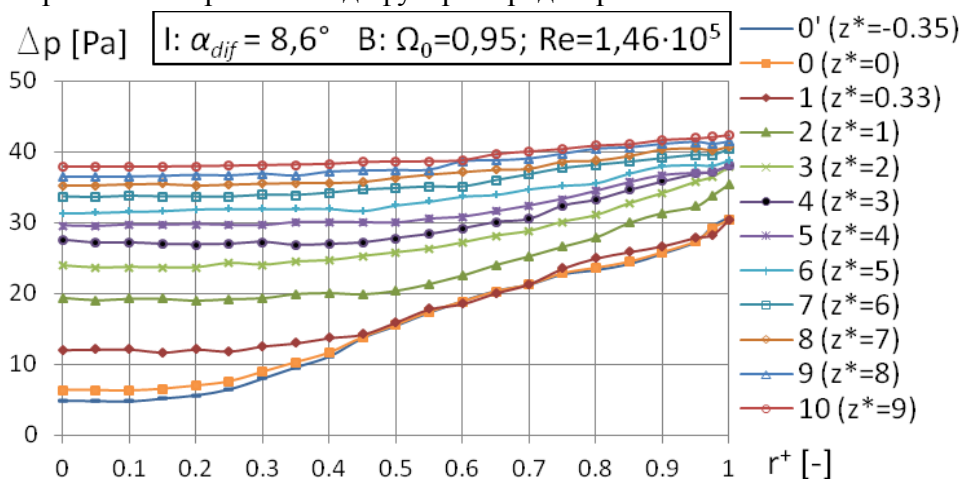
Дијаграм 30. Промена релативног тоталног притиска $\Delta \bar{p}_t$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора II: радни режим Z



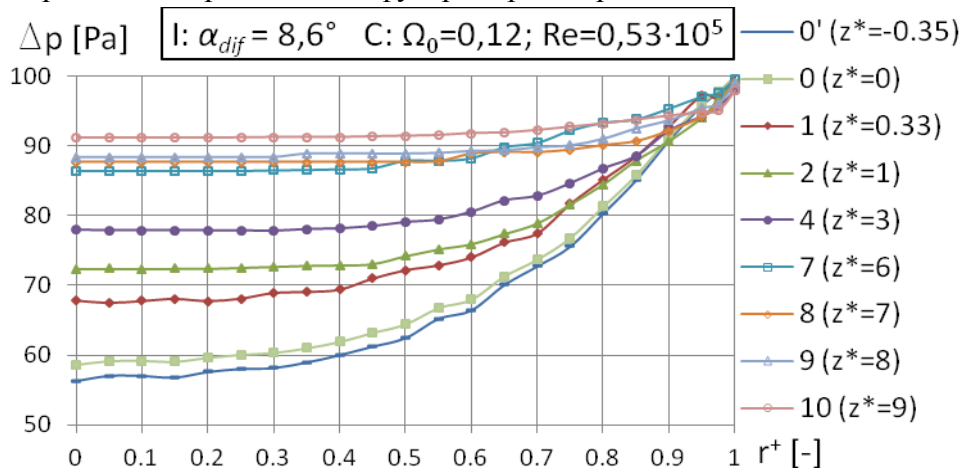
Дијаграм 31. Промена релативног статичког притиска $\Delta \bar{p}$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим А



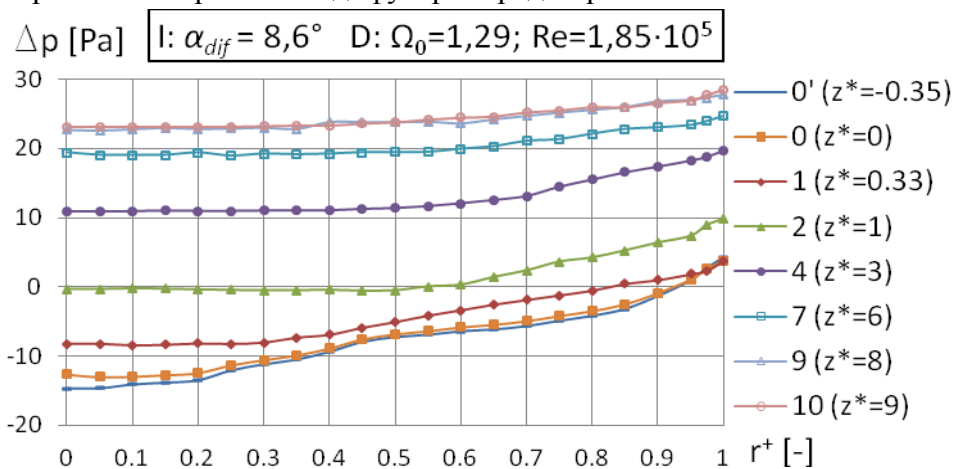
Дијаграм 32. Промена релативног статичког притиска $\Delta \bar{p}$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим В



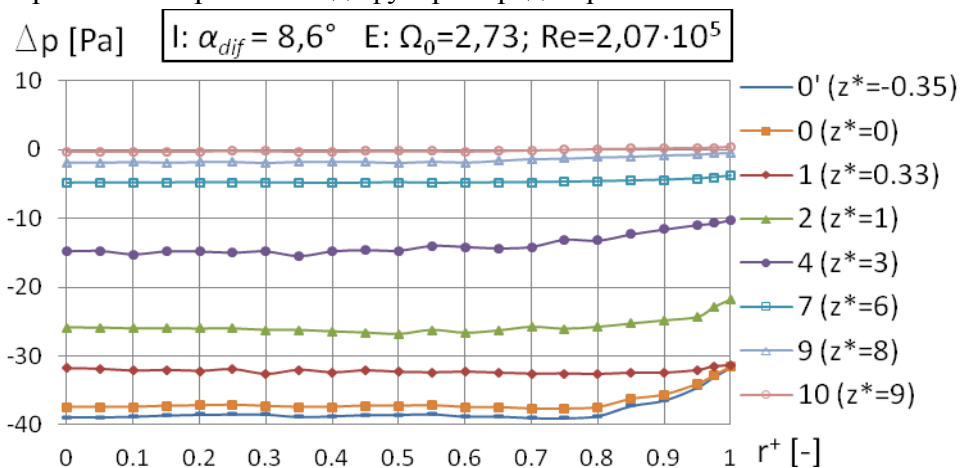
Дијаграм 33. Промена релативног статичког притиска $\Delta \bar{p}$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим С



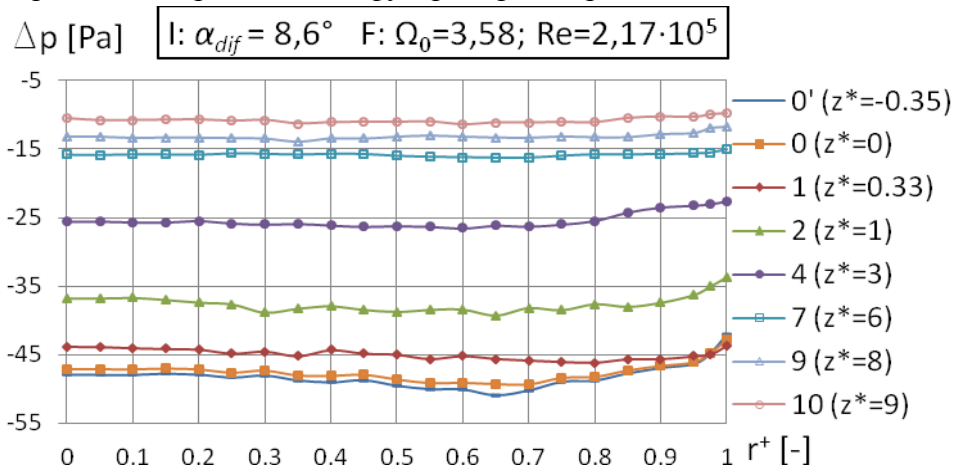
Дијаграм 34. Промена релативног статичког притиска $\Delta \bar{p}$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим D



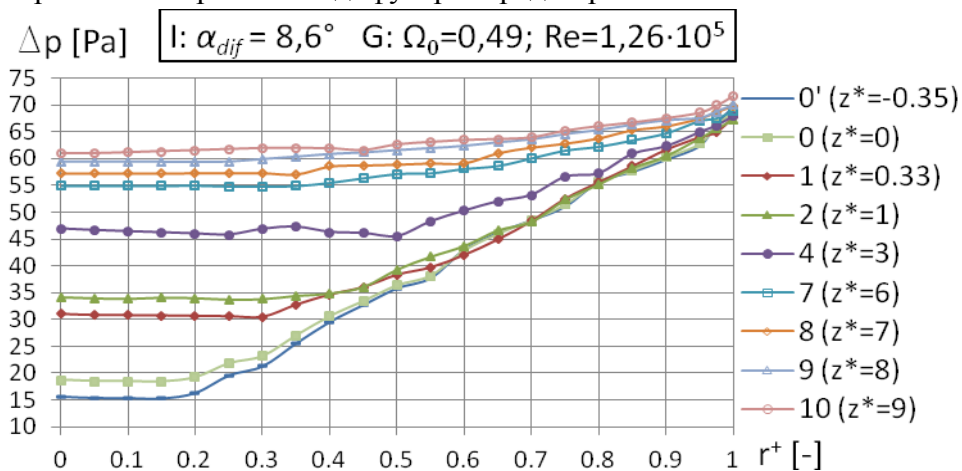
Дијаграм 35. Промена релативног статичког притиска $\Delta \bar{p}$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим E



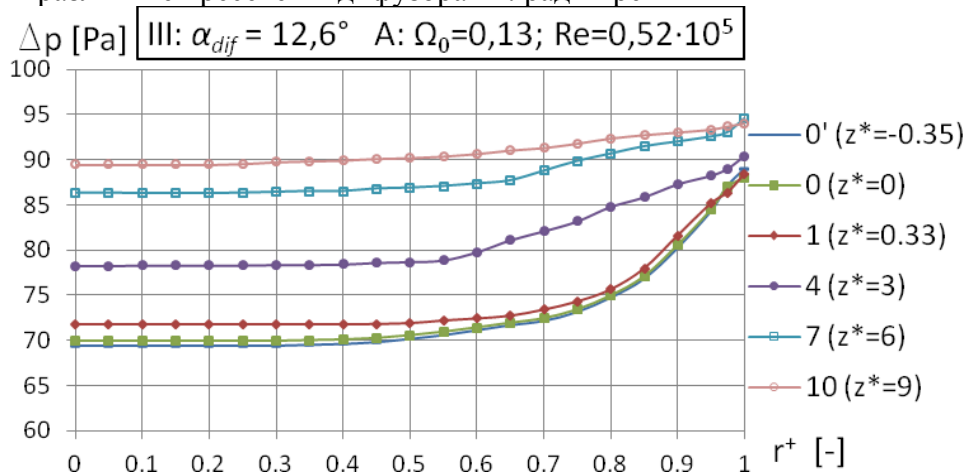
Дијаграм 36. Промена релативног статичког притиска $\Delta \bar{p}$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим F



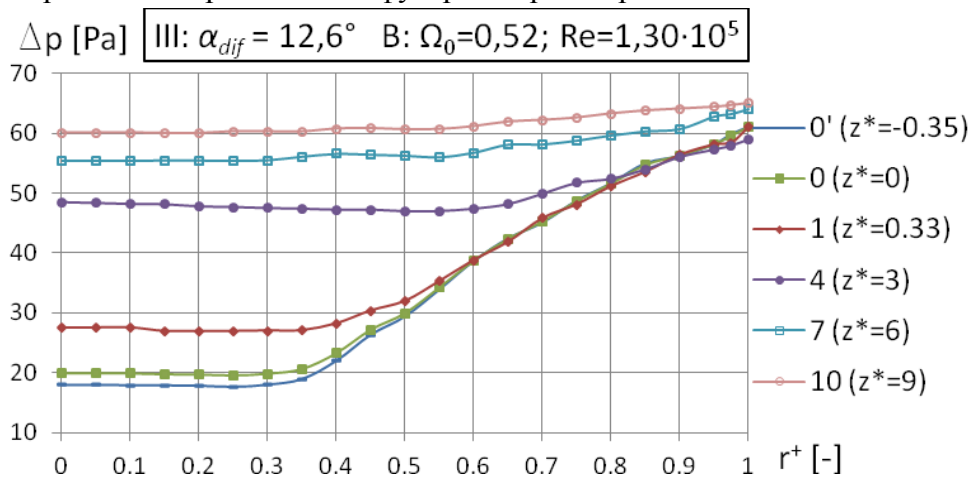
Дијаграм 37. Промена релативног статичког притиска $\Delta \bar{p}$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим G



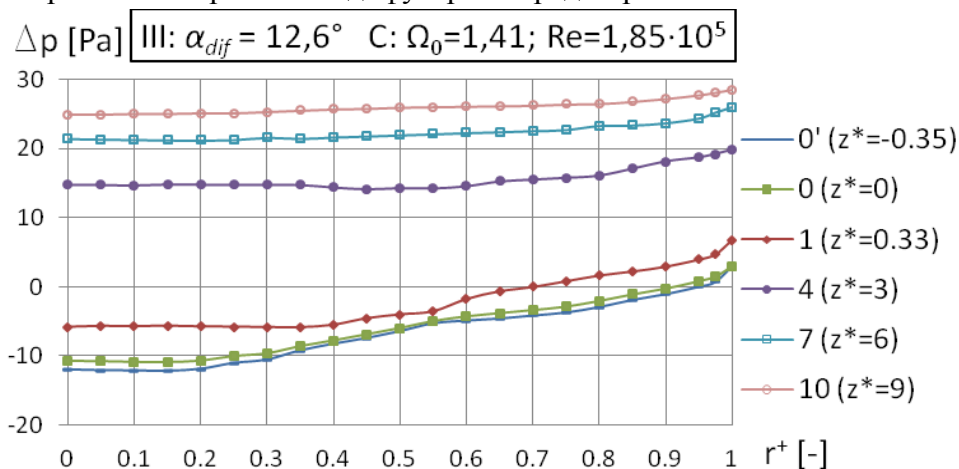
Дијаграм 38. Промена релативног статичког притиска $\Delta \bar{p}$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим A



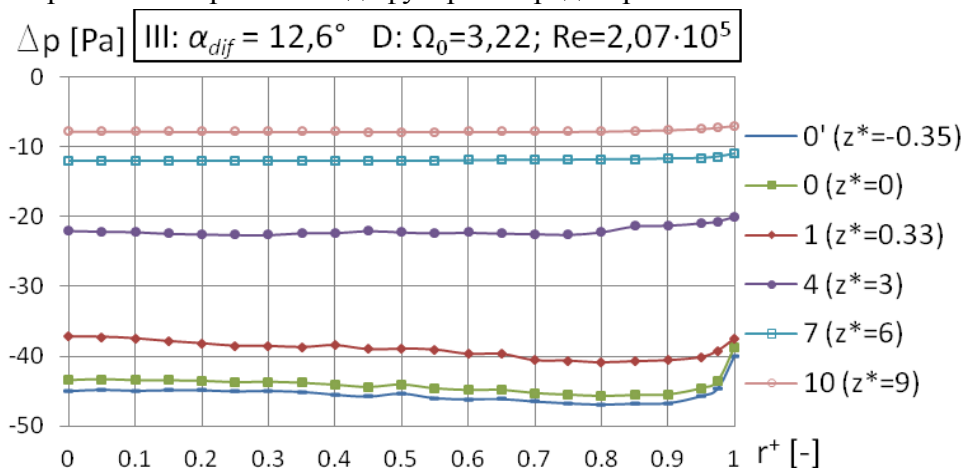
Дијаграм 39. Промена релативног статичког притиска $\Delta \bar{p}$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим B



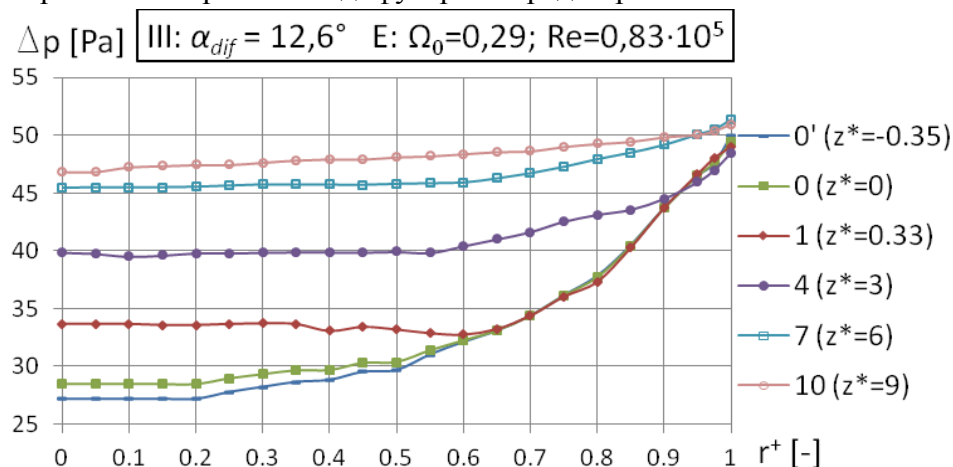
Дијаграм 40. Промена релативног статичког притиска $\Delta\bar{p}$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим C



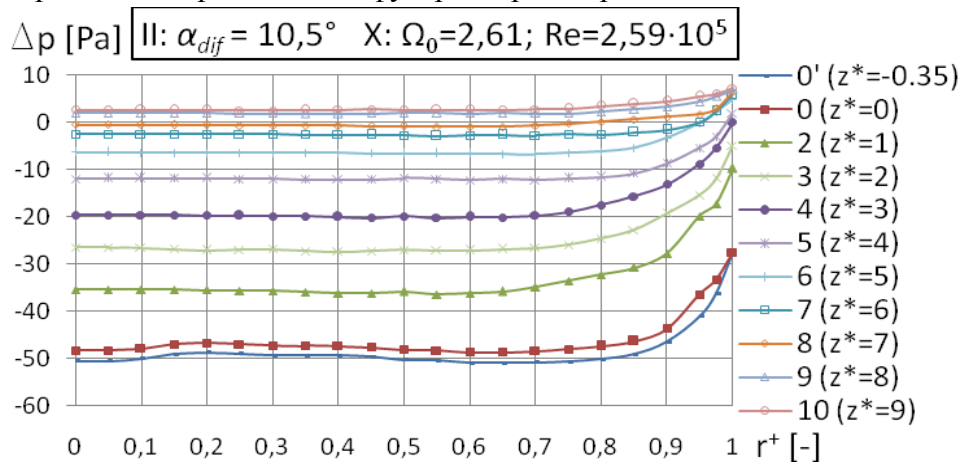
Дијаграм 41. Промена релативног статичког притиска $\Delta\bar{p}$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим D



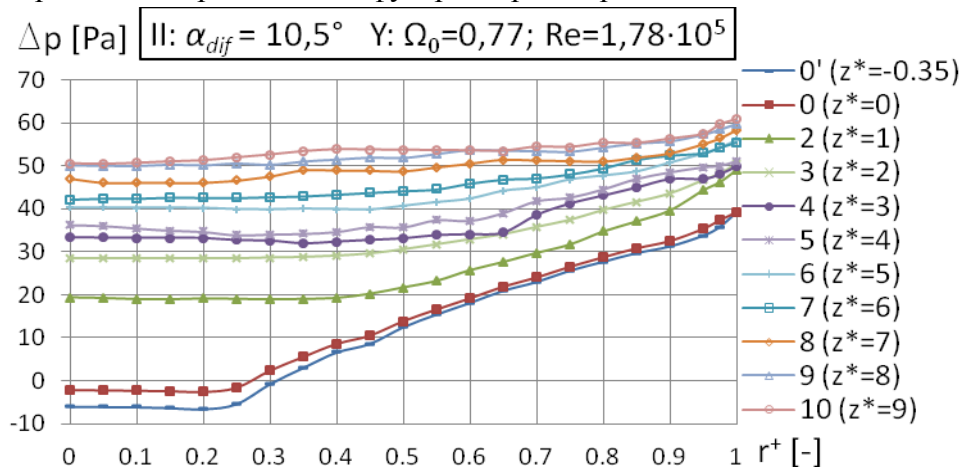
Дијаграм 42. Промена релативног статичког притиска $\Delta\bar{p}$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим E



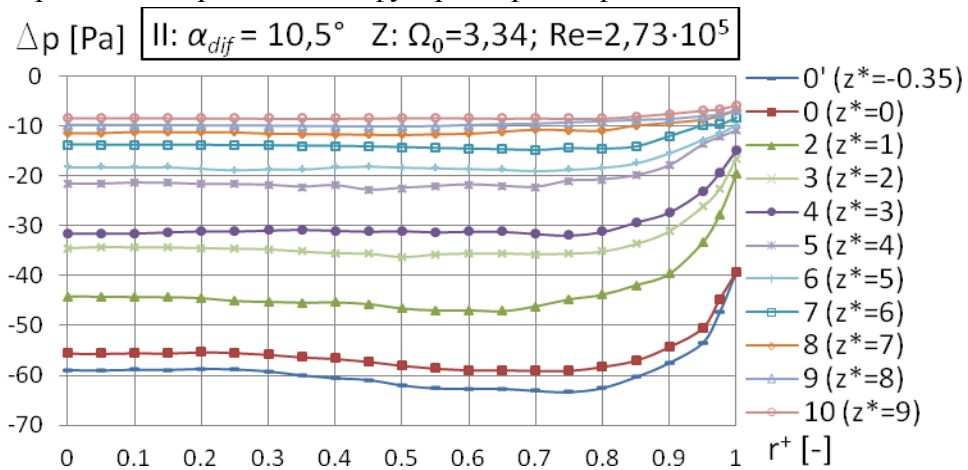
Дијаграм 43. Промена релативног статичког притиска $\Delta \bar{p}$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора II: радни режим X



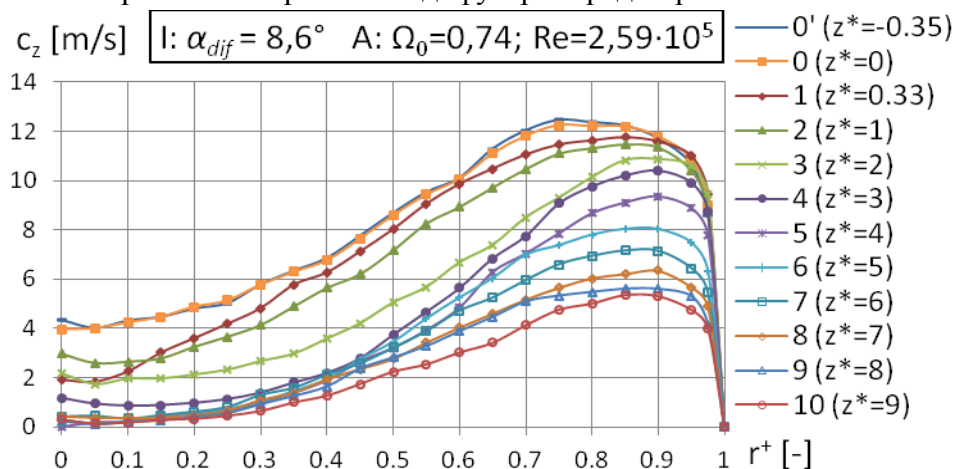
Дијаграм 44. Промена релативног статичког притиска $\Delta \bar{p}$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора II: радни режим Y



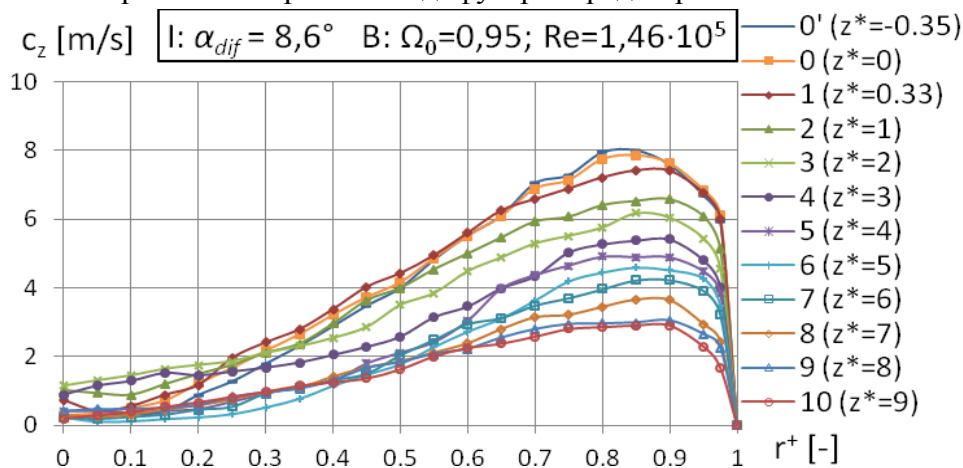
Дијаграм 45. Промена релативног статичког притиска $\Delta \bar{p}$ дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора II: радни режим Z



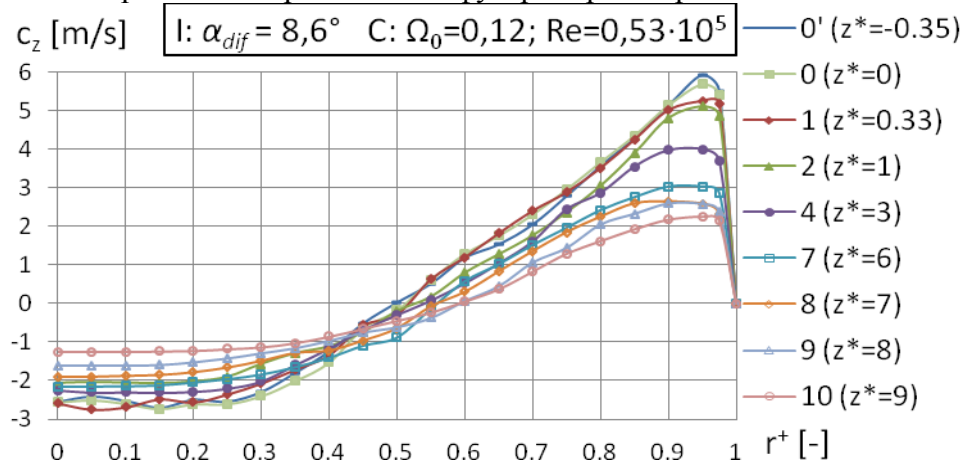
Дијаграм 46. Промена аксијалне компоненте просечне брзине \bar{c}_z дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим A



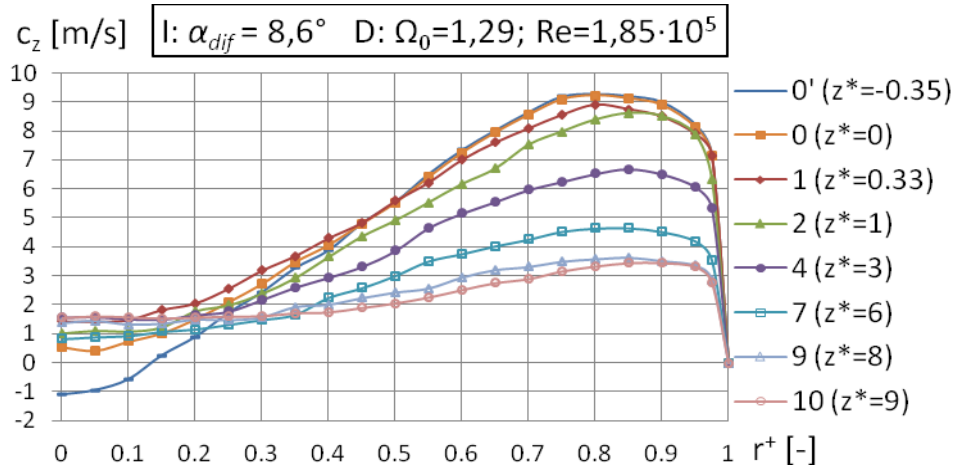
Дијаграм 47. Промена аксијалне компоненте просечне брзине \bar{c}_z дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим B



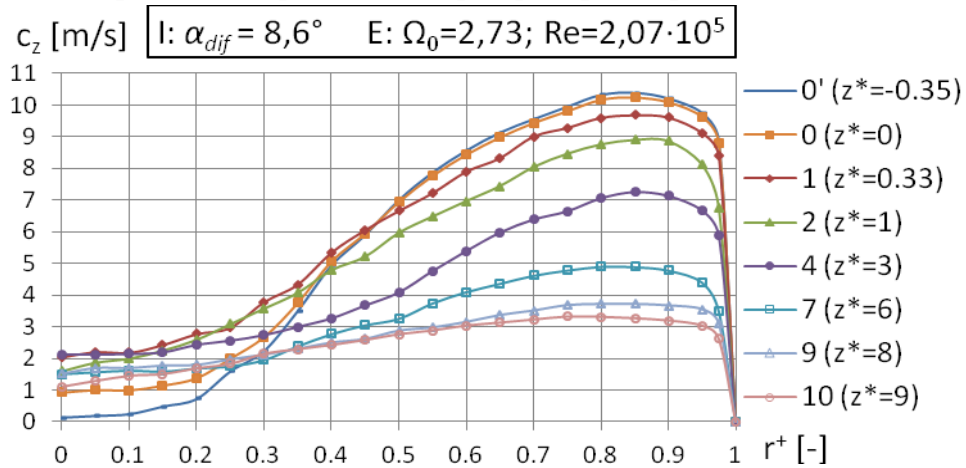
Дијаграм 48. Промена аксијалне компоненте просечне брзине \bar{c}_z дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим C



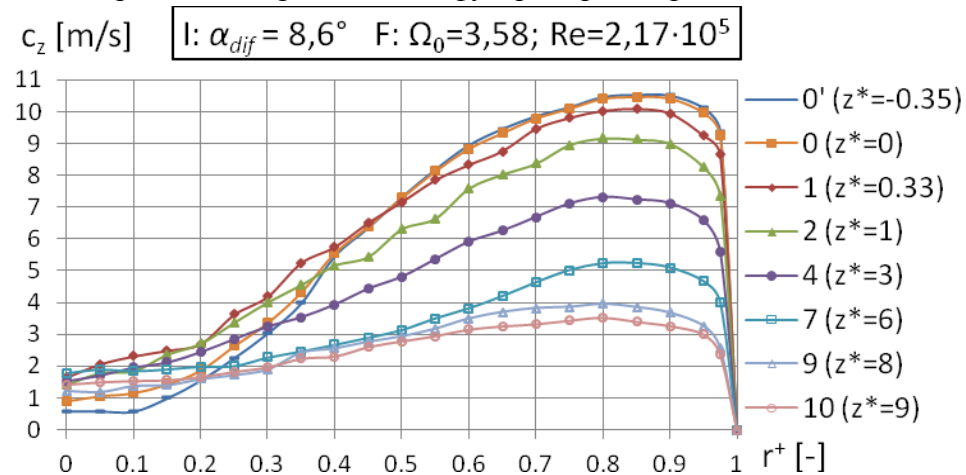
Дијаграм 49. Промена аксијалне компоненте просечне брзине \bar{c}_z дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим D



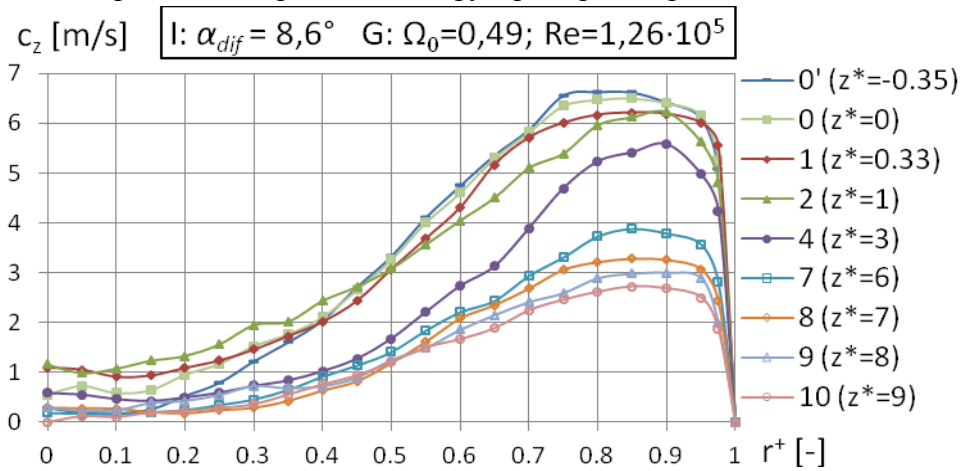
Дијаграм 50. Промена аксијалне компоненте просечне брзине \bar{c}_z дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим E



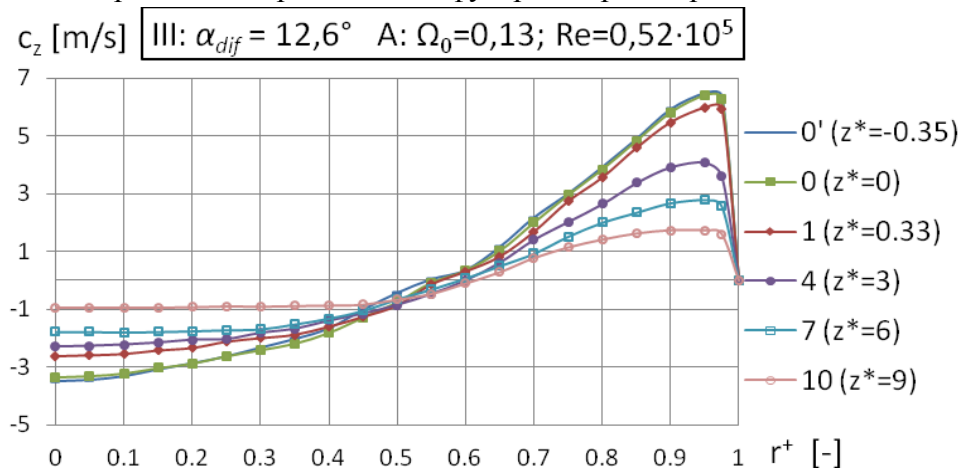
Дијаграм 51. Промена аксијалне компоненте просечне брзине \bar{c}_z дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим F



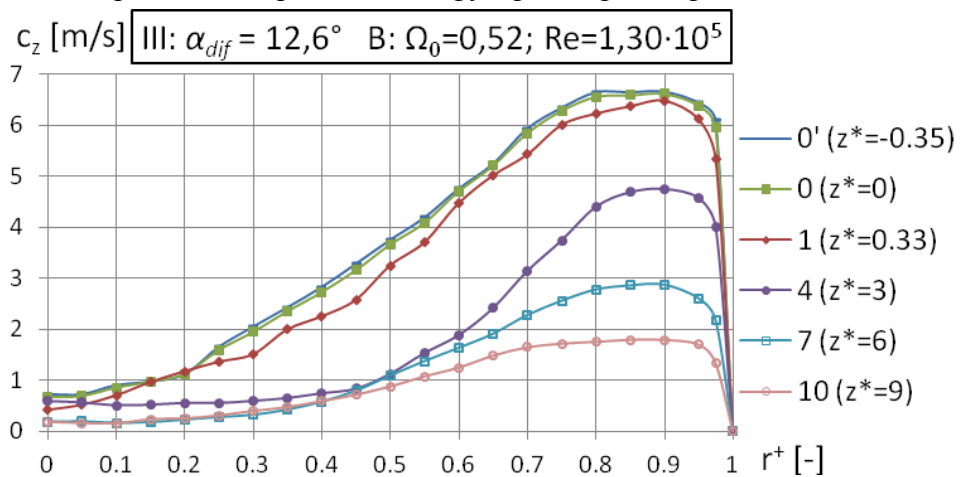
Дијаграм 52. Промена аксијалне компоненте просечне брзине \bar{c}_z дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим G



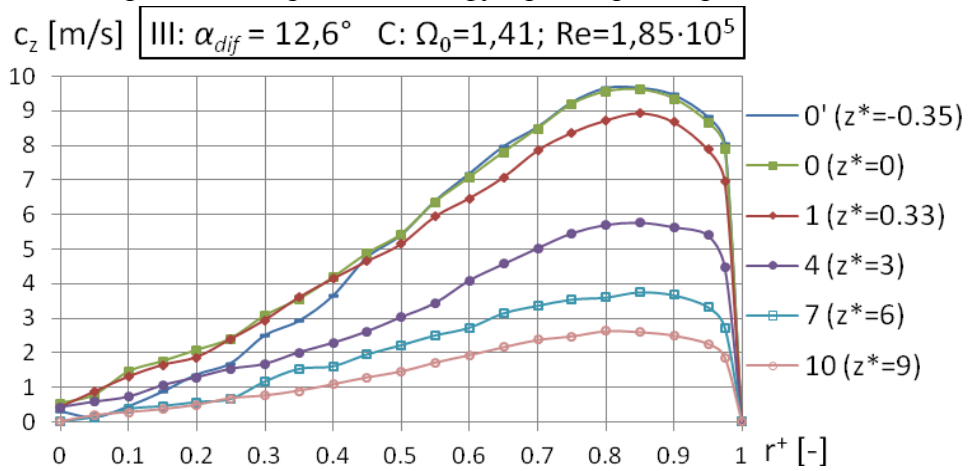
Дијаграм 53. Промена аксијалне компоненте просечне брзине \bar{c}_z дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим A



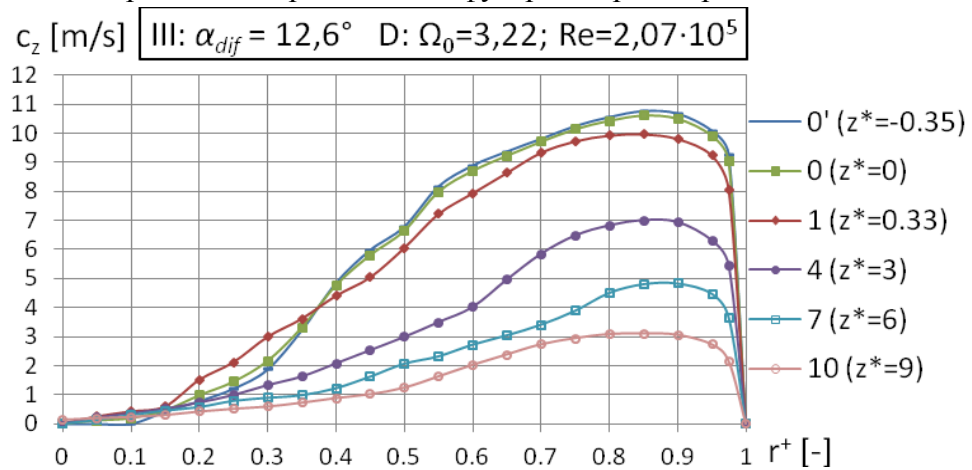
Дијаграм 54. Промена аксијалне компоненте просечне брзине \bar{c}_z дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим B



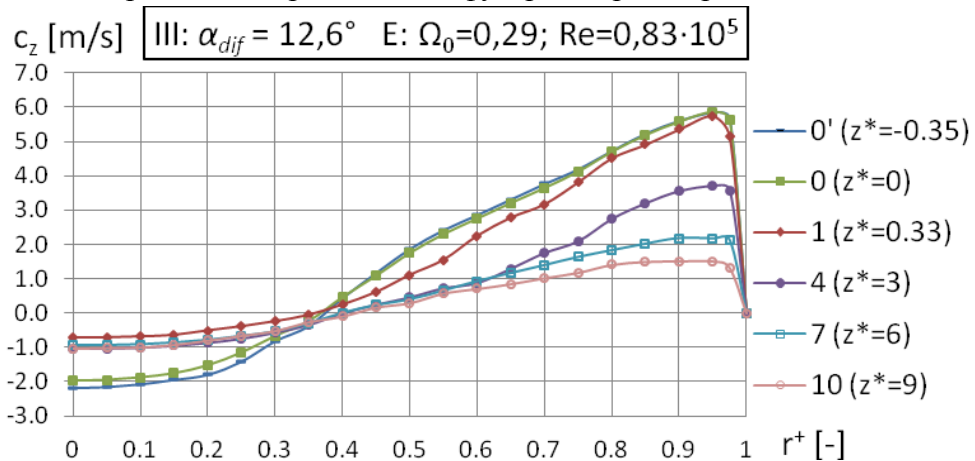
Дијаграм 55. Промена аксијалне компоненте просечне брзине \bar{c}_z дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим С



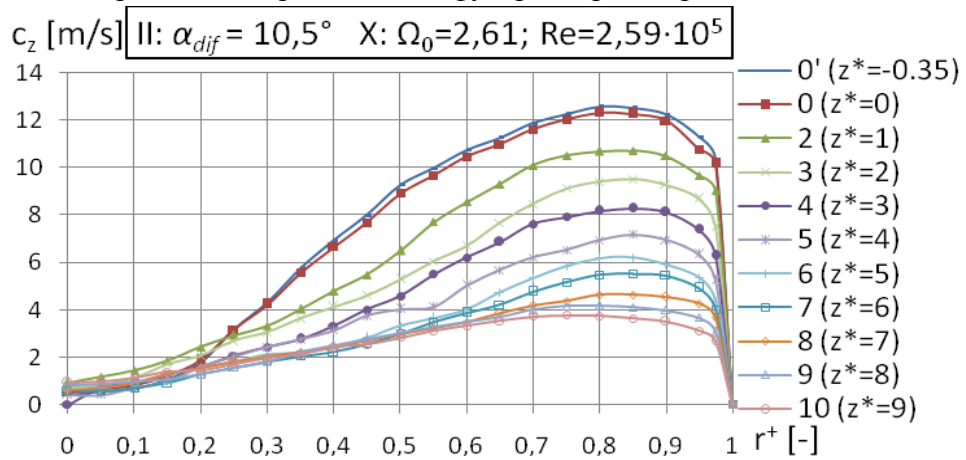
Дијаграм 56. Промена аксијалне компоненте просечне брзине \bar{c}_z дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим D



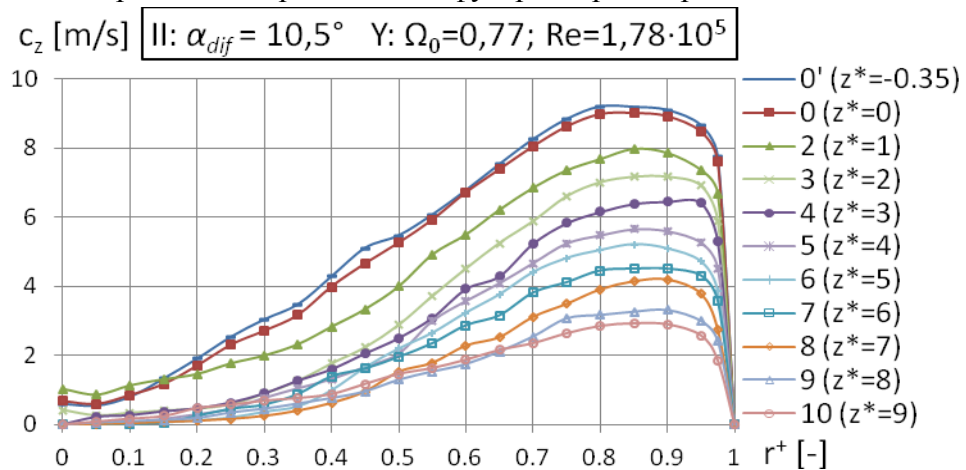
Дијаграм 57. Промена аксијалне компоненте просечне брзине \bar{c}_z дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим E



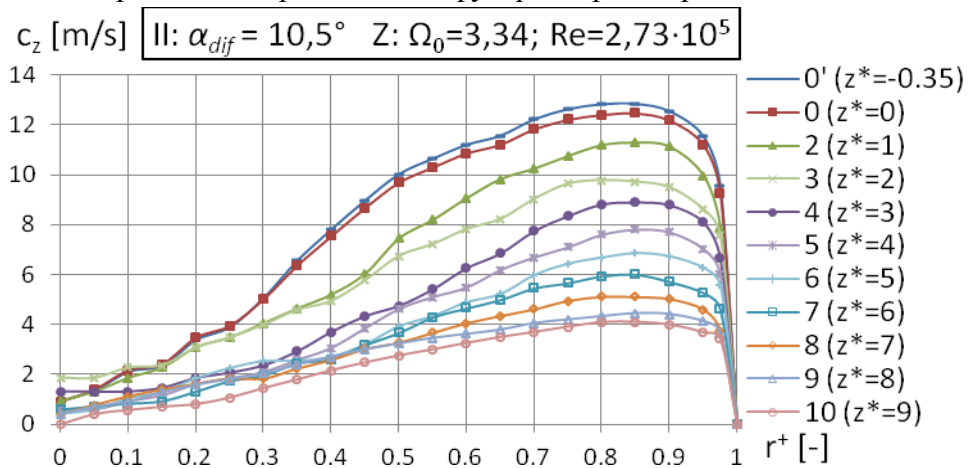
Дијаграм 58. Промена аксијалне компоненте просечне брзине \bar{c}_z дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора II: радни режим X



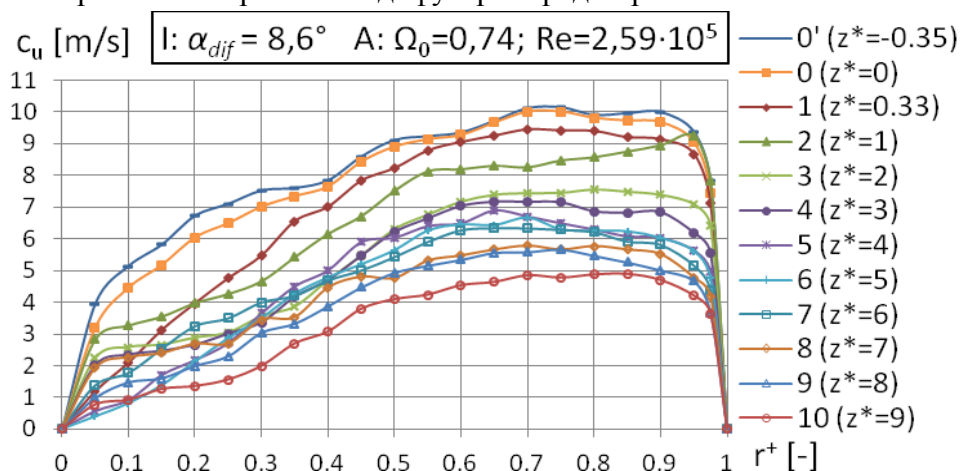
Дијаграм 59. Промена аксијалне компоненте просечне брзине \bar{c}_z дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора II: радни режим Y



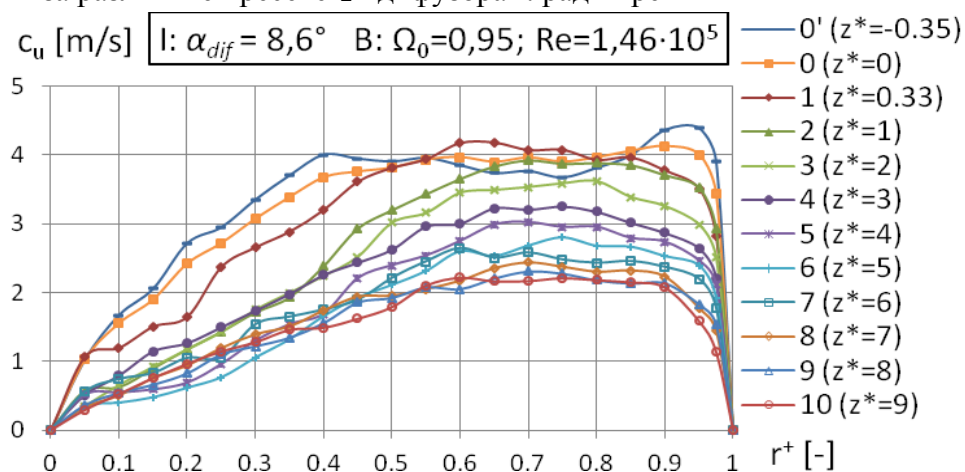
Дијаграм 60. Промена аксијалне компоненте просечне брзине \bar{c}_z дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора II: радни режим Z



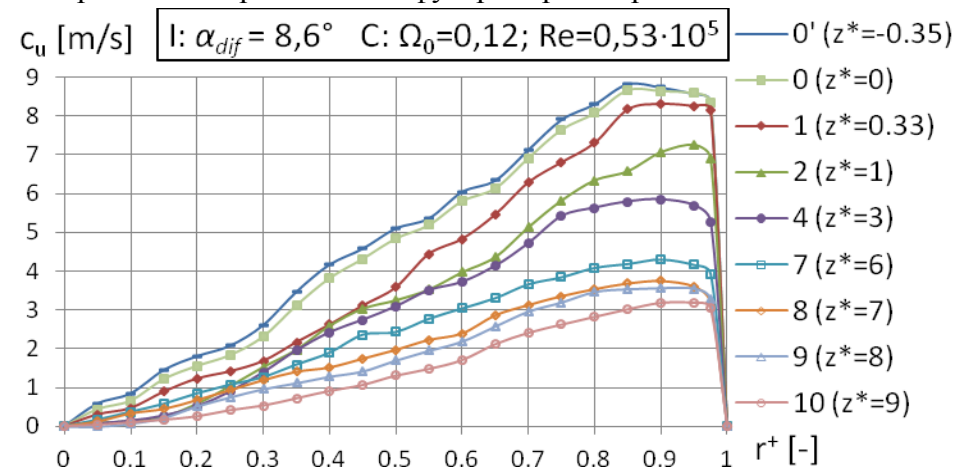
Дијаграм 61. Промена обимске компоненте просечне брзине \bar{c}_u дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим А



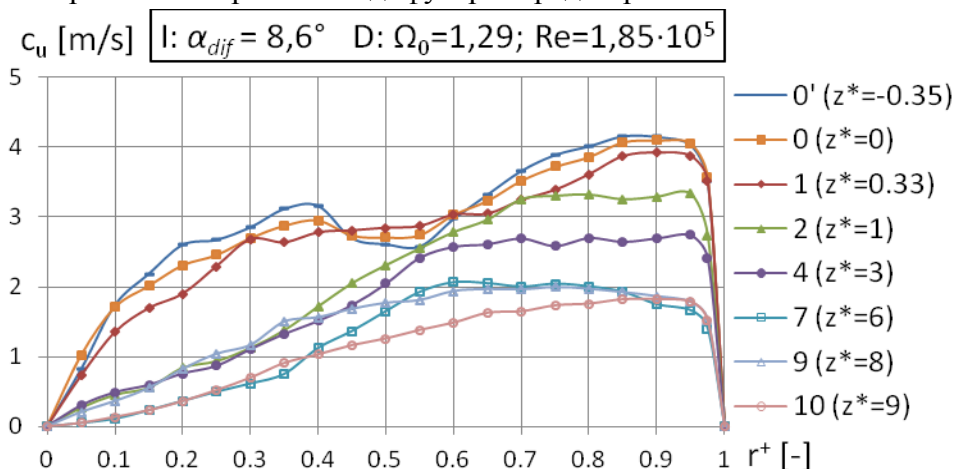
Дијаграм 62. Промена обимске компоненте просечне брзине \bar{c}_u дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим В



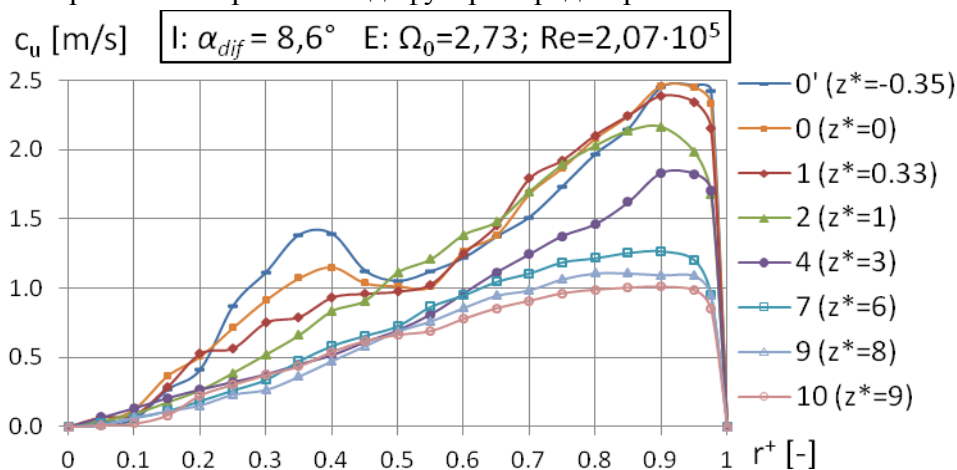
Дијаграм 63. Промена обимске компоненте просечне брзине \bar{c}_u дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим С



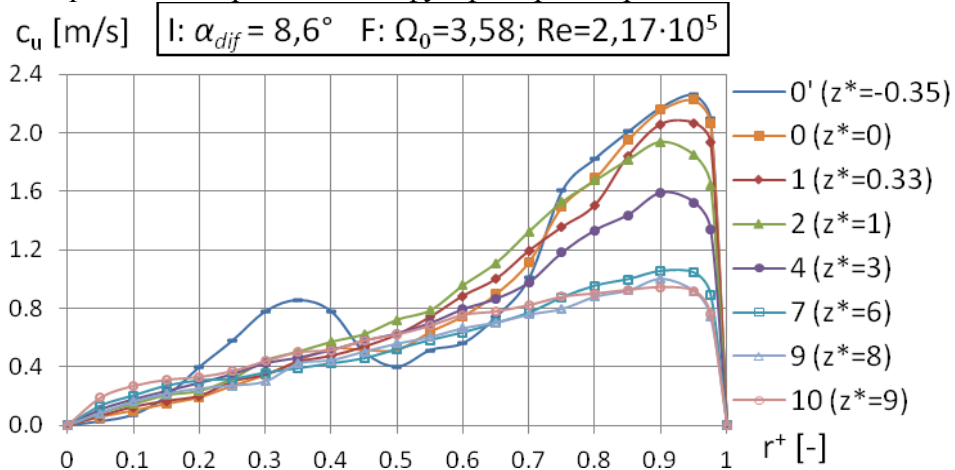
Дијаграм 64. Промена обимске компоненте просечне брзине \bar{c}_u дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим D



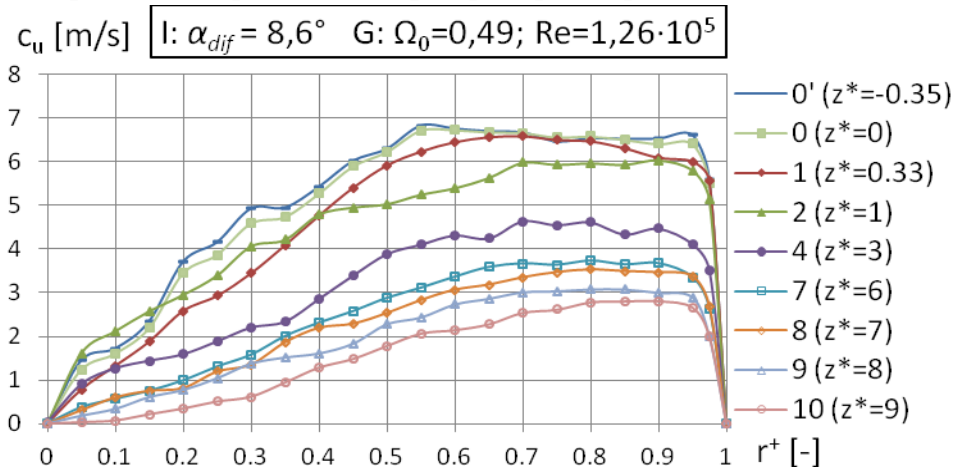
Дијаграм 65. Промена обимске компоненте просечне брзине \bar{c}_u дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим E



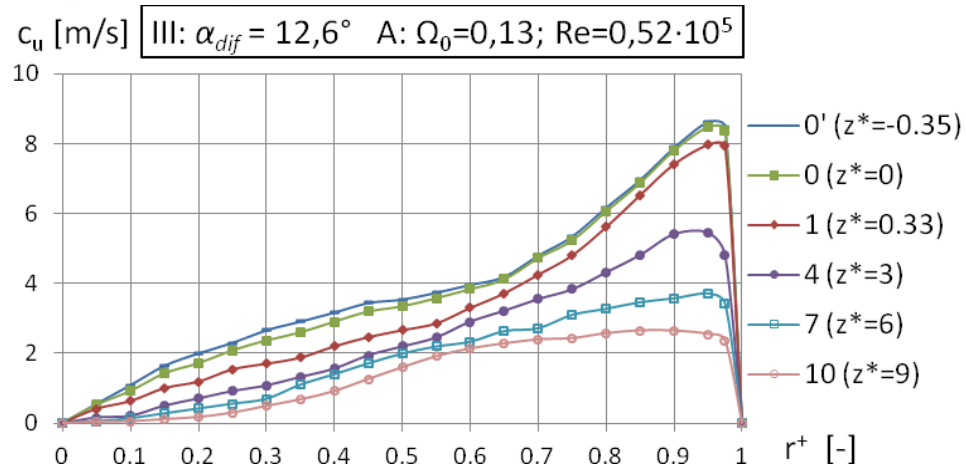
Дијаграм 66. Промена обимске компоненте просечне брзине \bar{c}_u дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим F



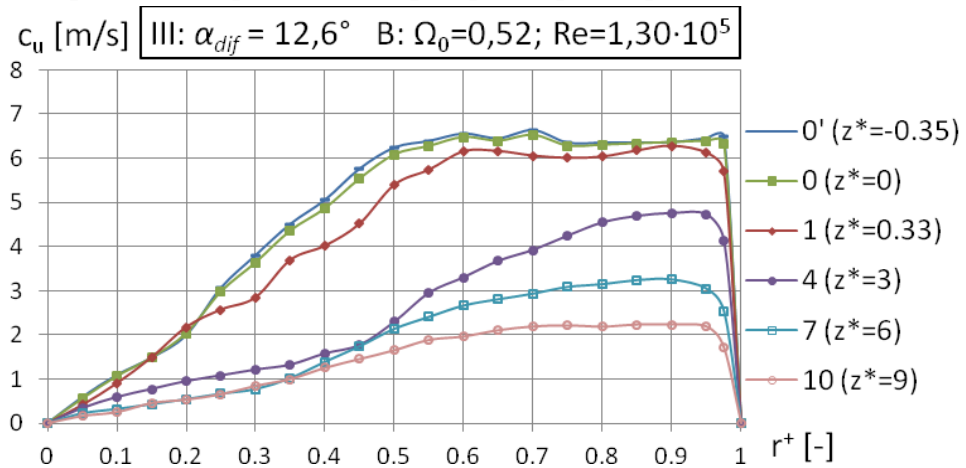
Дијаграм 67. Промена обимске компоненте просечне брзине \bar{c}_u дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим G



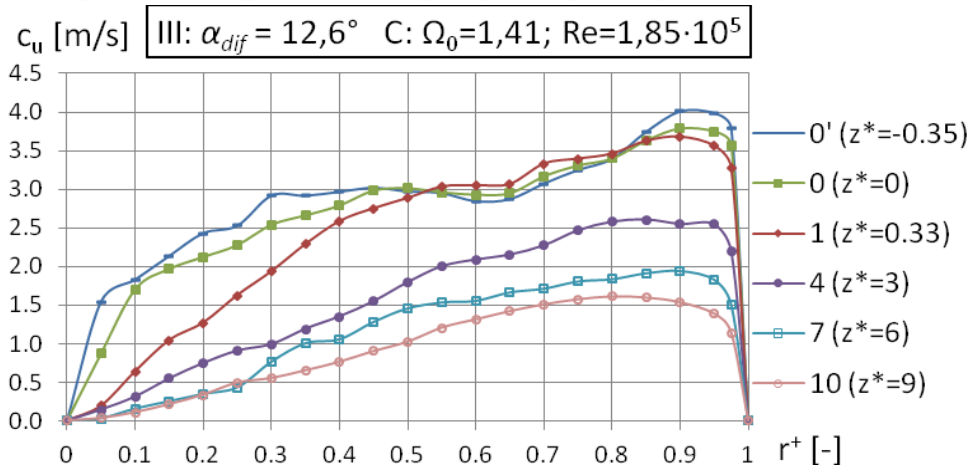
Дијаграм 68. Промена обимске компоненте просечне брзине \bar{c}_u дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим A



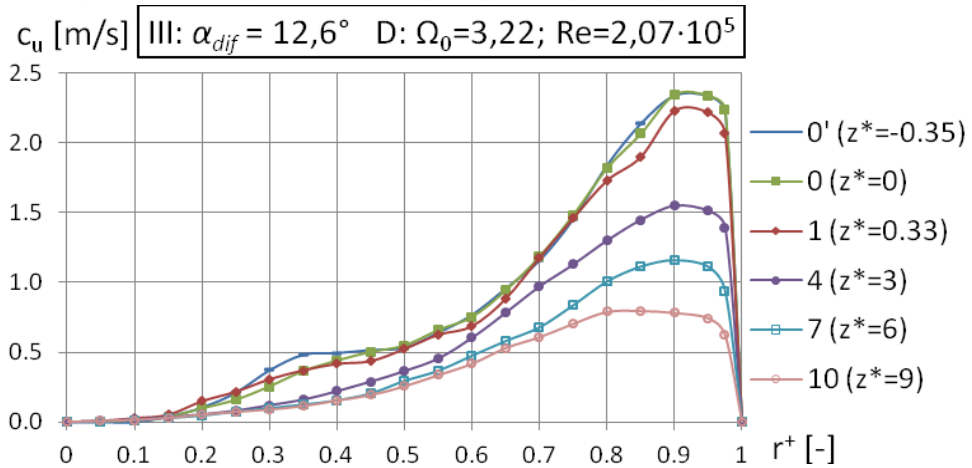
Дијаграм 69. Промена обимске компоненте просечне брзине \bar{c}_u дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим B



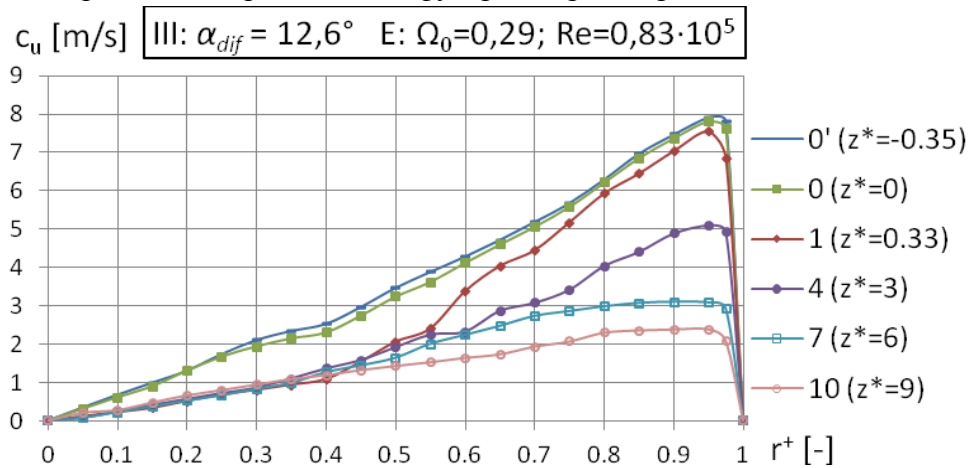
Дијаграм 70. Промена обимске компоненте просечне брзине \bar{c}_u дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим C



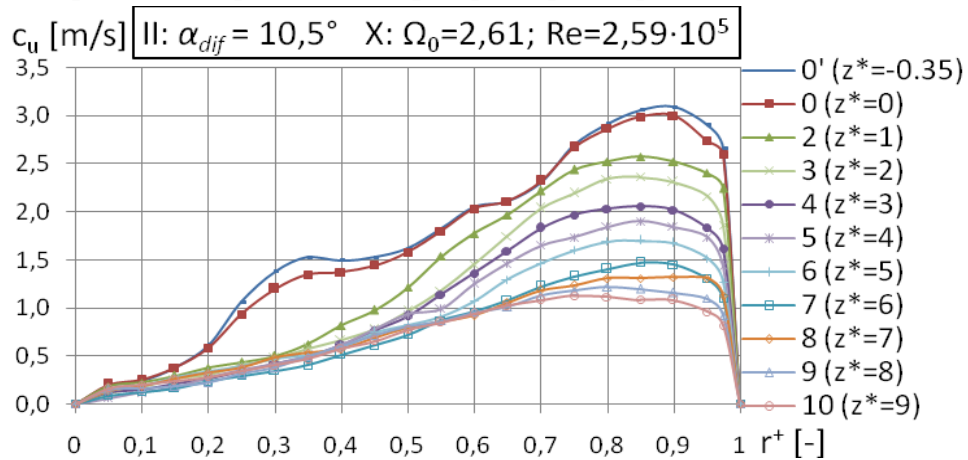
Дијаграм 71. Промена обимске компоненте просечне брзине \bar{c}_u дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим D



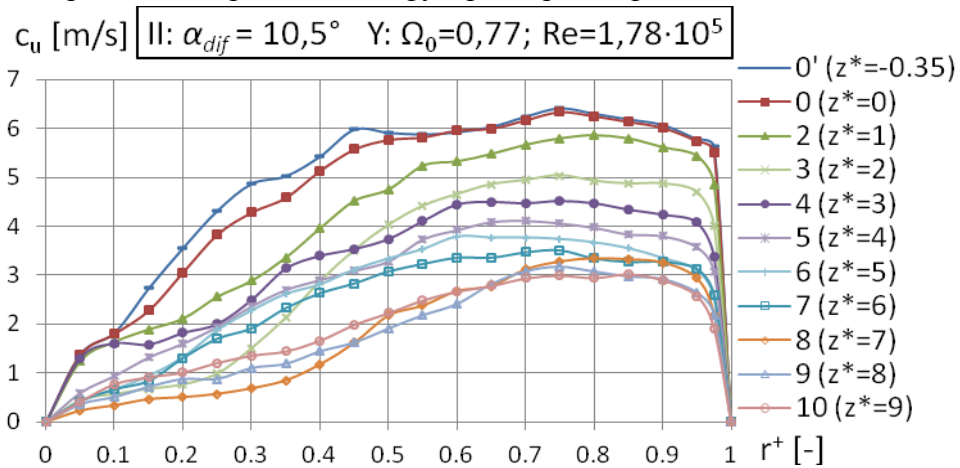
Дијаграм 72. Промена обимске компоненте просечне брзине \bar{c}_u дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим E



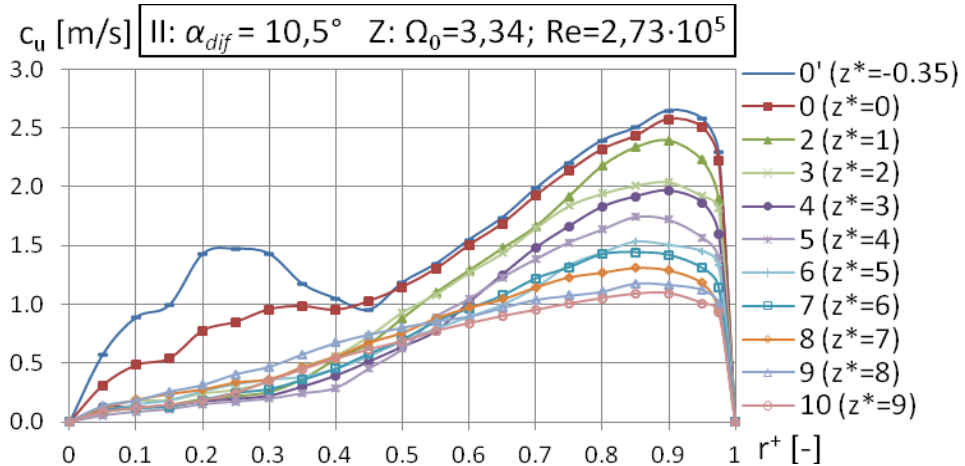
Дијаграм 73. Промена просечне обимске компоненте брзине \bar{c}_u дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора II: радни режим X



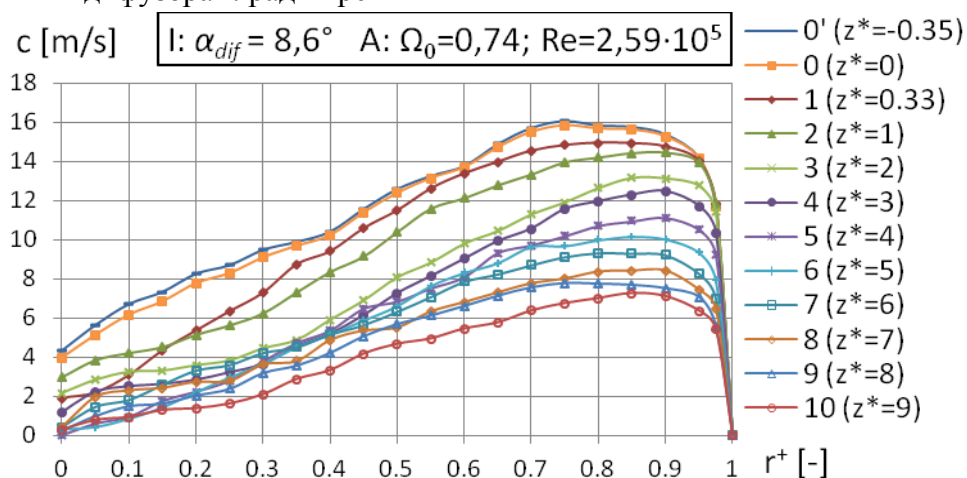
Дијаграм 74. Промена обимске компоненте просечне брзине \bar{c}_u дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора II: радни режим Y



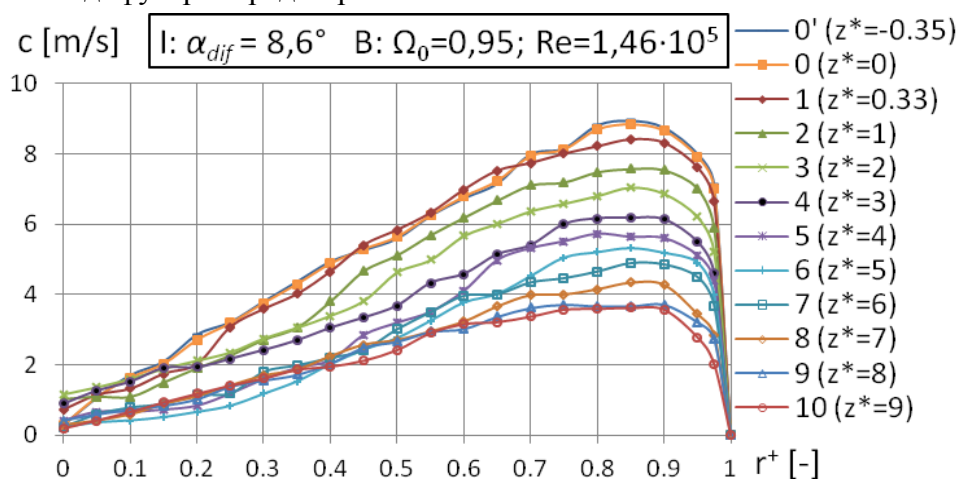
Дијаграм 75. Промена обимске компоненте просечне брзине \bar{c}_u дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора II: радни режим Z



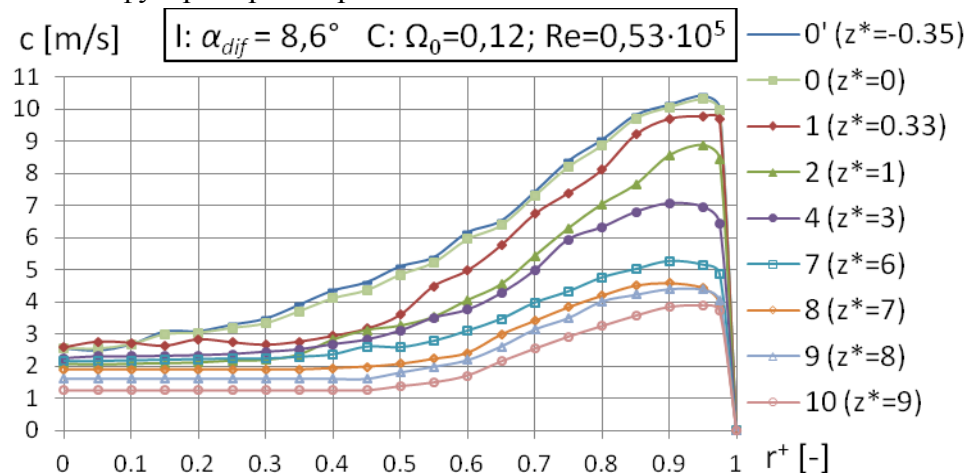
Дијаграм 76. Промена просечне брзине \bar{c} дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим А



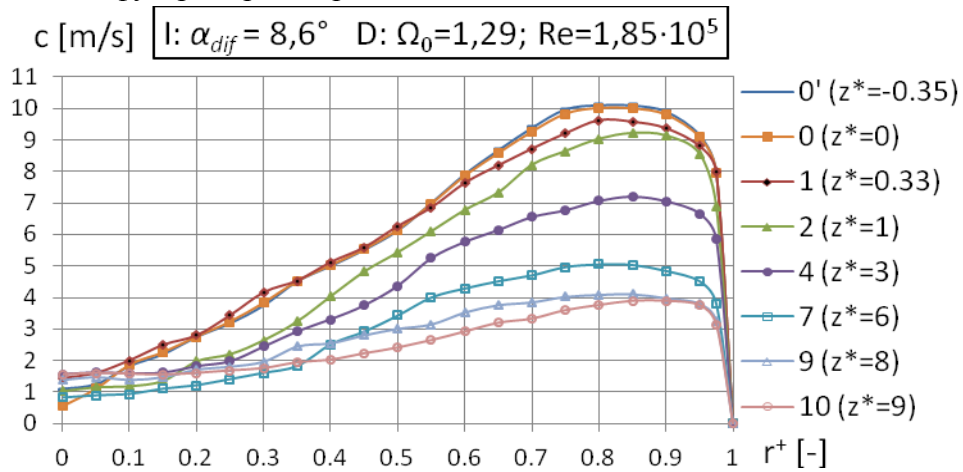
Дијаграм 77. Промена просечне брзине \bar{c} дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим В



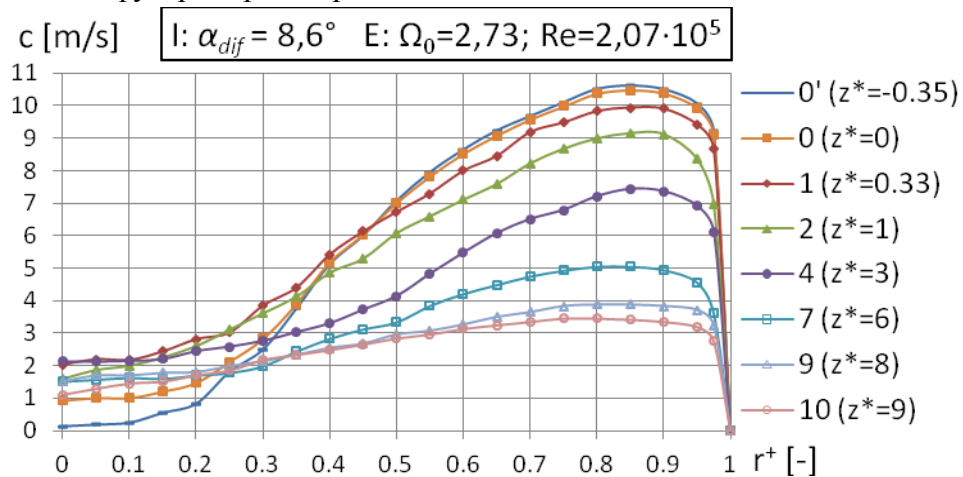
Дијаграм 78. Промена просечне брзине \bar{c} дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим С



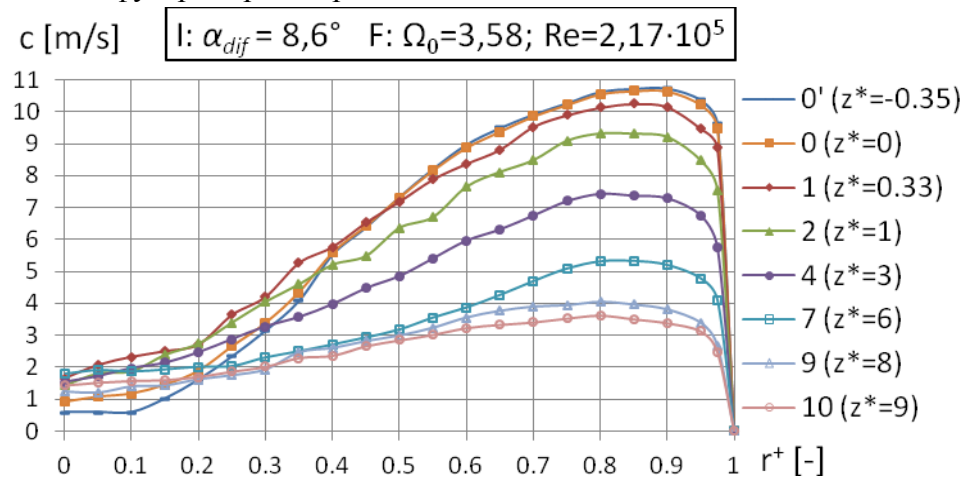
Дијаграм 79. Промена просечне брзине \bar{c} дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим D



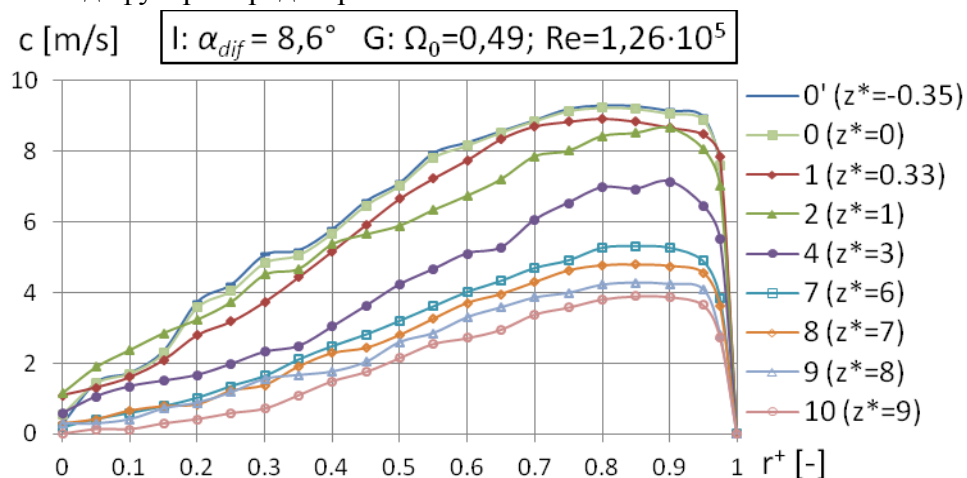
Дијаграм 80. Промена просечне брзине \bar{c} дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим E



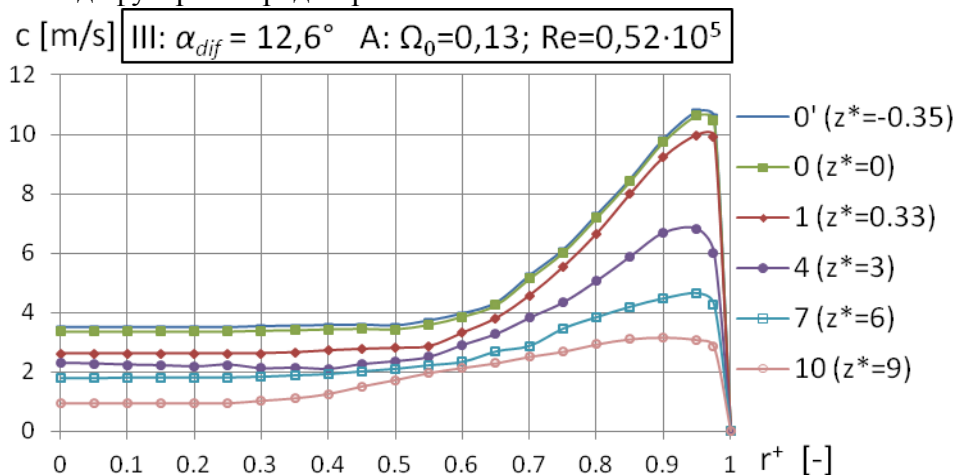
Дијаграм 81. Промена просечне брзине \bar{c} дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим F



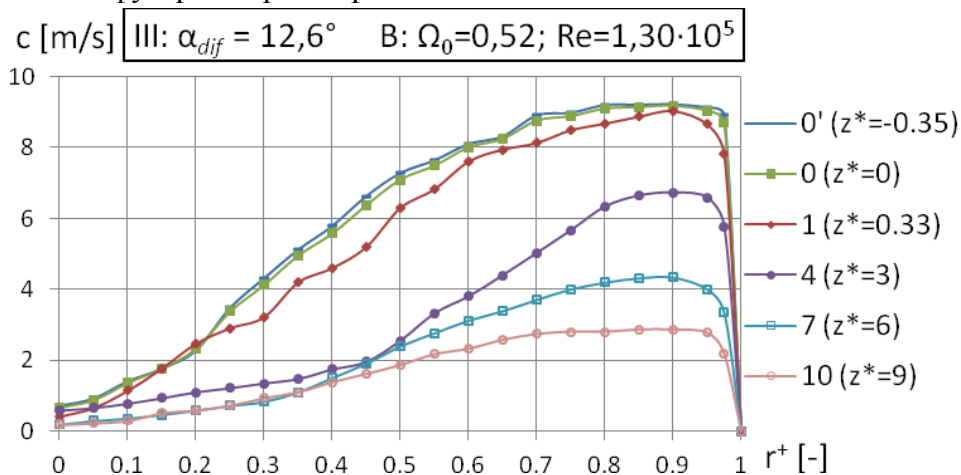
Дијаграм 82. Промена просечне брзине \bar{c} дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора I: радни режим G



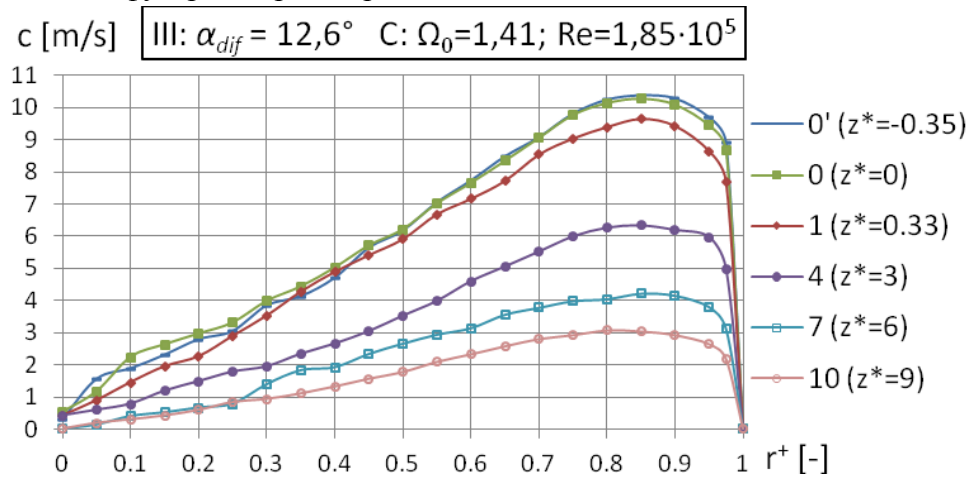
Дијаграм 83. Промена просечне брзине \bar{c} дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим A



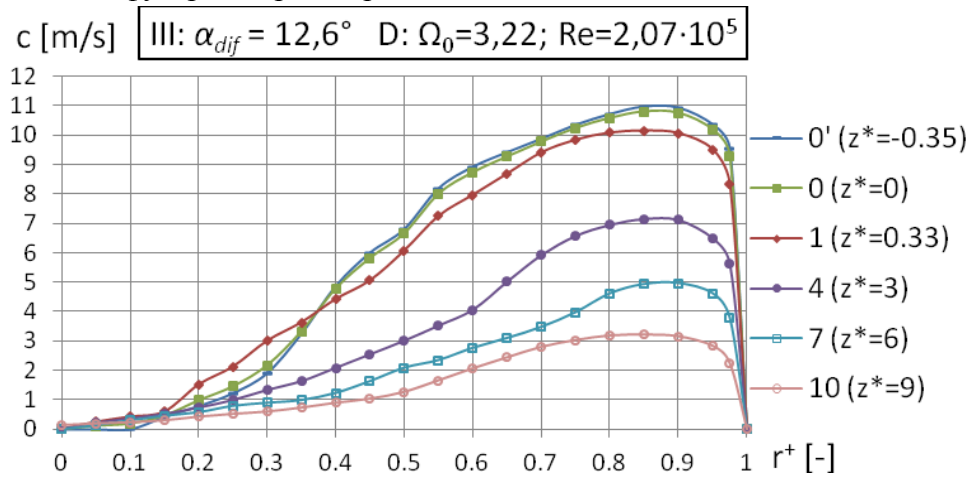
Дијаграм 84. Промена просечне брзине \bar{c} дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим B



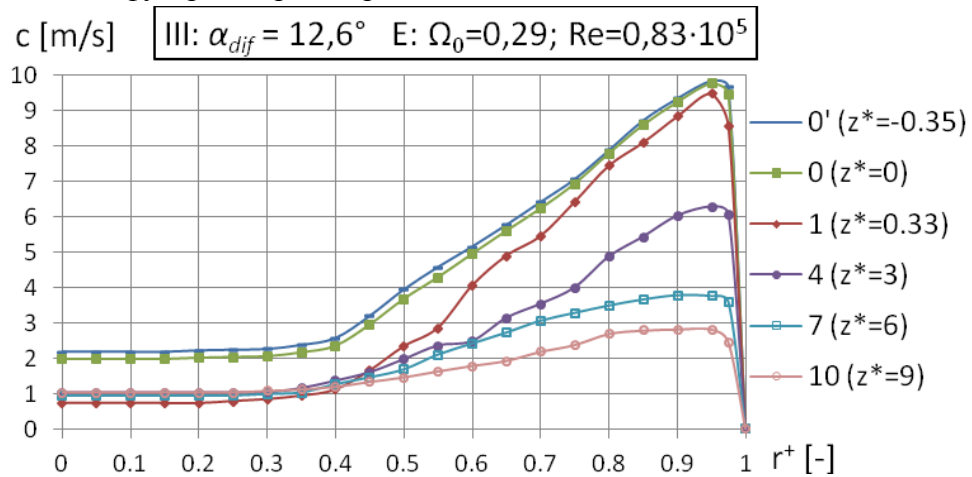
Дијаграм 85. Промена просечне брзине \bar{c} дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим C



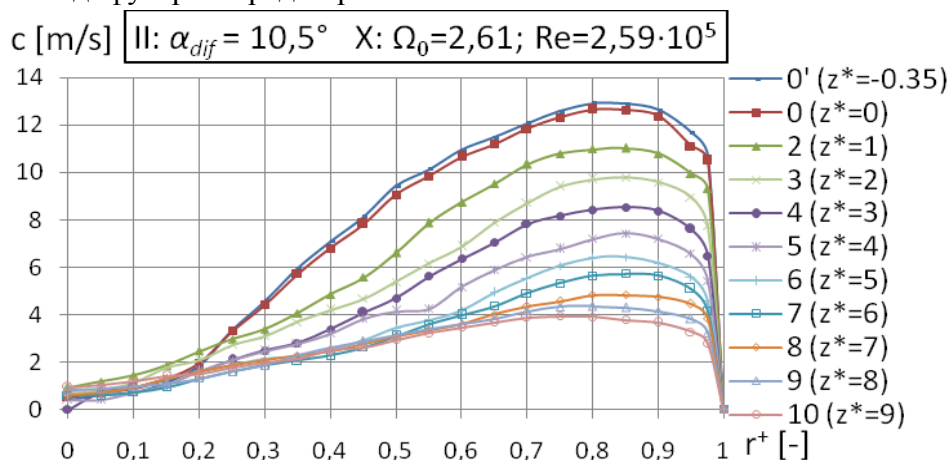
Дијаграм 86. Промена просечне брзине \bar{c} дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим D



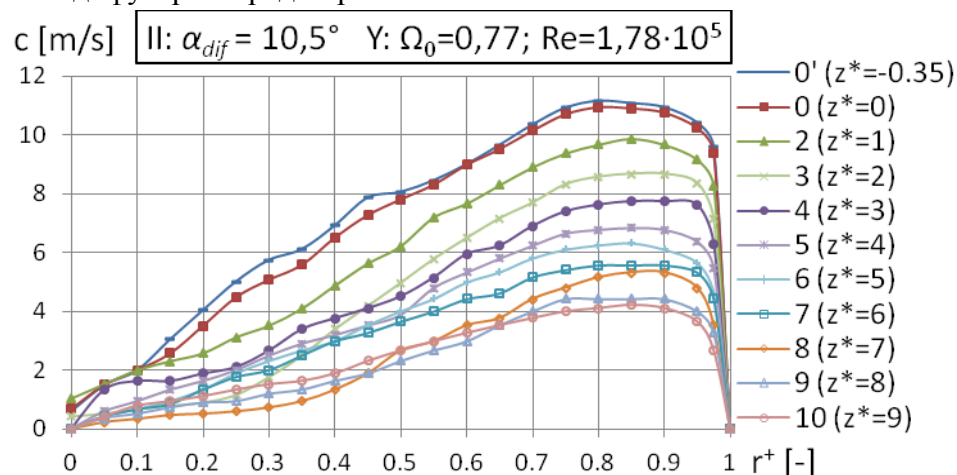
Дијаграм 87. Промена просечне брзине \bar{c} дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора III: радни режим E



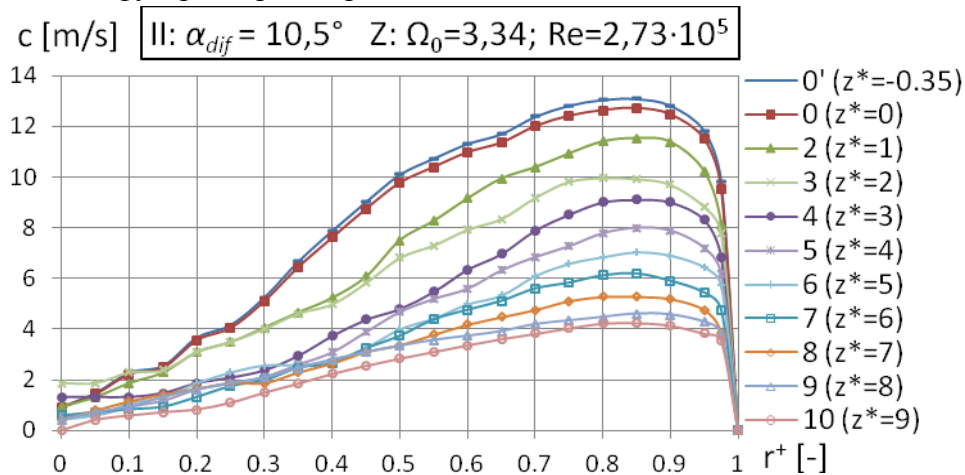
Дијаграм 88. Промена просечне брзине \bar{c} дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора II: радни режим X



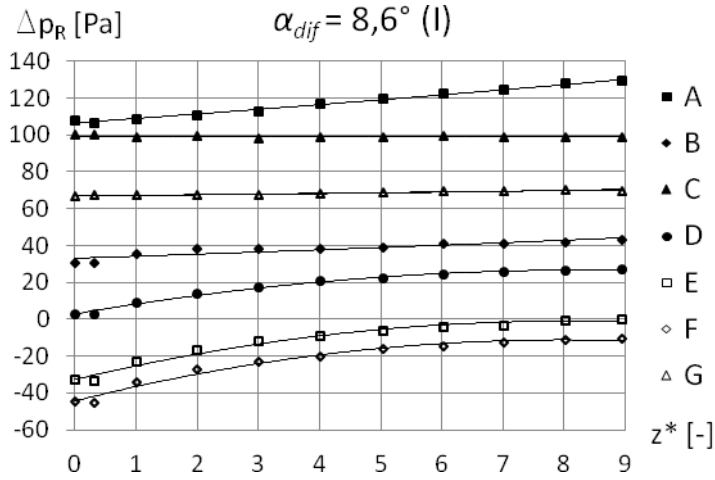
Дијаграм 89. Промена просечне брзине \bar{c} дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора II: радни режим Y



Дијаграм 90. Промена просечне брзине \bar{c} дуж радијуса r^+ за различите пресеке z^* дифузора II: радни режим Z

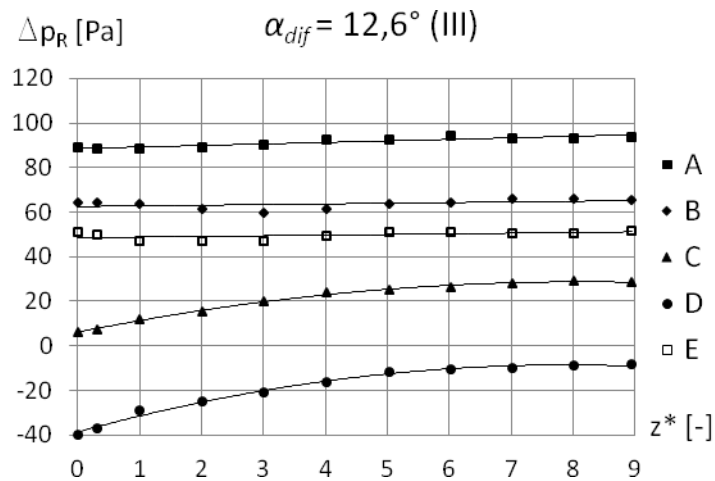


Дијаграм 91. Промена релативног притиска на зиду $\Delta\bar{p}_R$ дуж дифузора I



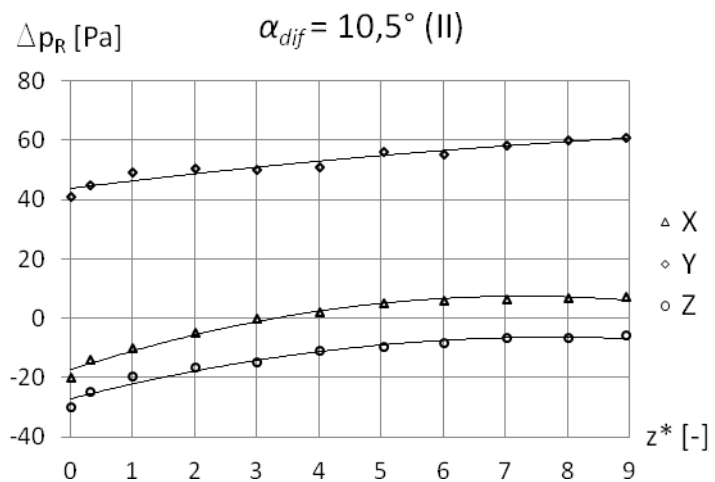
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.74	2.59
B	0.95	1.46
C	0.12	0.53
D	1.29	1.85
E	2.73	2.07
F	3.58	2.17
G	0.49	1.26

Дијаграм 92. Промена релативног притиска на зиду $\Delta\bar{p}_R$ дуж дифузора III



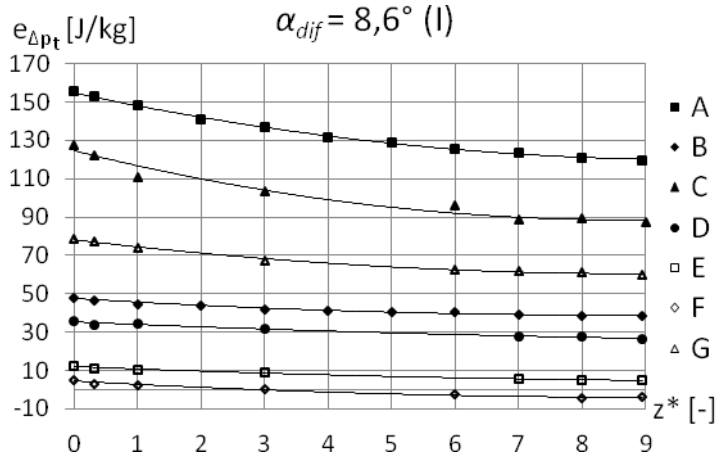
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.13	0.52
B	0.52	1.30
C	1.41	1.85
D	3.22	2.07
E	0.29	0.83

Дијаграм 93. Промена релативног притиска на зиду $\Delta\bar{p}_R$ дуж дифузора II



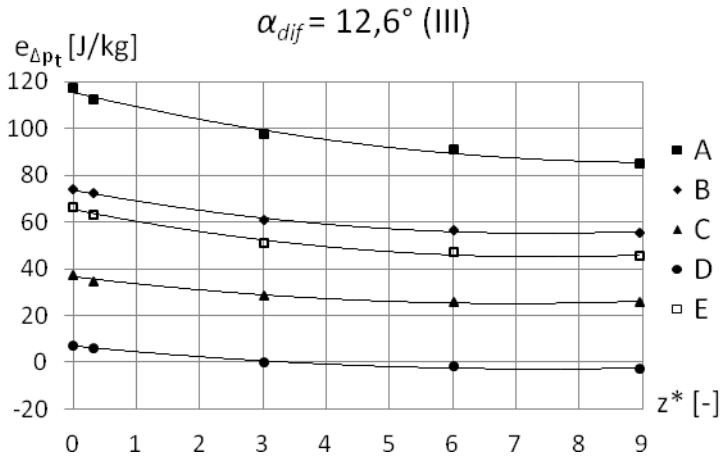
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
X	2.61	2.59
Y	0.77	1.78
Z	3.34	2.73

Дијаграм 94. Промена осредњене јединичне релативне укупне (тоталне) енергије $\bar{e}_{\Delta p_t}$ дуж дифузора I



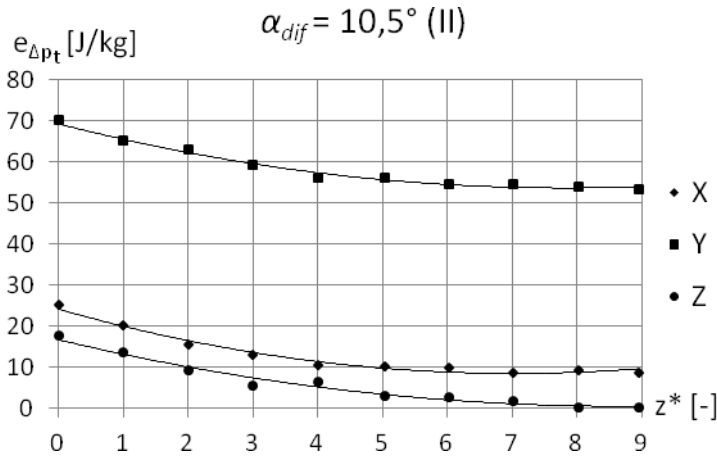
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.74	2.59
B	0.95	1.46
C	0.12	0.53
D	1.29	1.85
E	2.73	2.07
F	3.58	2.17
G	0.49	1.26

Дијаграм 95. Промена осредњене јединичне релативне укупне (тоталне) енергије $\bar{e}_{\Delta p_t}$ дуж дифузора III



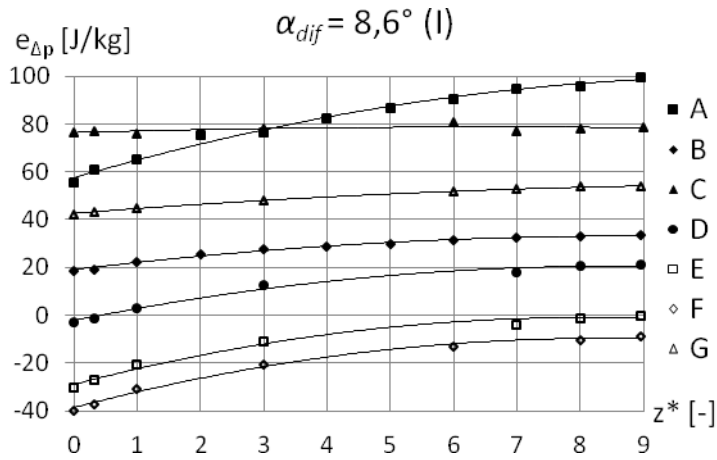
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.13	0.52
B	0.52	1.30
C	1.41	1.85
D	3.22	2.07
E	0.29	0.83

Дијаграм 96. Промена осредњене јединичне релативне укупне (тоталне) енергије $\bar{e}_{\Delta p_t}$ дуж дифузора II



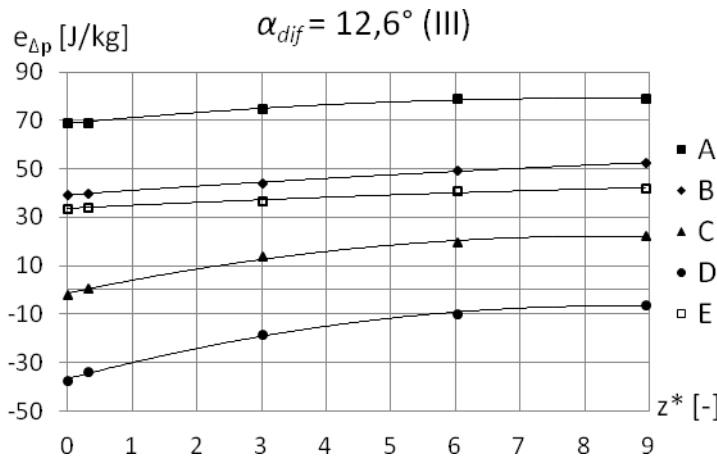
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
X	2.61	2.59
Y	0.77	1.78
Z	3.34	2.73

Дијаграм 97. Промена осредњене јединичне релативне енергије притиска $\bar{e}_{\Delta p}$ дуж дифузора I



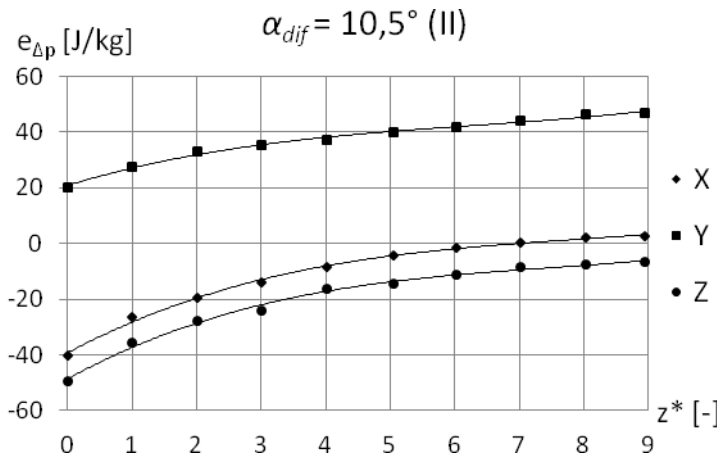
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.74	2.59
B	0.95	1.46
C	0.12	0.53
D	1.29	1.85
E	2.73	2.07
F	3.58	2.17
G	0.49	1.26

Дијаграм 98. Промена осредњене јединичне релативне енергије притиска $\bar{e}_{\Delta p}$ дуж дифузора III



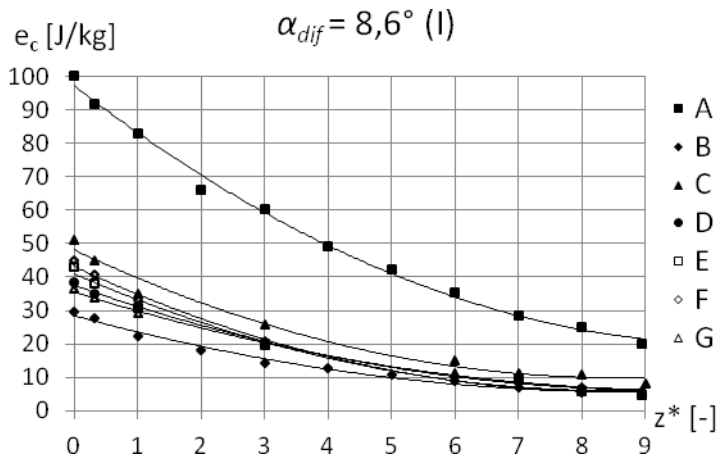
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.13	0.52
B	0.52	1.30
C	1.41	1.85
D	3.22	2.07
E	0.29	0.83

Дијаграм 99. Промена осредњене јединичне релативне енергије притиска $\bar{e}_{\Delta p}$ дуж дифузора II



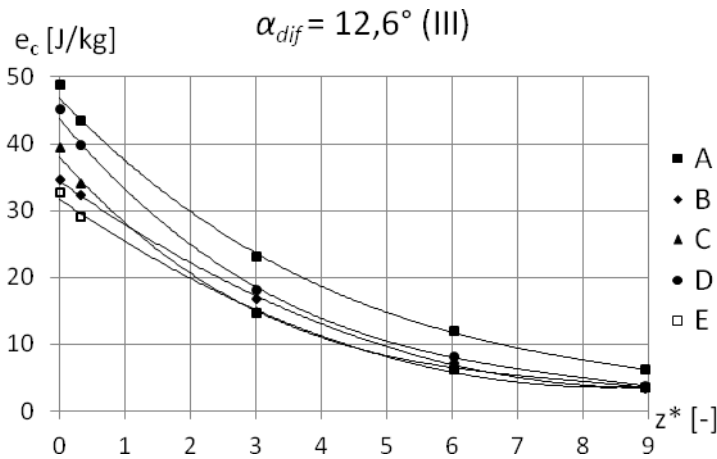
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
X	2.61	2.59
Y	0.77	1.78
Z	3.34	2.73

Дијаграм 100. Промена осредњене јединичне кинетичке енергије укупне брзине \bar{e}_c дуж дифузора I



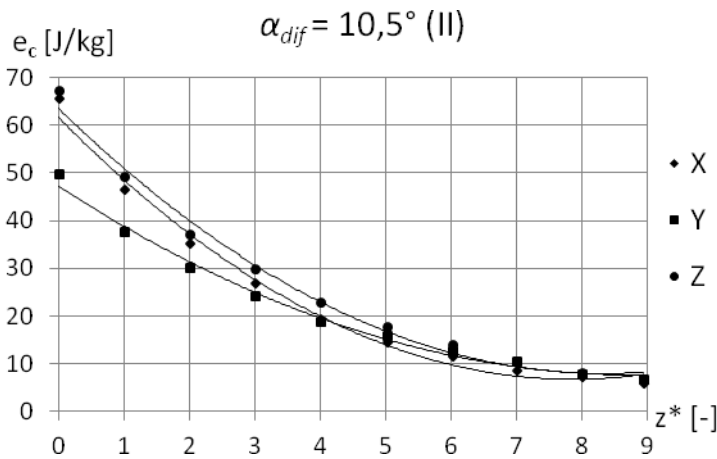
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.74	2.59
B	0.95	1.46
C	0.12	0.53
D	1.29	1.85
E	2.73	2.07
F	3.58	2.17
G	0.49	1.26

Дијаграм 101. Промена осредњене јединичне кинетичке енергије укупне брзине \bar{e}_c дуж дифузора III



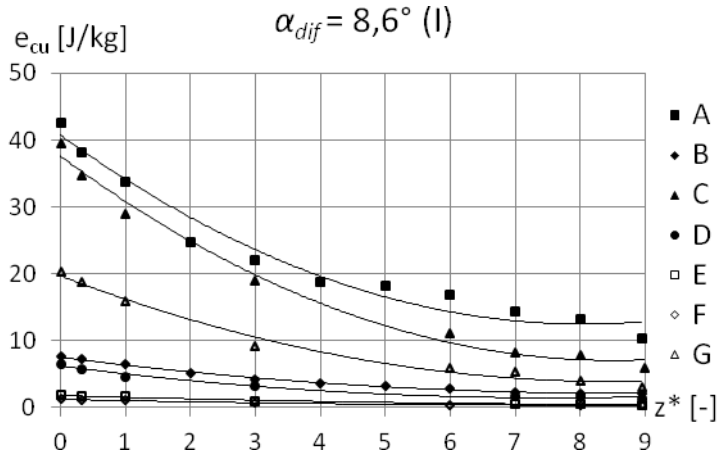
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.13	0.52
B	0.52	1.30
C	1.41	1.85
D	3.22	2.07
E	0.29	0.83

Дијаграм 102. Промена осредњене јединичне кинетичке енергије укупне брзине \bar{e}_c дуж дифузора II



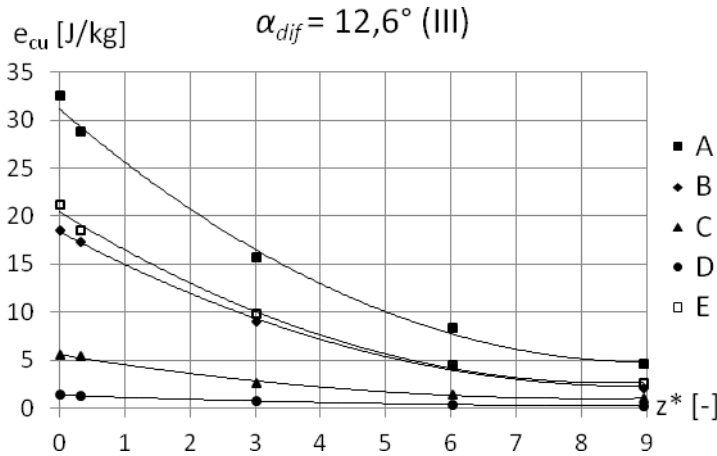
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
X	2.61	2.59
Y	0.77	1.78
Z	3.34	2.73

Дијаграм 103. Промена осредњене јединичне кинетичке енергије обимске компоненте брзине \bar{e}_{c_u} дуж дифузора I



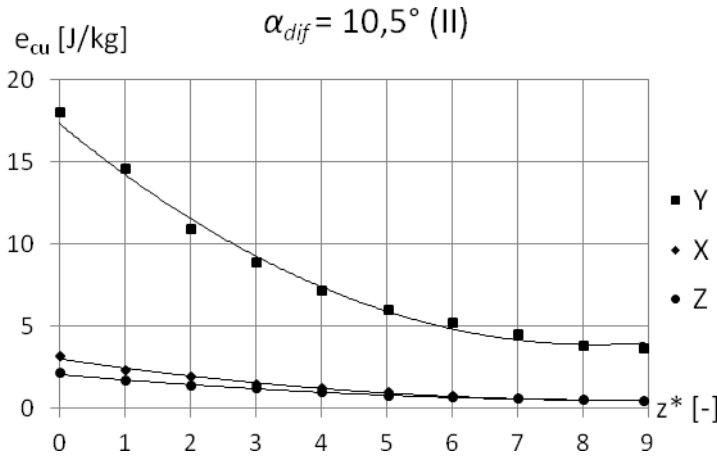
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.74	2.59
B	0.95	1.46
C	0.12	0.53
D	1.29	1.85
E	2.73	2.07
F	3.58	2.17
G	0.49	1.26

Дијаграм 104. Промена осредњене јединичне кинетичке енергије обимске компоненте брзине \bar{e}_{c_u} дуж дифузора III



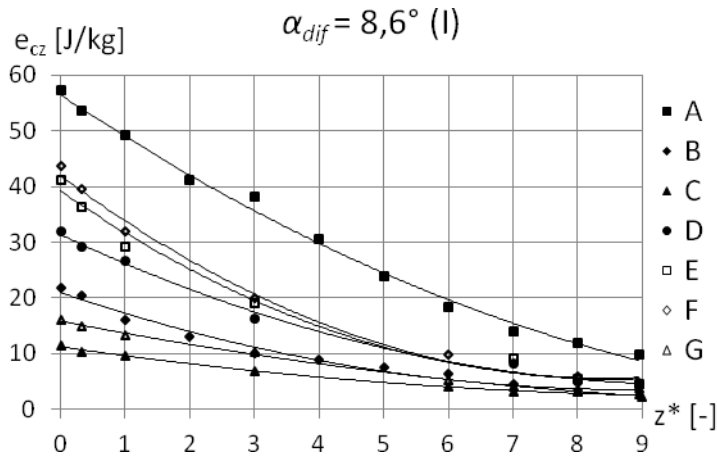
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.13	0.52
B	0.52	1.30
C	1.41	1.85
D	3.22	2.07
E	0.29	0.83

Дијаграм 105. Промена осредњене јединичне кинетичке енергије обимске компоненте брзине \bar{e}_{c_u} дуж дифузора II



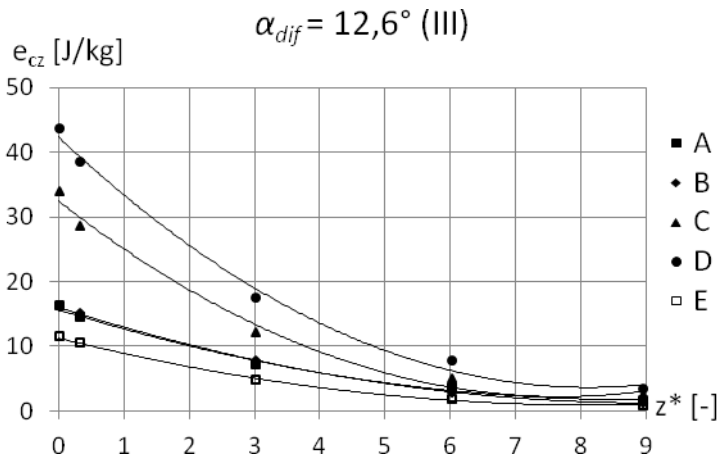
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
X	2.61	2.59
Y	0.77	1.78
Z	3.34	2.73

Дијаграм 106. Промена осредњене јединичне кинетичке енергије аксијалне компоненте брзине \bar{e}_{c_z} дуж дифузора I



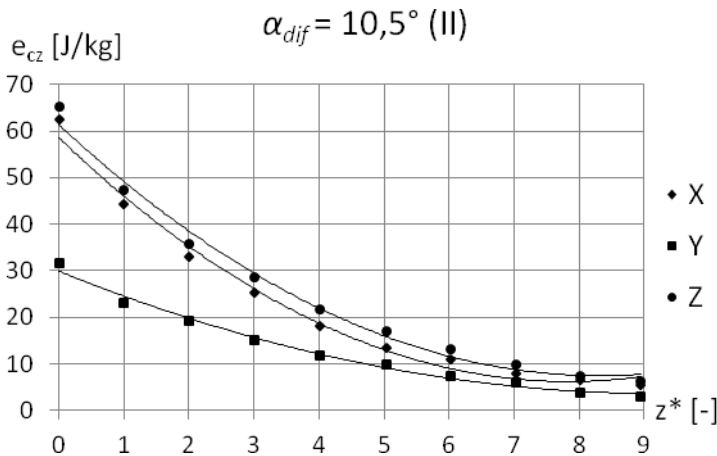
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.74	2.59
B	0.95	1.46
C	0.12	0.53
D	1.29	1.85
E	2.73	2.07
F	3.58	2.17
G	0.49	1.26

Дијаграм 107. Промена осредњене јединичне кинетичке енергије аксијалне компоненте брзине \bar{e}_{c_z} дуж дифузора III



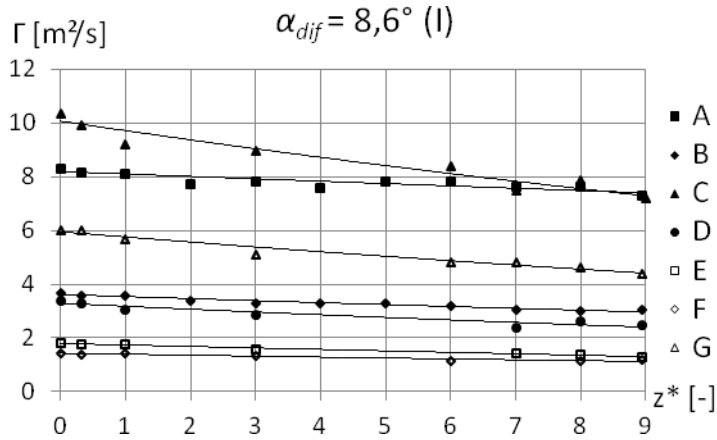
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.13	0.52
B	0.52	1.30
C	1.41	1.85
D	3.22	2.07
E	0.29	0.83

Дијаграм 108. Промена осредњене јединичне кинетичке енергије аксијалне компоненте брзине \bar{e}_{c_z} дуж дифузора II



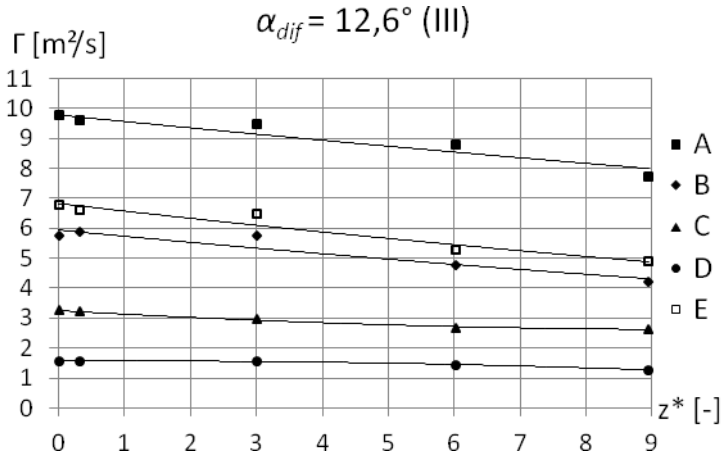
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
X	2.61	2.59
Y	0.77	1.78
Z	3.34	2.73

Дијаграм 109. Промена осредњене једин. укупне циркулације $\bar{\Gamma}$ дуж дифузора I



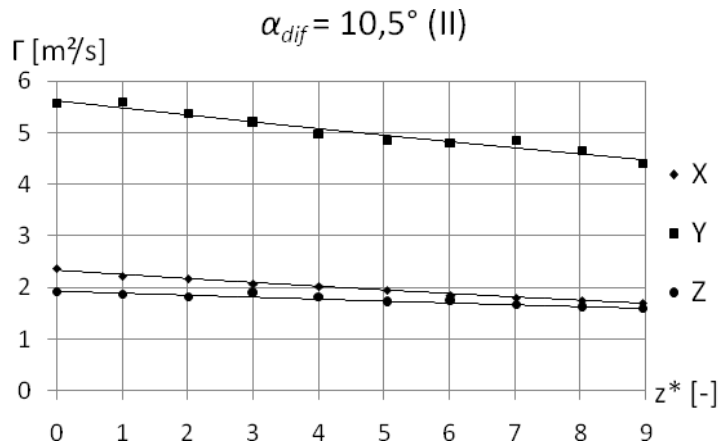
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.74	2.59
B	0.95	1.46
C	0.12	0.53
D	1.29	1.85
E	2.73	2.07
F	3.58	2.17
G	0.49	1.26

Дијаграм 110. Промена осредњене једин. укупне циркулације $\bar{\Gamma}$ дуж дифузора III



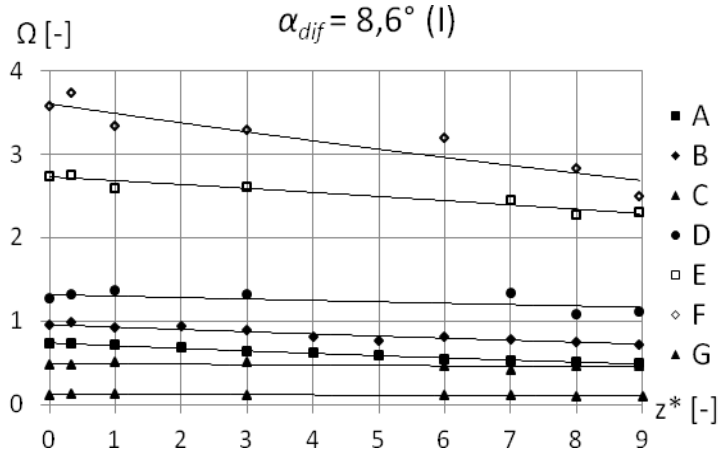
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.13	0.52
B	0.52	1.30
C	1.41	1.85
D	3.22	2.07
E	0.29	0.83

Дијаграм 111. Промена осредњене једин. укупне циркулације $\bar{\Gamma}$ дуж дифузора II



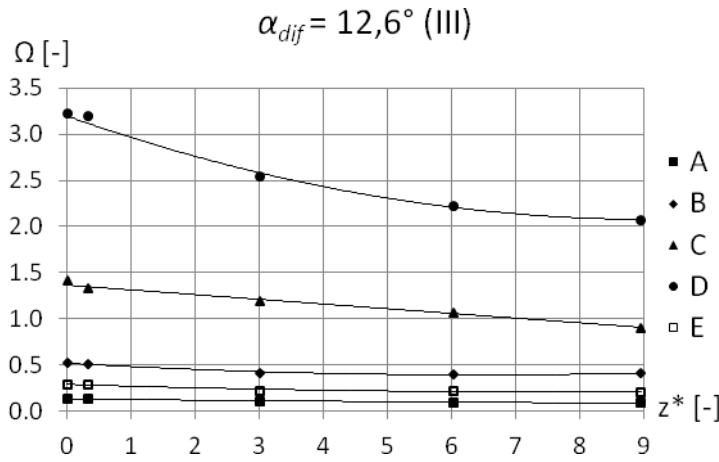
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
X	2.61	2.59
Y	0.77	1.78
Z	3.34	2.73

Дијаграм 112. Промена параметра вихорног струјања Ω дуж дифузора I



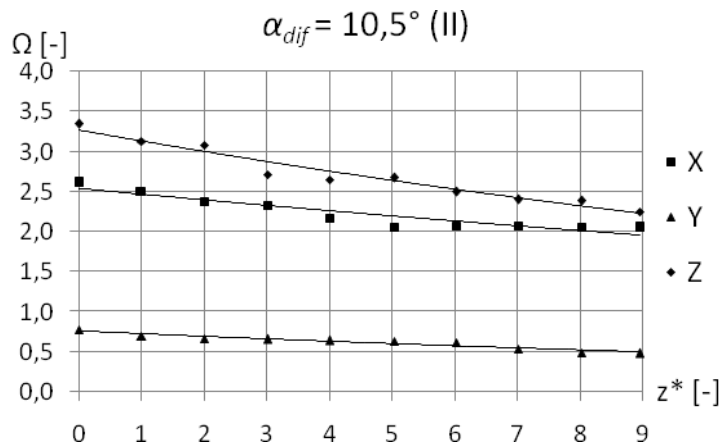
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.74	2.59
B	0.95	1.46
C	0.12	0.53
D	1.29	1.85
E	2.73	2.07
F	3.58	2.17
G	0.49	1.26

Дијаграм 113. Промена параметра вихорног струјања Ω дуж дифузора III



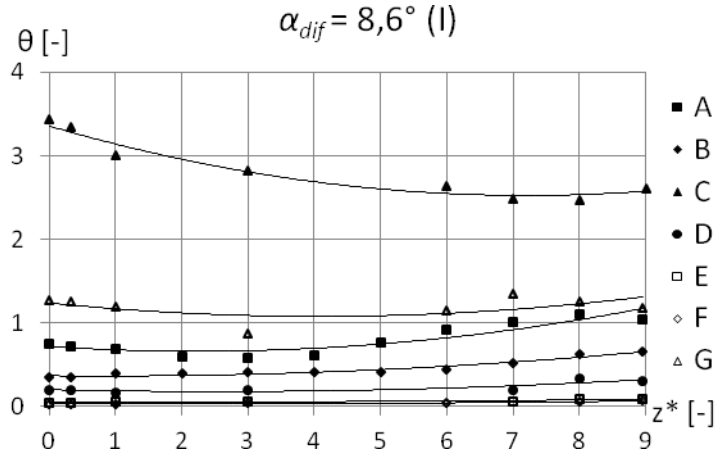
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.13	0.52
B	0.52	1.30
C	1.41	1.85
D	3.22	2.07
E	0.29	0.83

Дијаграм 114. Промена параметра вихорног струјања Ω дуж дифузора II



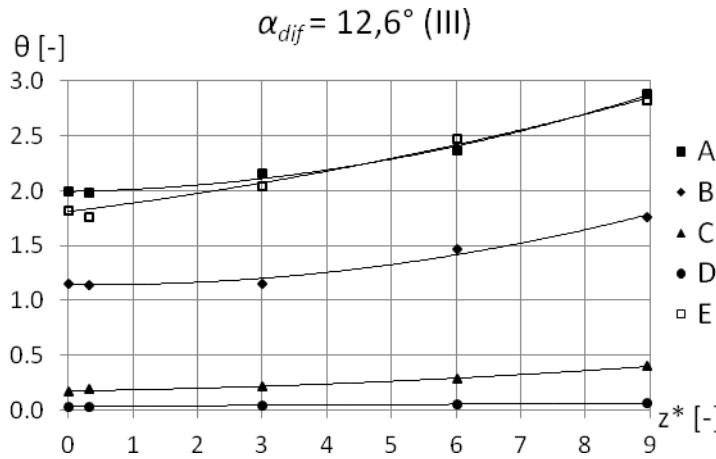
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
X	2.61	2.59
Y	0.77	1.78
Z	3.34	2.73

Дијаграм 115. Промена јачине вихора θ дуж дифузора I



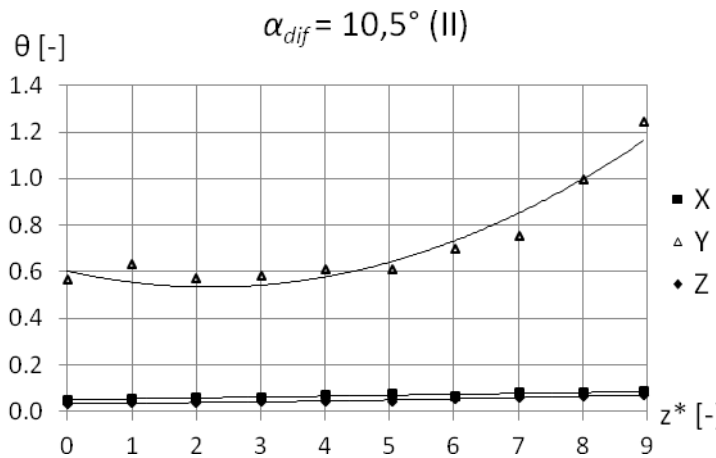
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.74	2.59
B	0.95	1.46
C	0.12	0.53
D	1.29	1.85
E	2.73	2.07
F	3.58	2.17
G	0.49	1.26

Дијаграм 116. Промена јачине вихора θ дуж дифузора III



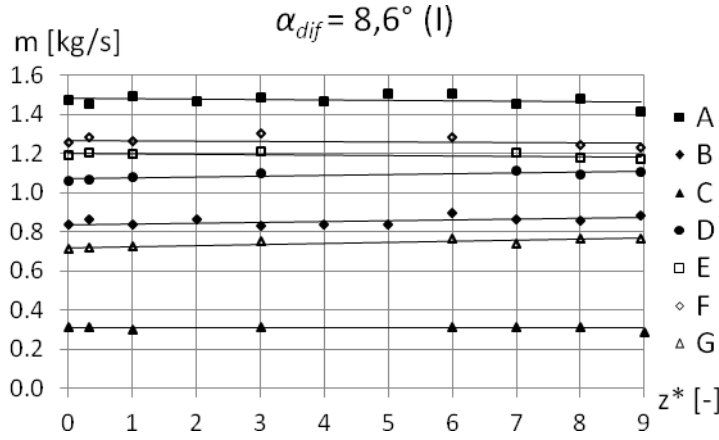
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.13	0.52
B	0.52	1.30
C	1.41	1.85
D	3.22	2.07
E	0.29	0.83

Дијаграм 117. Промена јачине вихора θ дуж дифузора II



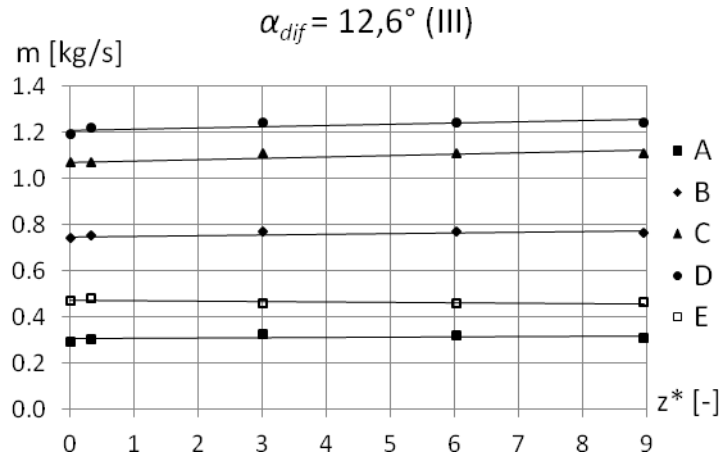
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
X	2.61	2.59
Y	0.77	1.78
Z	3.34	2.73

Дијаграм 118. Промена масеног протока \dot{m} дуж дифузора I



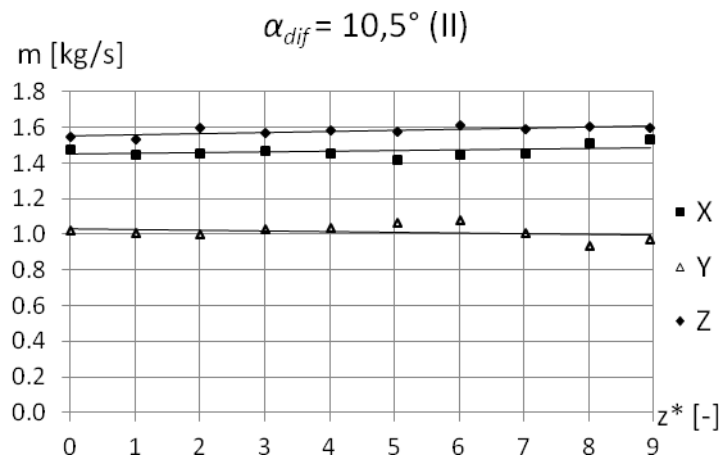
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.74	2.59
B	0.95	1.46
C	0.12	0.53
D	1.29	1.85
E	2.73	2.07
F	3.58	2.17
G	0.49	1.26

Дијаграм 119. Промена масеног протока \dot{m} дуж дифузора III



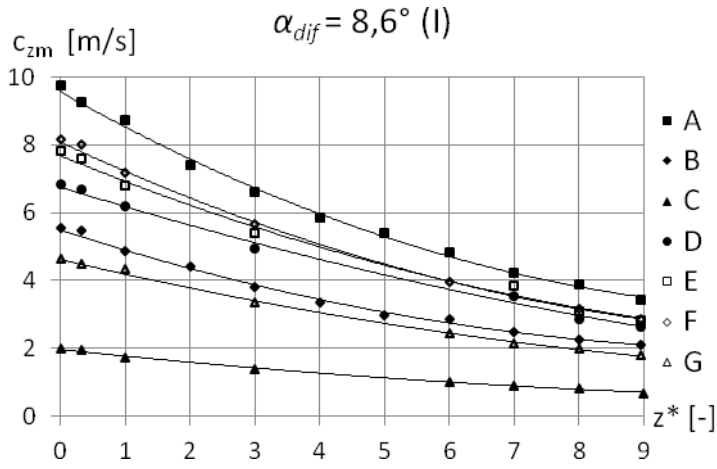
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.13	0.52
B	0.52	1.30
C	1.41	1.85
D	3.22	2.07
E	0.29	0.83

Дијаграм 120. Промена масеног протока \dot{m} дуж дифузора II



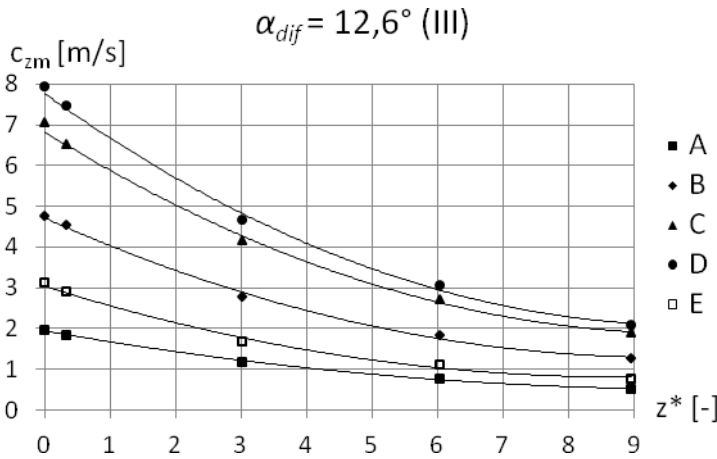
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
X	2.61	2.59
Y	0.77	1.78
Z	3.34	2.73

Дијаграм 121. Промена средње проточне брзине \bar{c}_{zm} дуж дифузора I



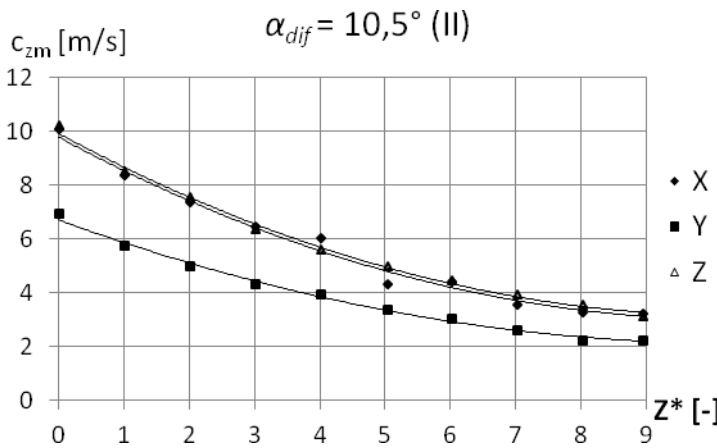
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.74	2.59
B	0.95	1.46
C	0.12	0.53
D	1.29	1.85
E	2.73	2.07
F	3.58	2.17
G	0.49	1.26

Дијаграм 122. Промена средње проточне брзине \bar{c}_{zm} дуж дифузора III



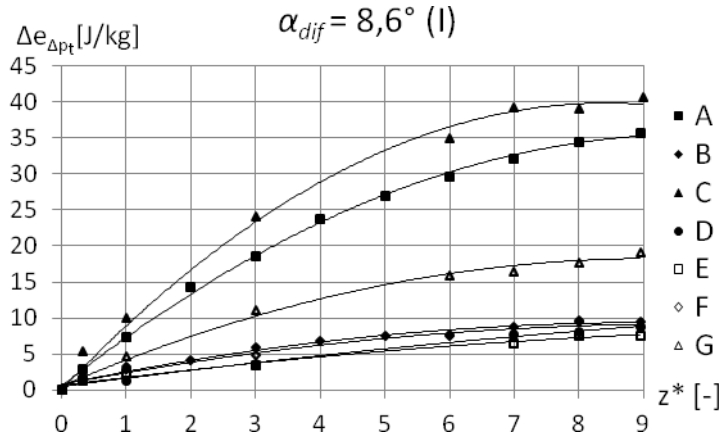
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.13	0.52
B	0.52	1.30
C	1.41	1.85
D	3.22	2.07
E	0.29	0.83

Дијаграм 123. Промена средње проточне брзине \bar{c}_{zm} дуж дифузора II



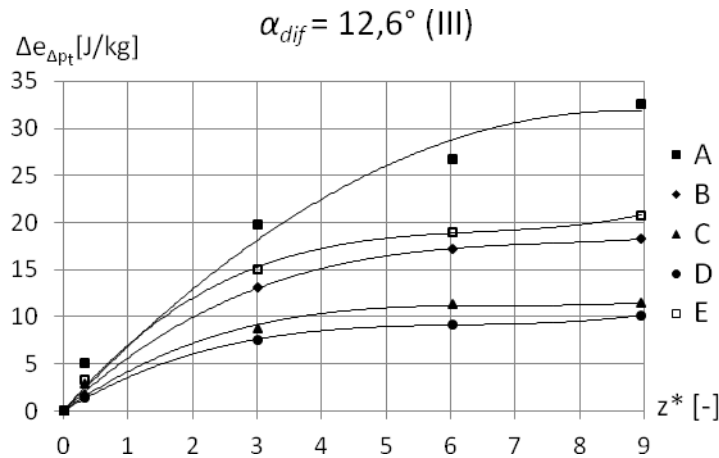
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
X	2.61	2.59
Y	0.77	1.78
Z	3.34	2.73

Дијаграм 124. Промена разлике релативних осредњених јединичних укупних $\Delta \bar{e}_{\Delta p_t}$ (тоталних) енергија дуж дифузора I



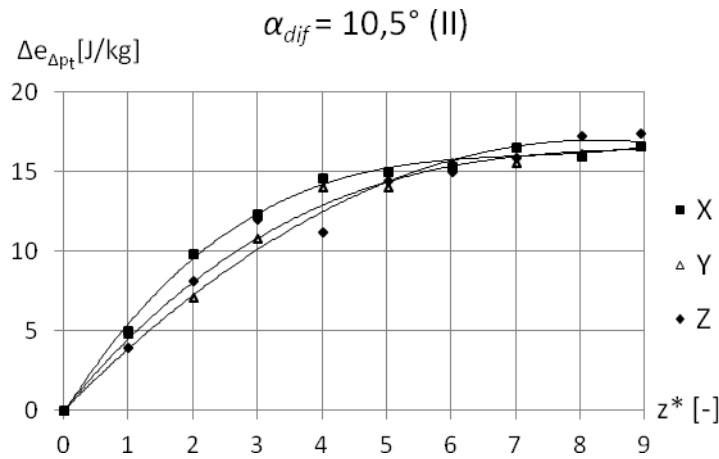
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.74	2.59
B	0.95	1.46
C	0.12	0.53
D	1.29	1.85
E	2.73	2.07
F	3.58	2.17
G	0.49	1.26

Дијаграм 125. Промена разлике релативних осредњених јединичних укупних $\Delta \bar{e}_{\Delta p_t}$ (тоталних) енергија дуж дифузора III



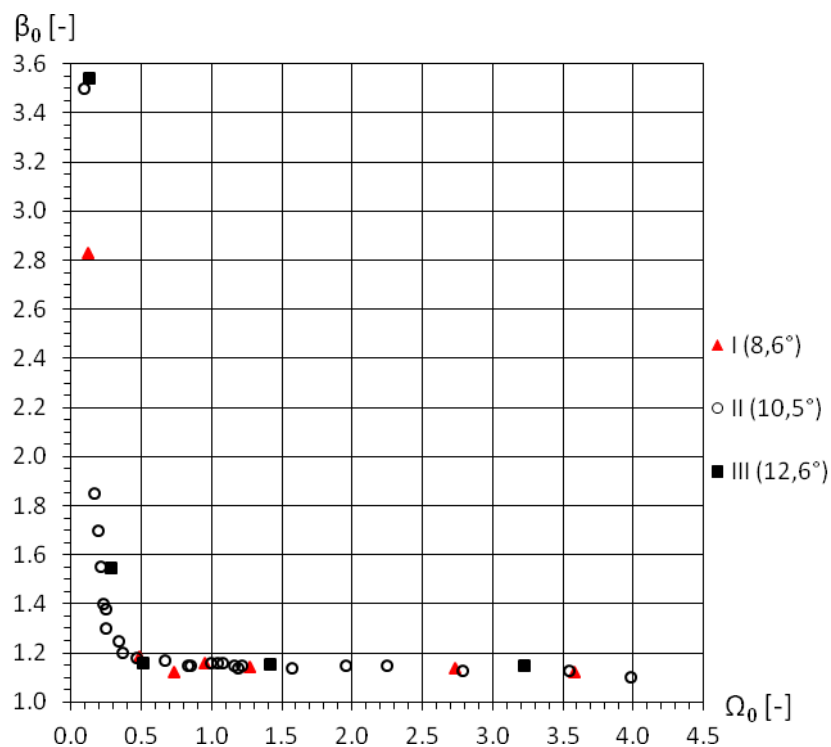
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.13	0.52
B	0.52	1.30
C	1.41	1.85
D	3.22	2.07
E	0.29	0.83

Дијаграм 126. Промена разлике релативних осредњених јединичних укупних $\Delta \bar{e}_{\Delta p_t}$ (тоталних) енергија дуж дифузора II

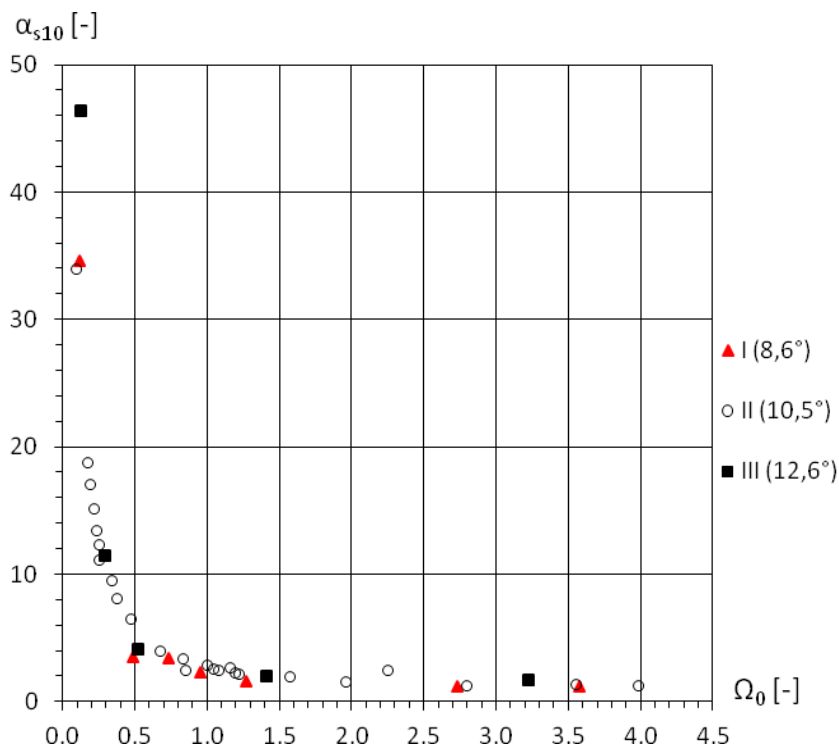


Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
X	2.61	2.59
Y	0.77	1.78
Z	3.34	2.73

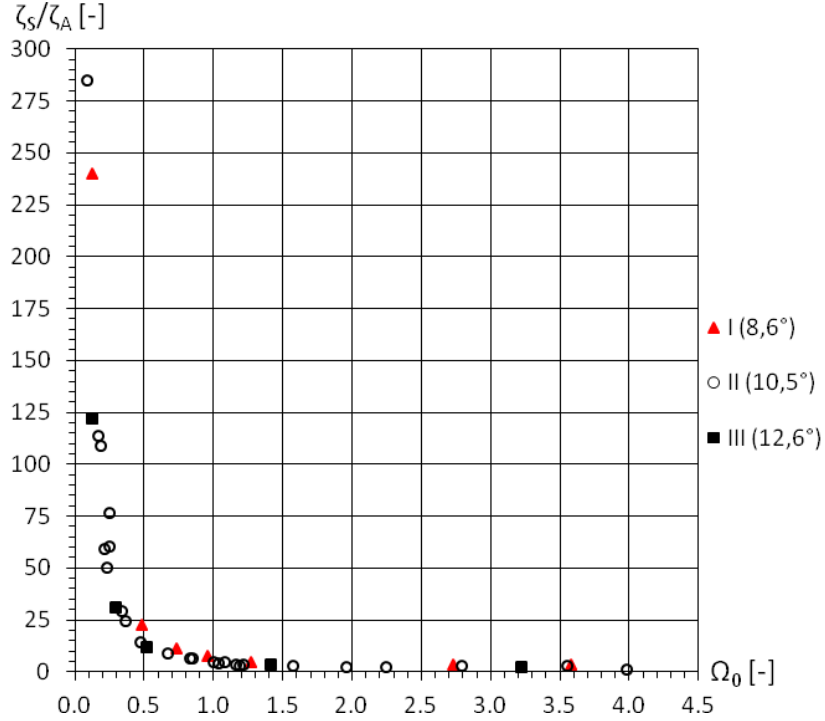
Дијаграм 127. Зависност Бусинесковог броја β од параметра вихорног струјања Ω , на улазу у дифузор, за радне режиме сва три дифузора



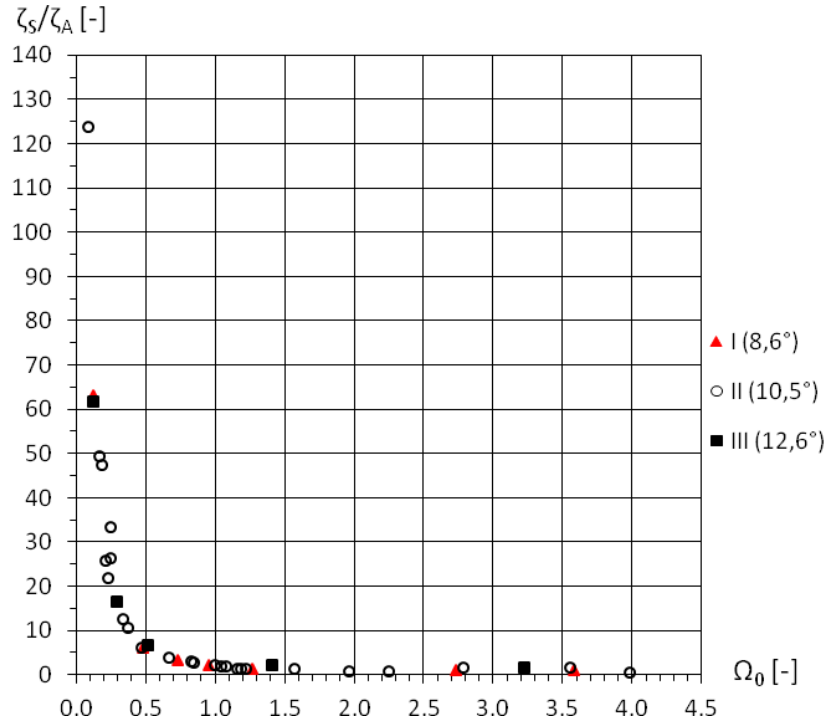
Дијаграм 128. Зависност Кориолисовог коефицијента α_s на излазу из дифузора од параметра вихорног струјања Ω на улазу у дифузор, за радне режиме сва три дифузора



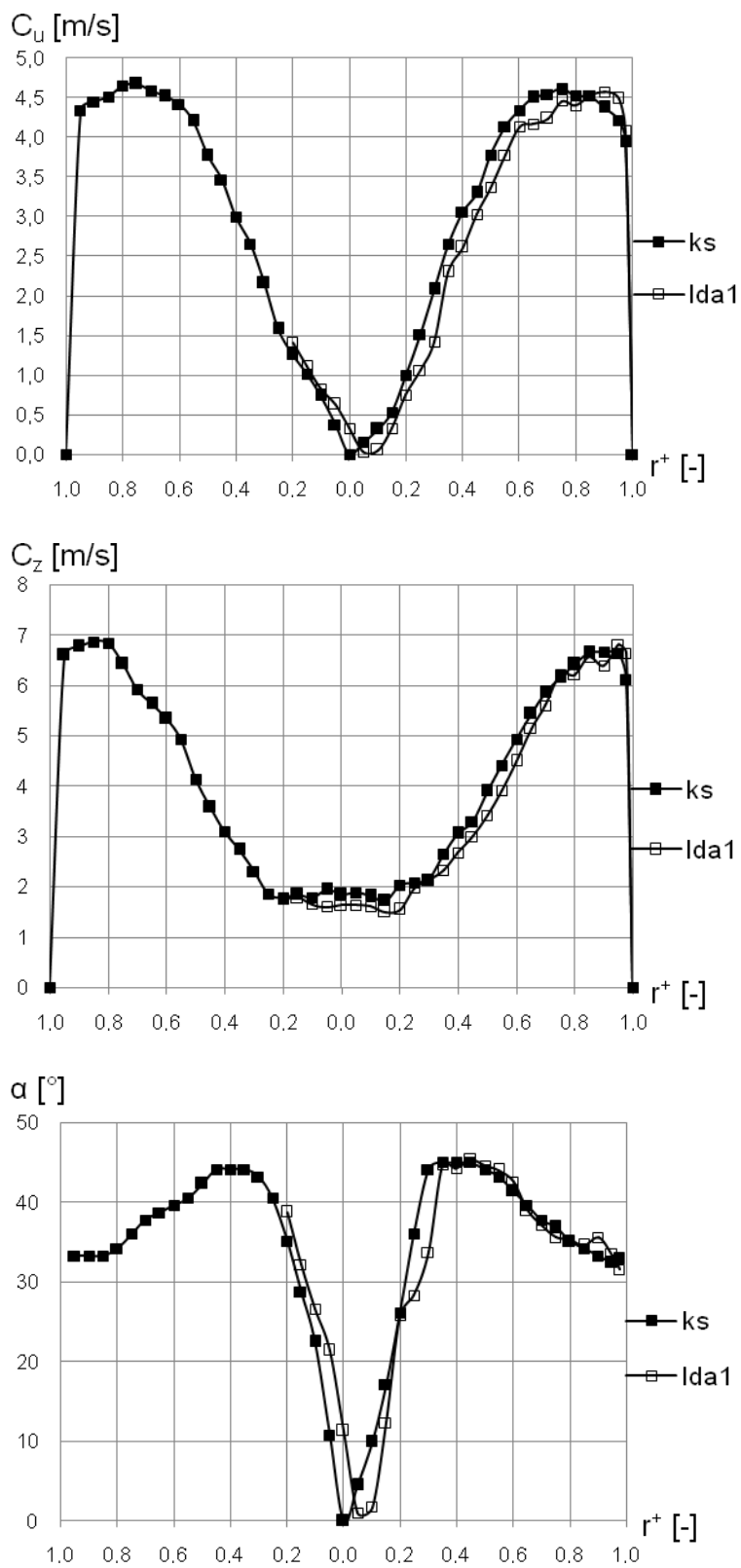
Дијаграм 129. Зависност односа коефицијената отпора при вихорном и чисто аксијалном струјању (Повх) ζ_s/ζ_A на излазу из дифузора од параметра вихорног струјања Ω на улазу у дифузор, за радне режиме сва три дифузора



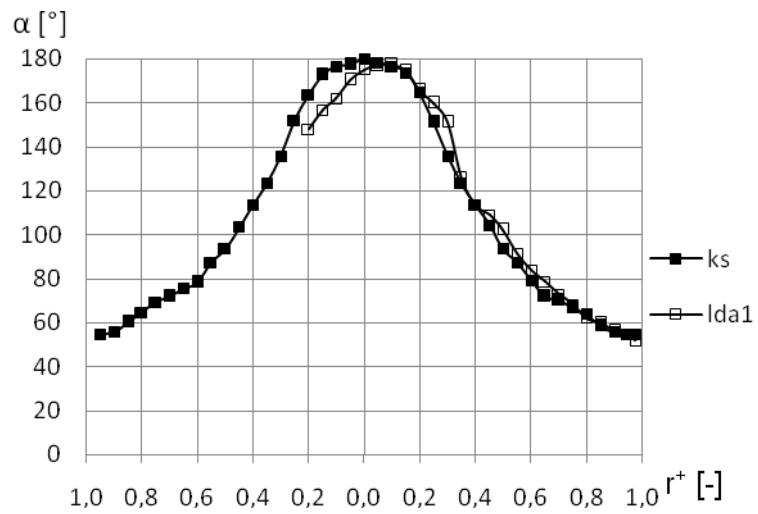
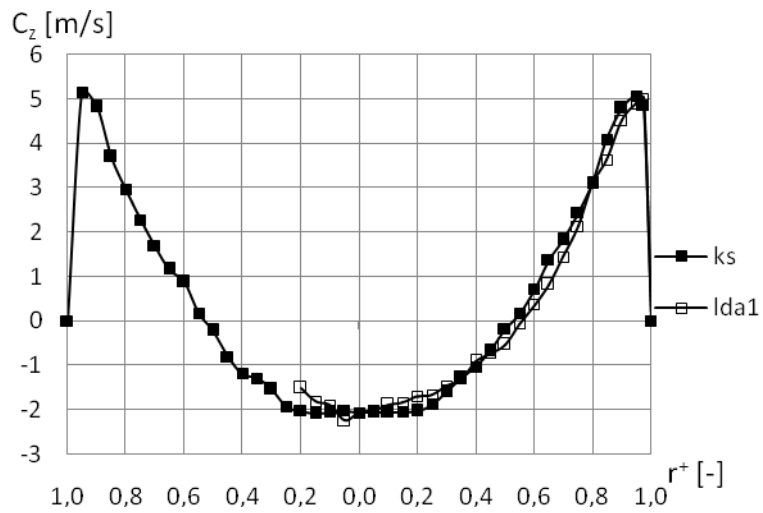
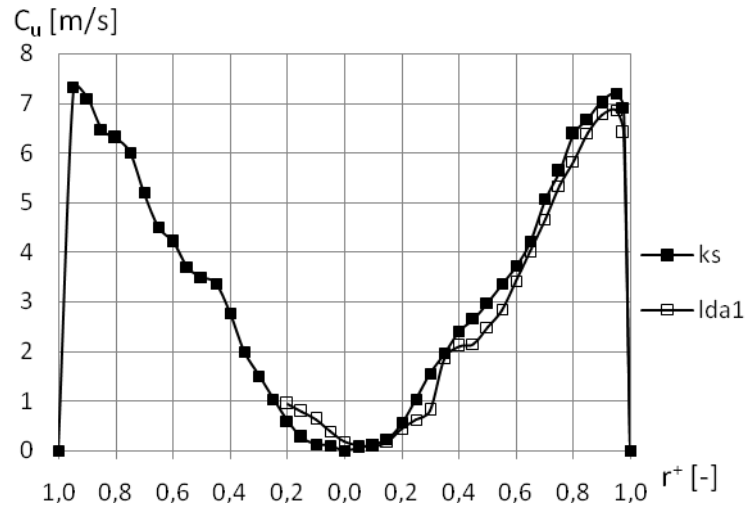
Дијаграм 130. Зависност односа коефицијената отпора при вихорном и чисто аксиј. струјању (Идељчик) ζ_s/ζ_A на излазу из дифузора од параметра вихорног струјања Ω на улазу у дифузор, за радне режиме сва три дифузора



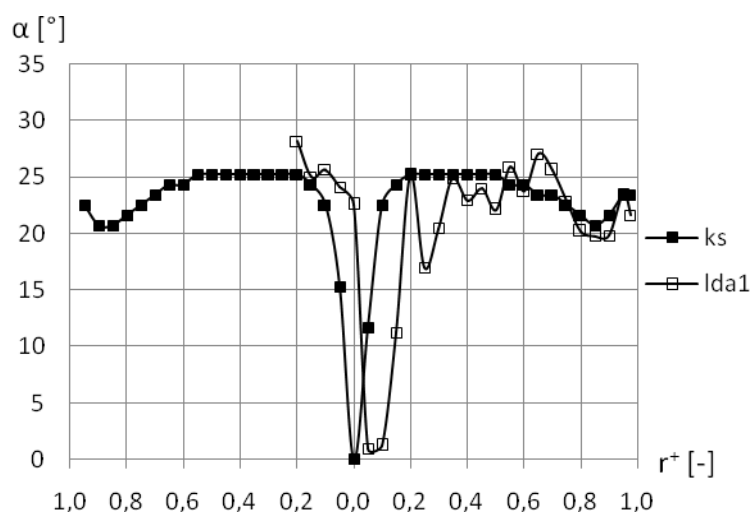
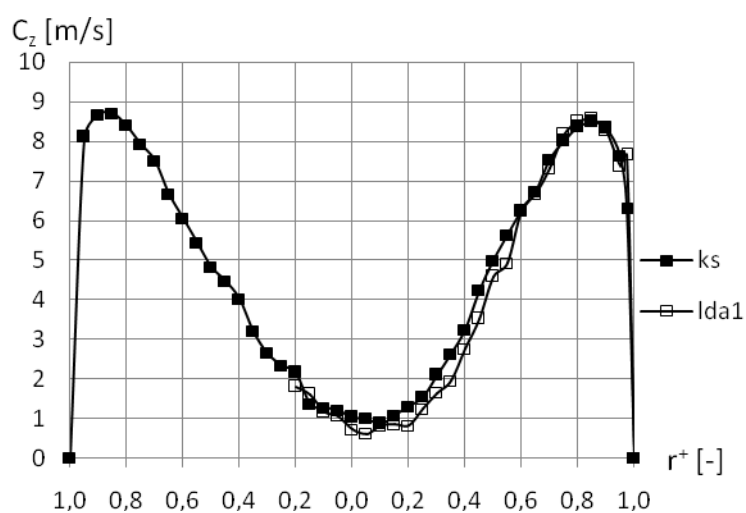
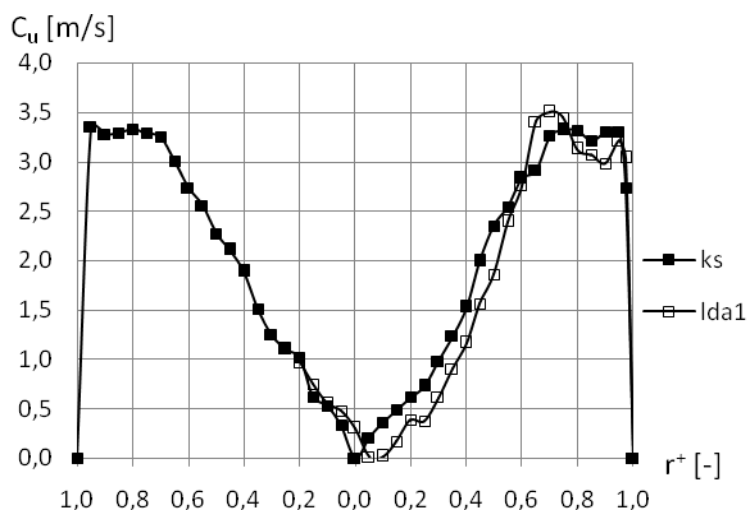
Дијаграм 131. Резултати мерења обимске и аксијалне компоненте просечне брзине и струјног угла, класичним сондама и ЛДА-1 системом, у пресеку 2 дифузора I за радни режим J



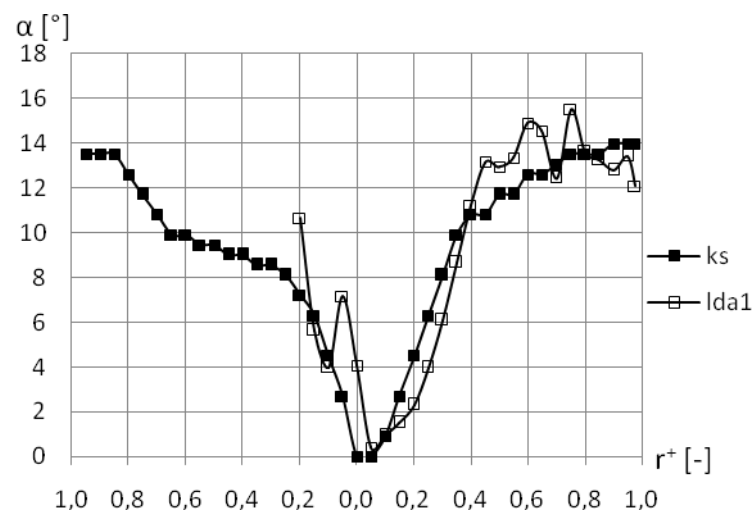
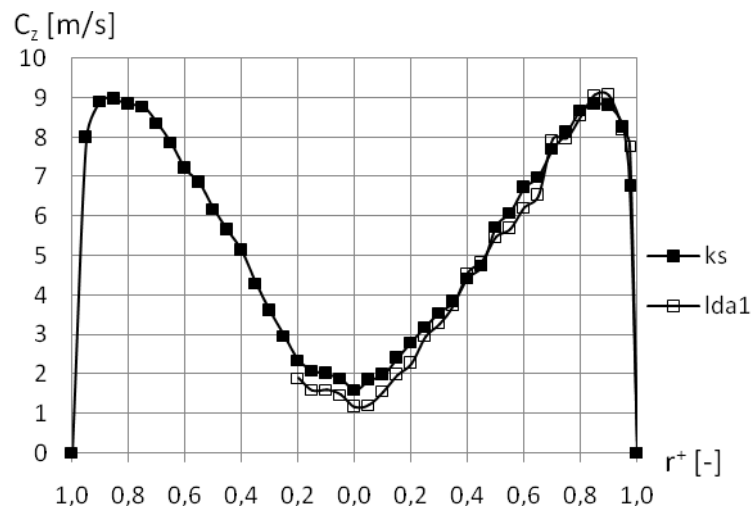
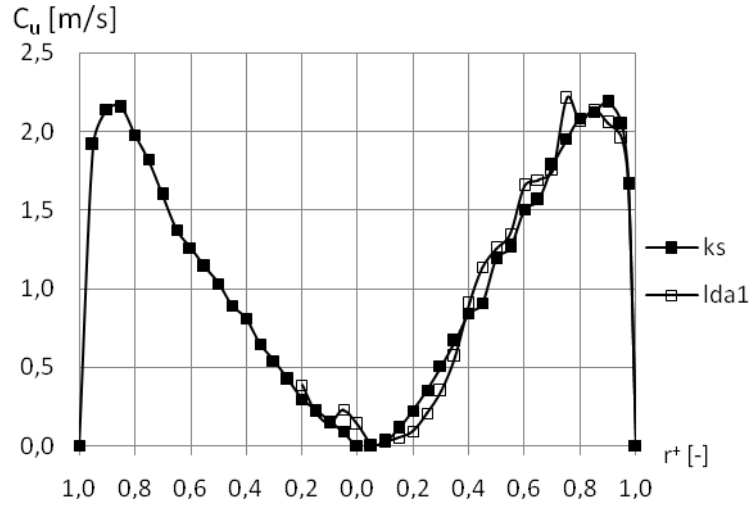
Дијаграм 132. Резултати мерења обимске и аксијалне компоненте просечне брзине и струјног угла, класичним сондама и ЛДА-1 системом, у пресеку 2 дифузора I за радни режим С



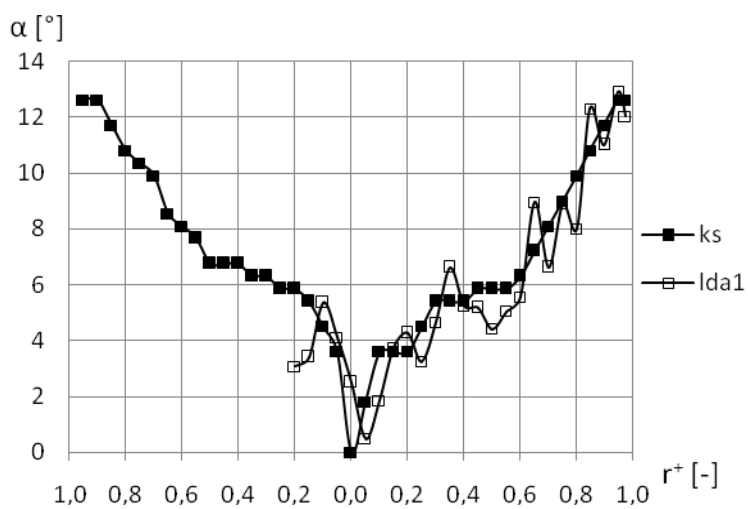
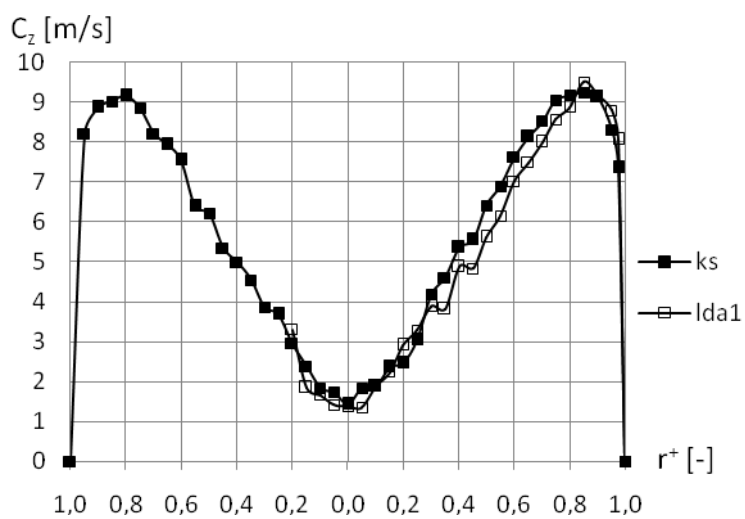
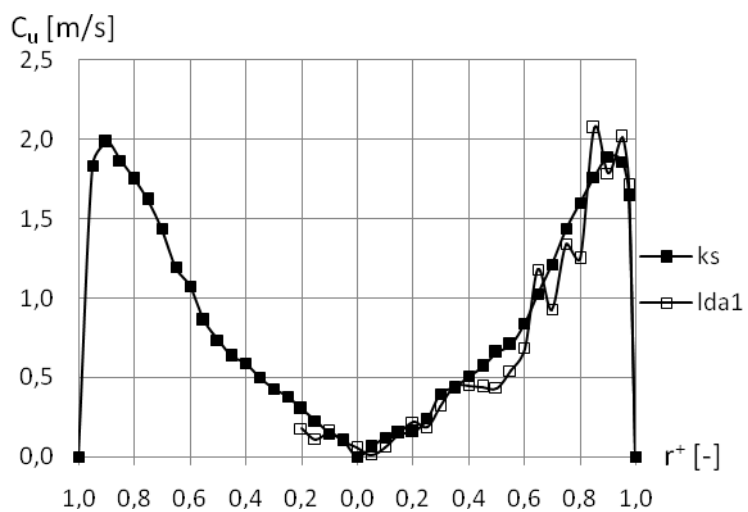
Дијаграм 133. Резултати мерења обимске и аксијалне компоненте просечне брзине и струјног угла, класичним сондама и ЛДА-1 системом, у пресеку 2 дифузора I за радни режим D



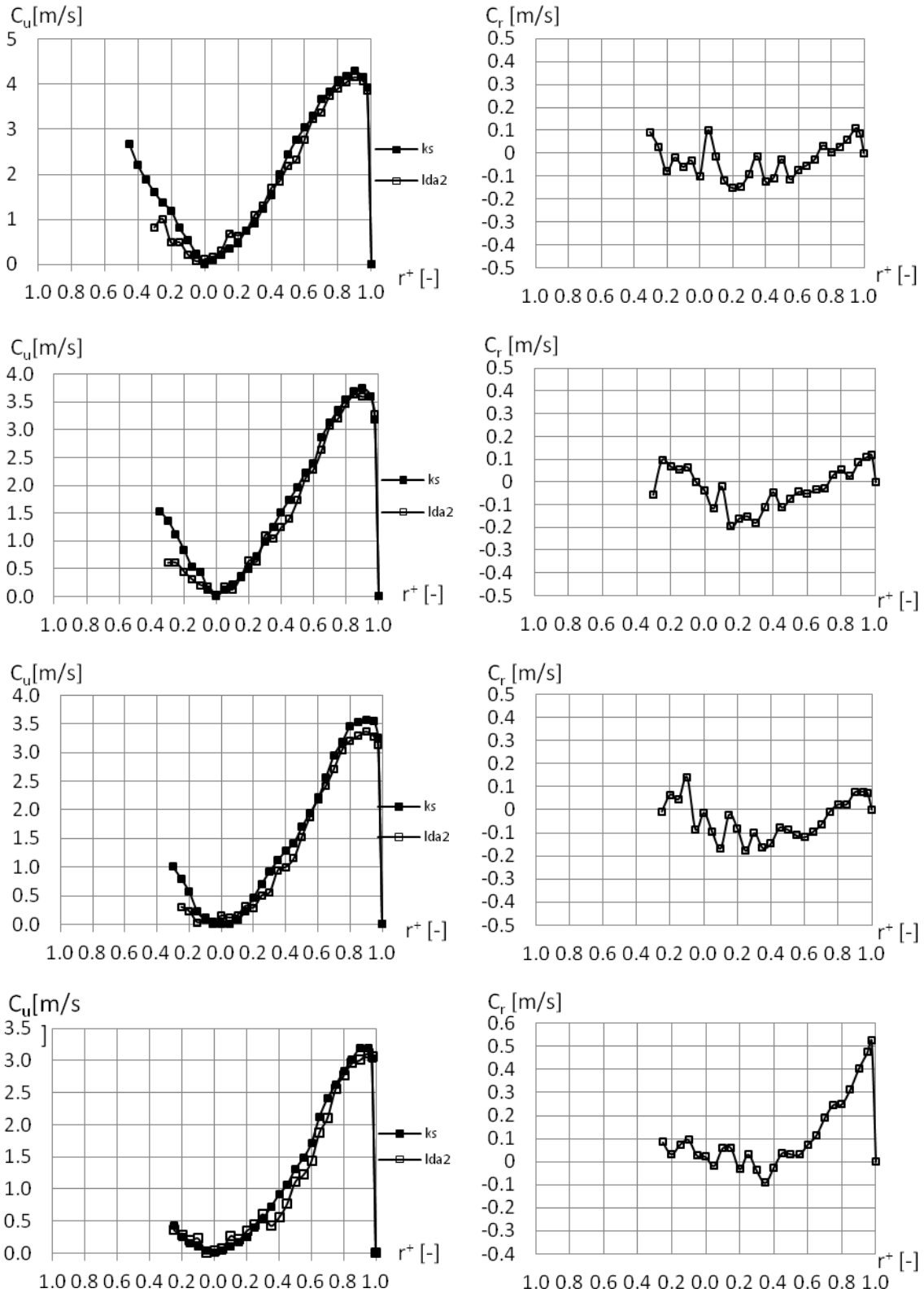
Дијаграм 134. Резултати мерења обимске и аксијалне компоненте просечне брзине и струјног угла, класичним сондама и ЛДА-1 системом, у пресеку 2 дифузора I за радни режим Е



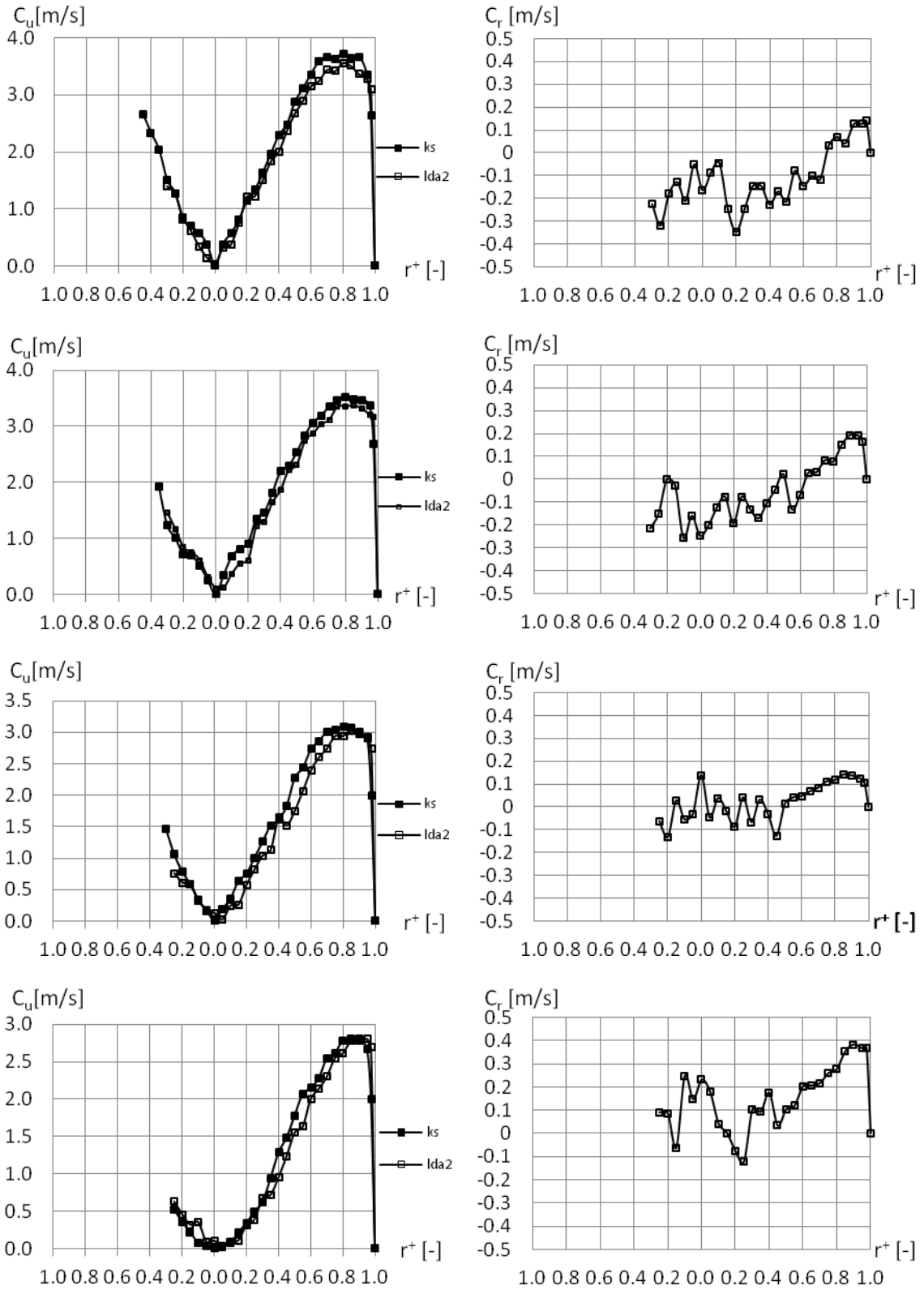
Дијаграм 135. Резултати мерења обимске и аксијалне компоненте просечне брзине и струјног угла, класичним сондама и ЛДА-1 системом, у пресеку 2 дифузора I за радни режим F



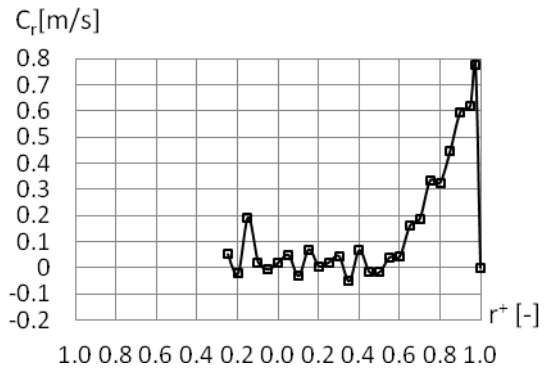
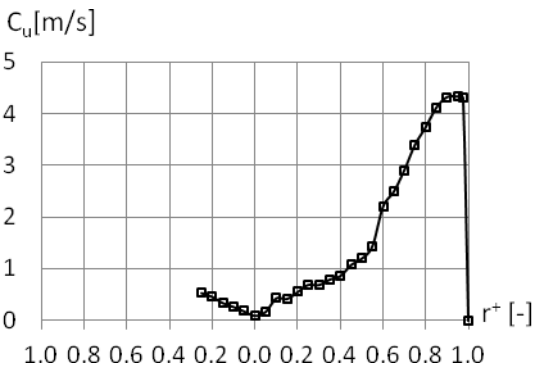
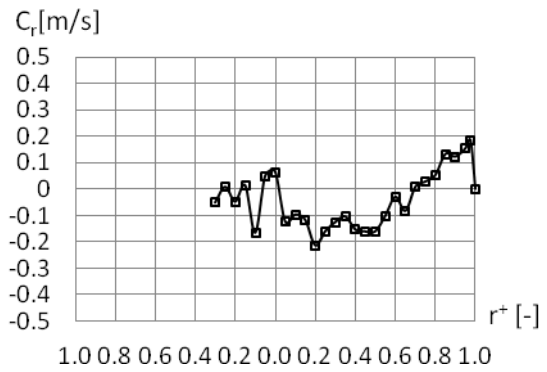
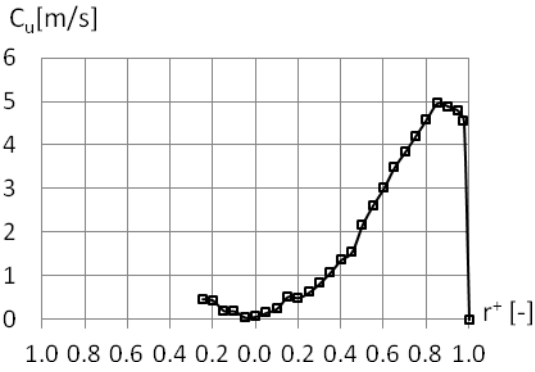
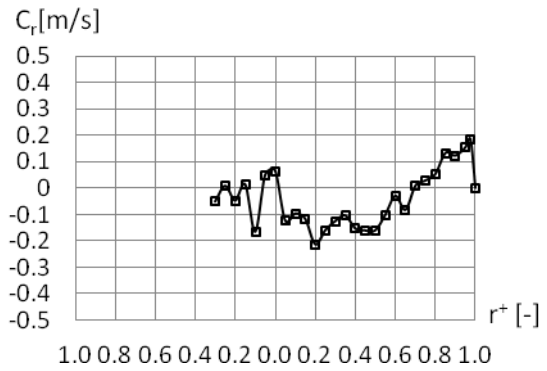
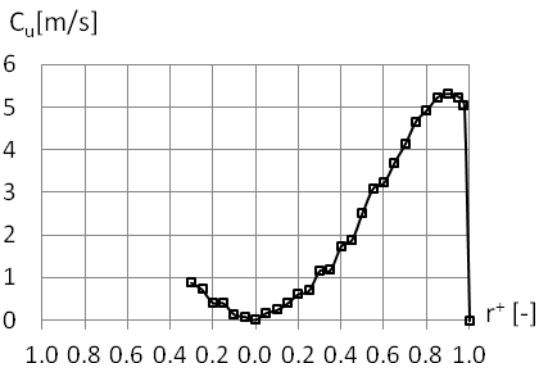
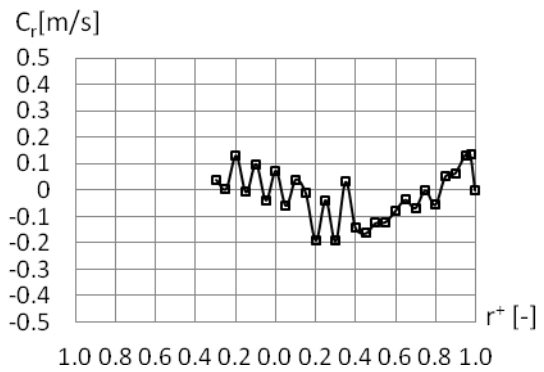
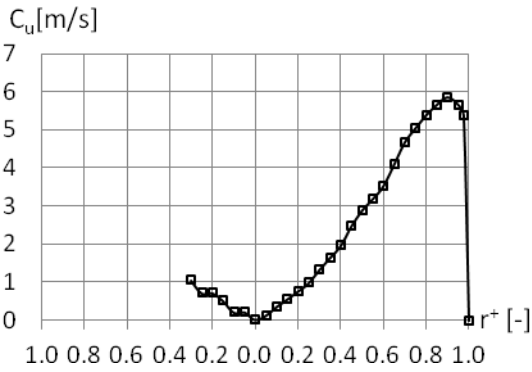
Дијаграм 136. Резултати мерења обимске компоненте просечне брзине класичним сондама и ЛДА-2, и мерења радијалне компоненте просечне брзине са ЛДА-2, у пресецима 7, 8, 9 и 10 дифузора I за режим С



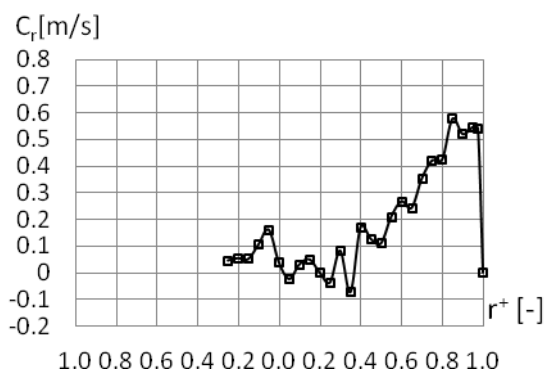
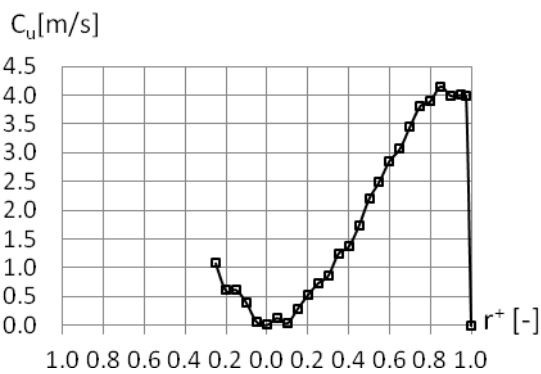
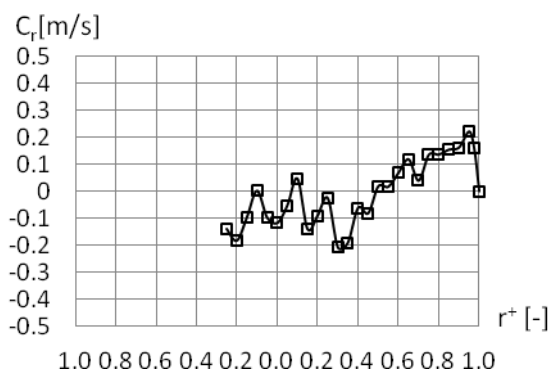
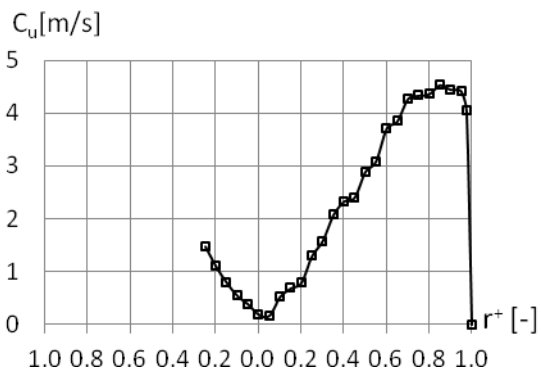
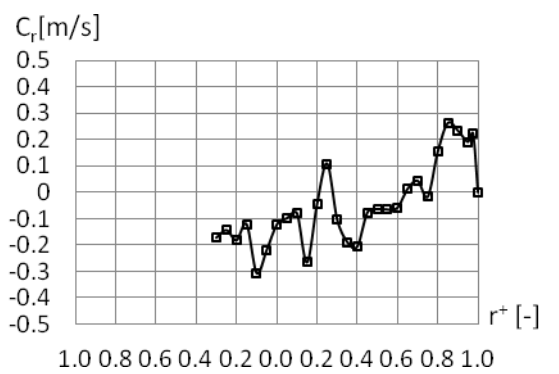
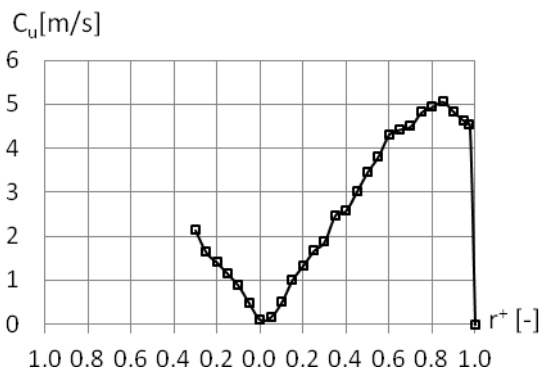
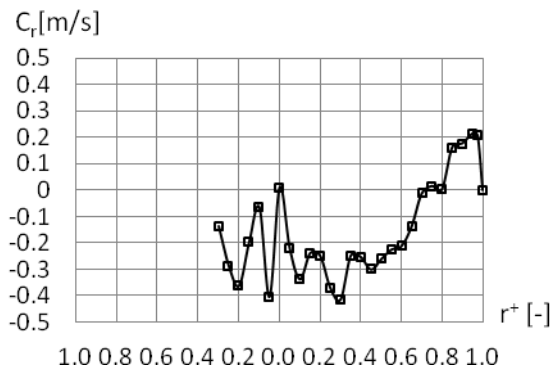
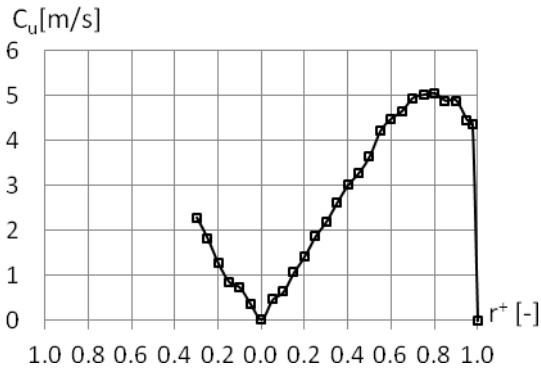
Дијаграм 137. Резултати мерења обимске компоненте просечне брзине класичним сондама и ЛДА-2, и мерења просечне радијалне компоненте брзине са ЛДА-2, у пресецима 7, 8, 9 и 10 дифузора I за режим G



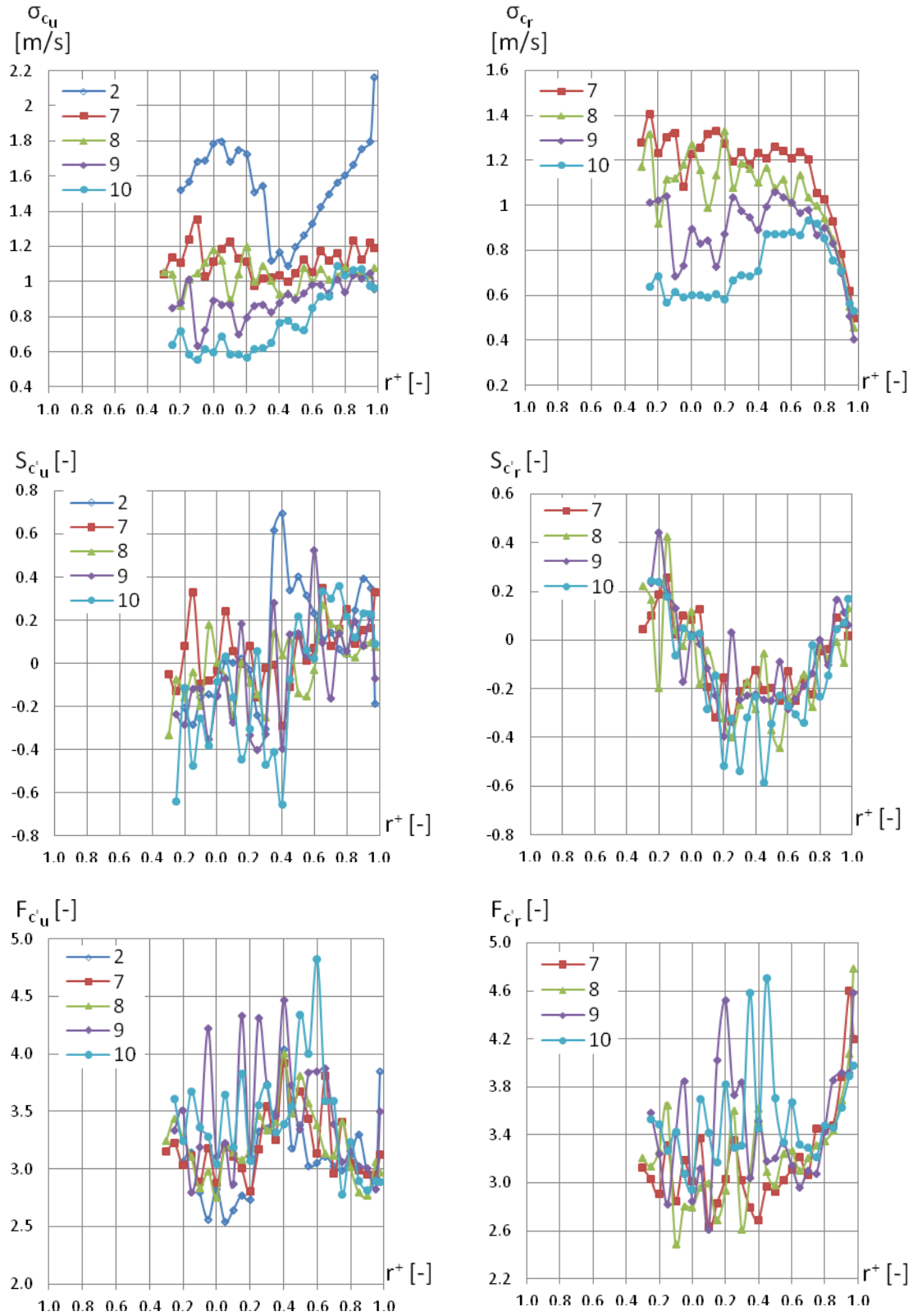
Дијаграм 138. Резултати мерења обимске и радијалне компоненте просечне брзине са ЛДА-2, у пресецима 7, 8, 9 и 10 дифузора I за режим Н



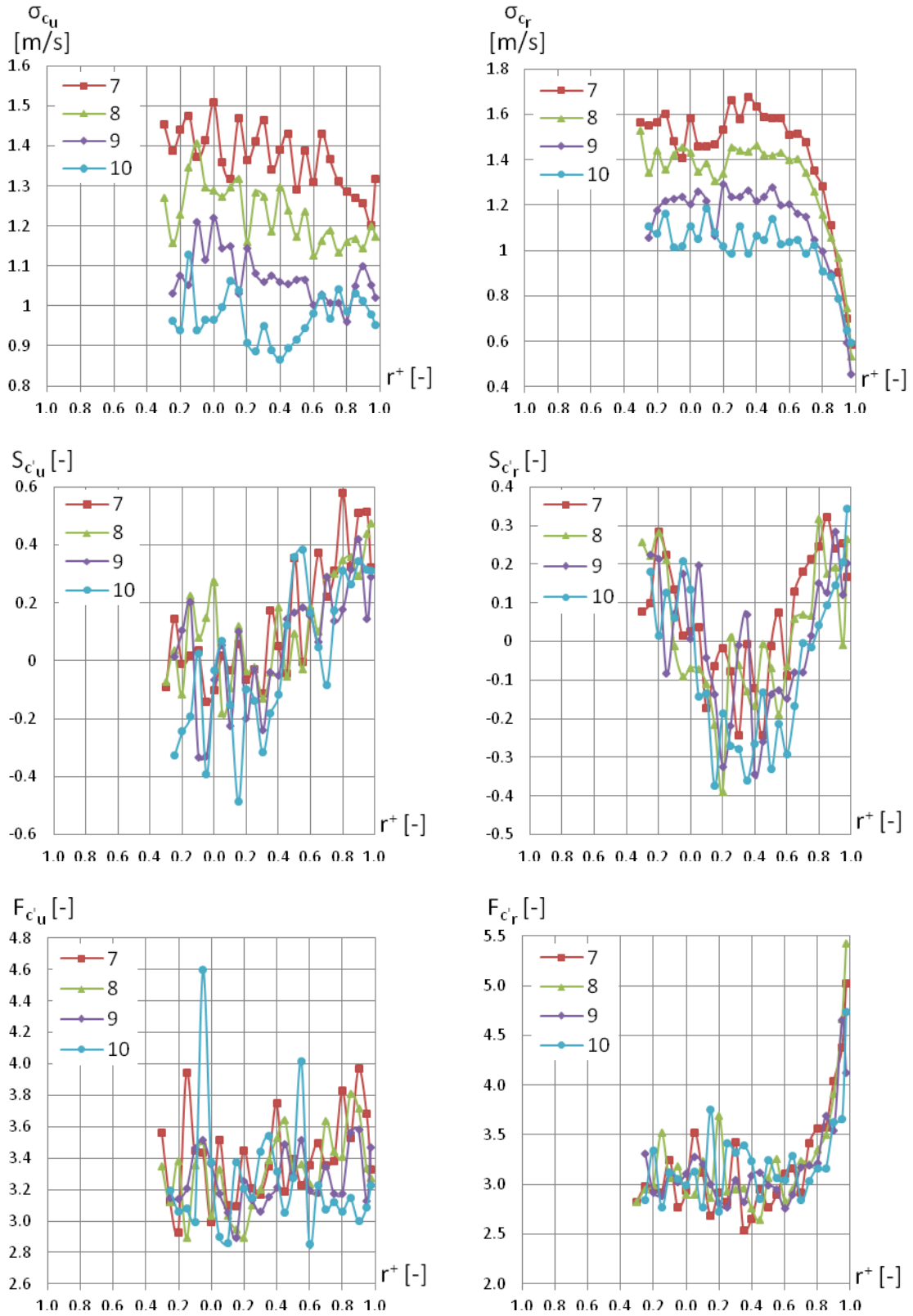
Дијаграм 139. Резултати мерења обимске и радијалне компоненте просечне брзине са ЛДА-2, у пресецима 7, 8, 9 и 10 дифузора I за режим I



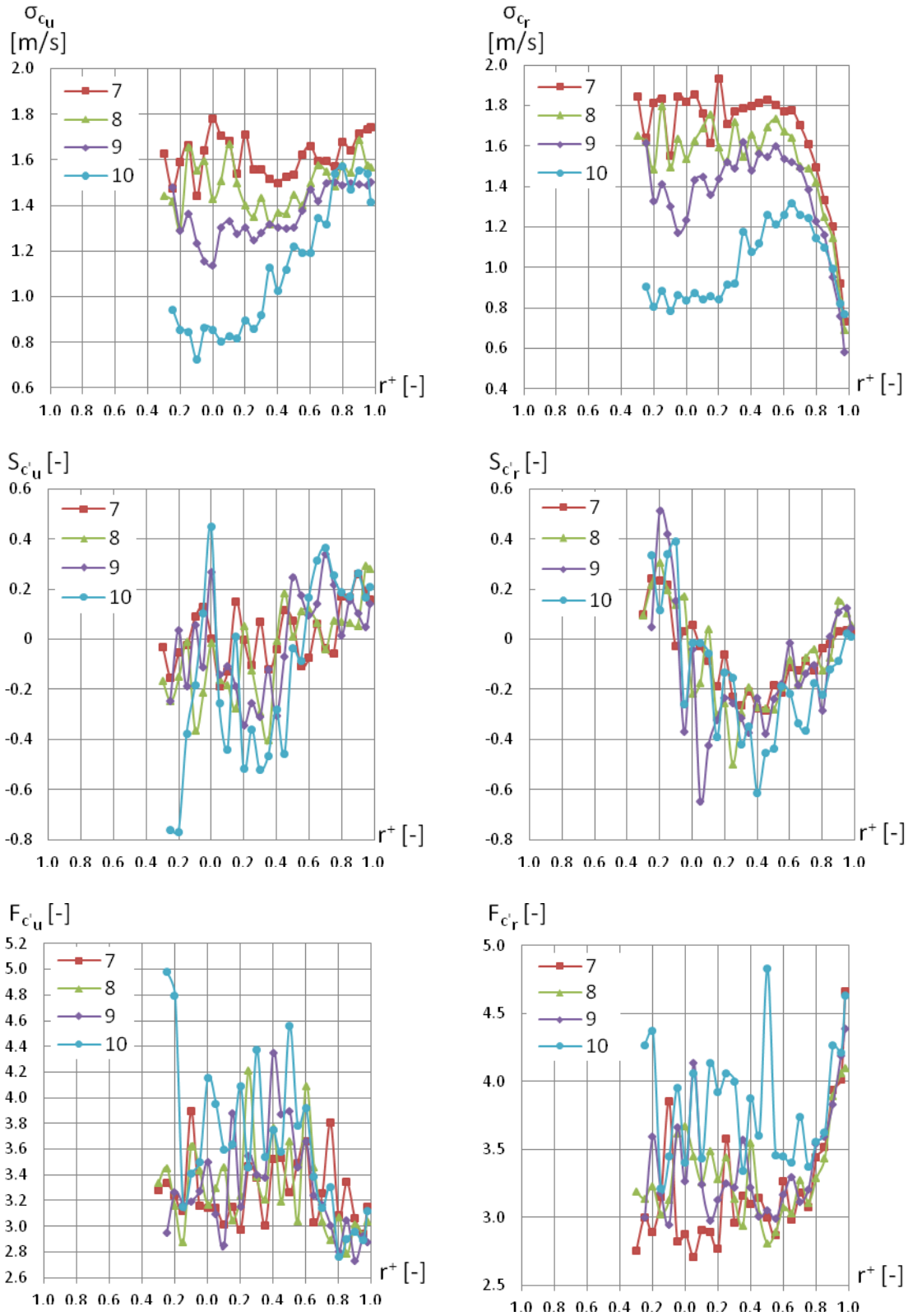
Дијаграм 140. Промена интезитета турбуленције, коефицијената асиметрије густине и коефицијената спљоштености густине, за режим С у пресецима 2, 7, 8, 9 и 10 дифузора I



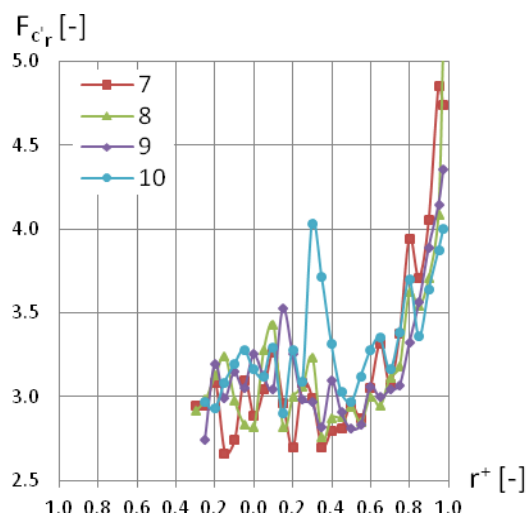
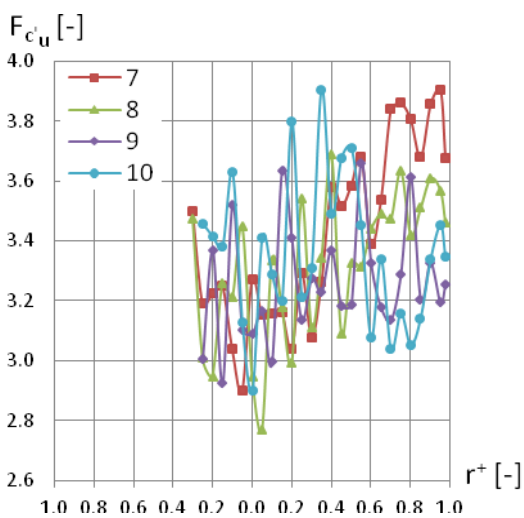
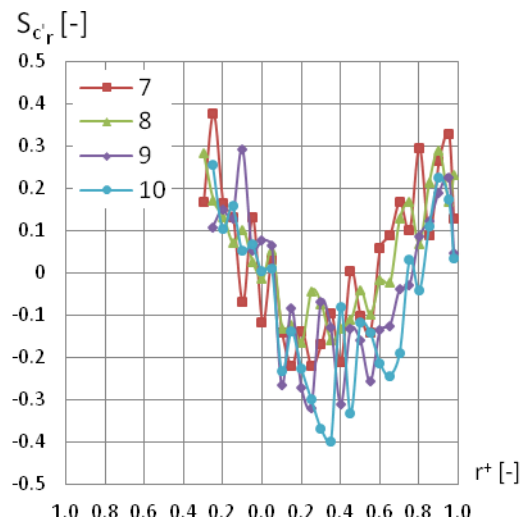
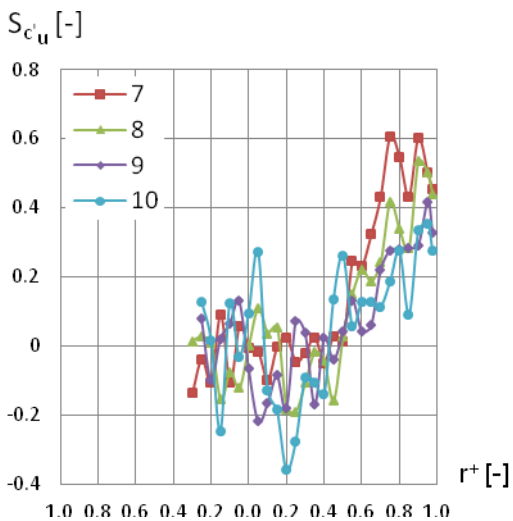
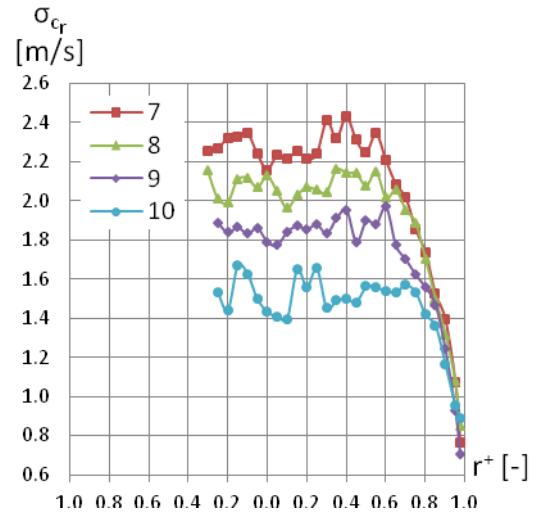
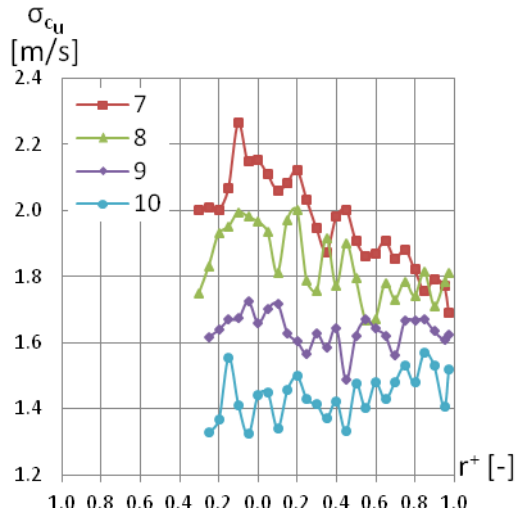
Дијаграм 141. Промена интезитета турбуленције, коефицијената асиметрије густине и коефицијената спљошности густине, за режим G у пресецима 7, 8, 9 и 10 дифузора I



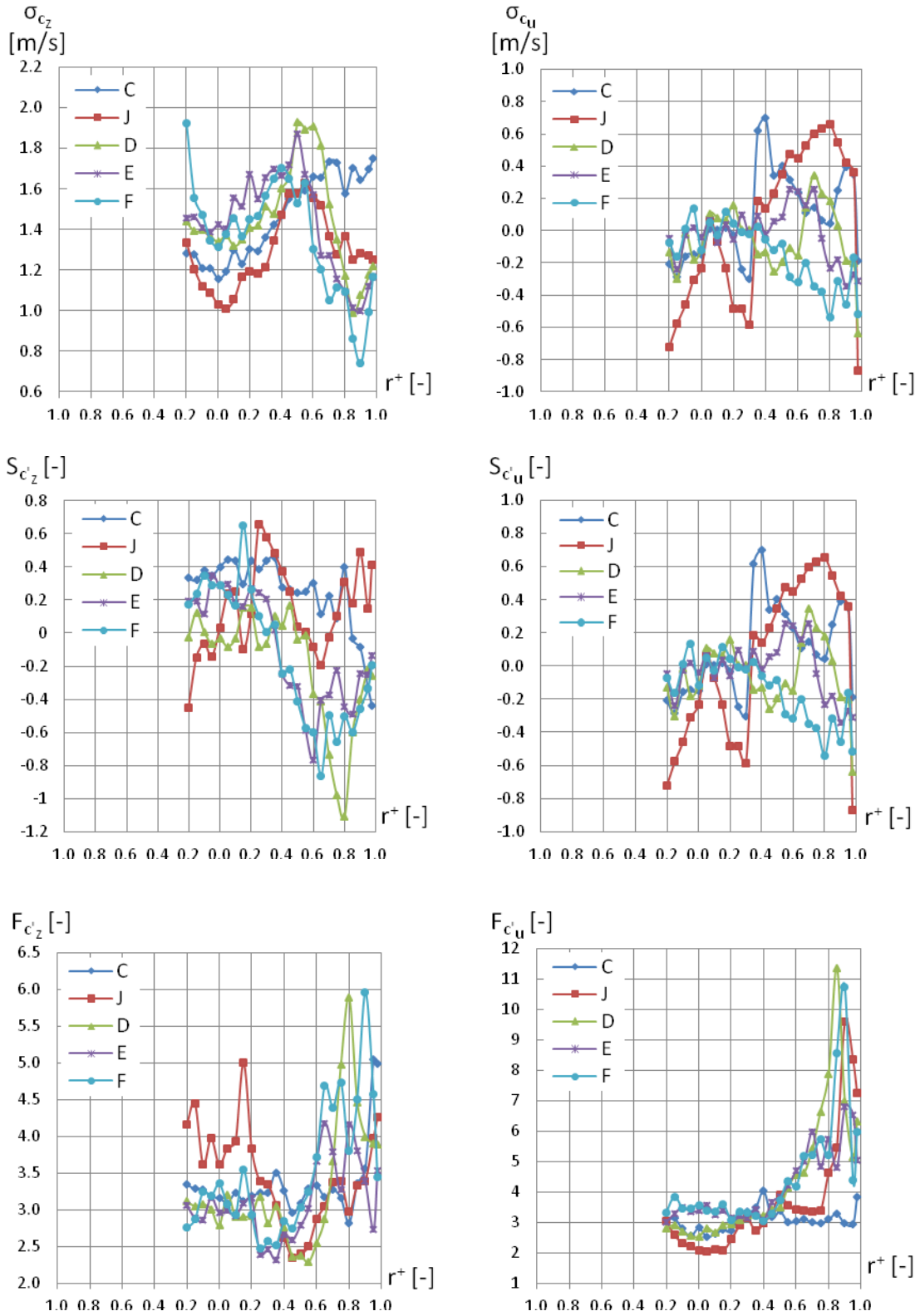
Дијаграм 142. Промена интезитета турбуленције, коефицијената асиметрије густине и коефицијената спљошности густине, за режим Н у пресецима 7, 8, 9 и 10 дифузора I



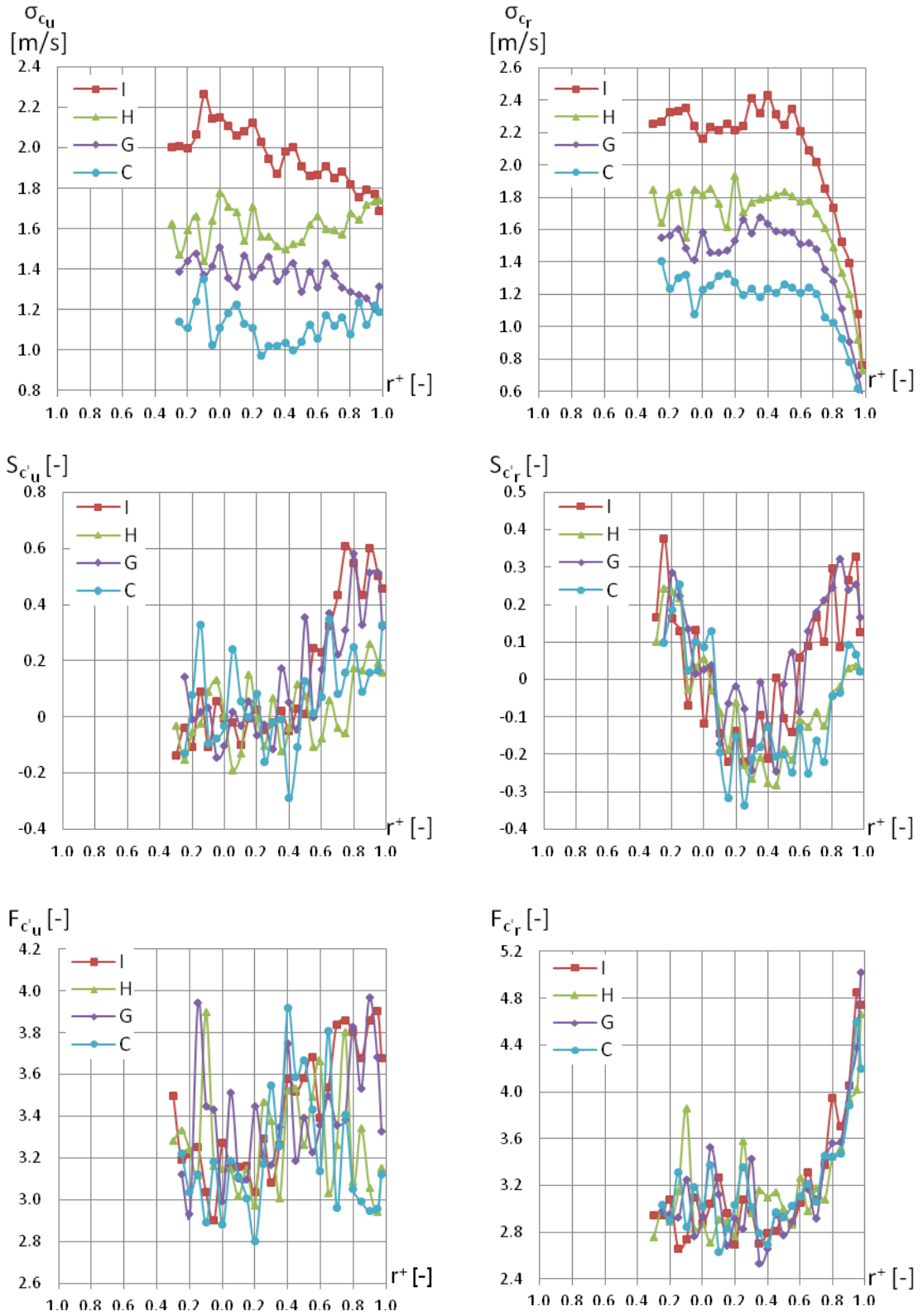
Дијаграм 143. Промена интезитета турбуленције, коефицијената асиметрије густине и коефицијената спљоштености густине, за режим I у пресецима 7, 8, 9 и 10 дифузора I



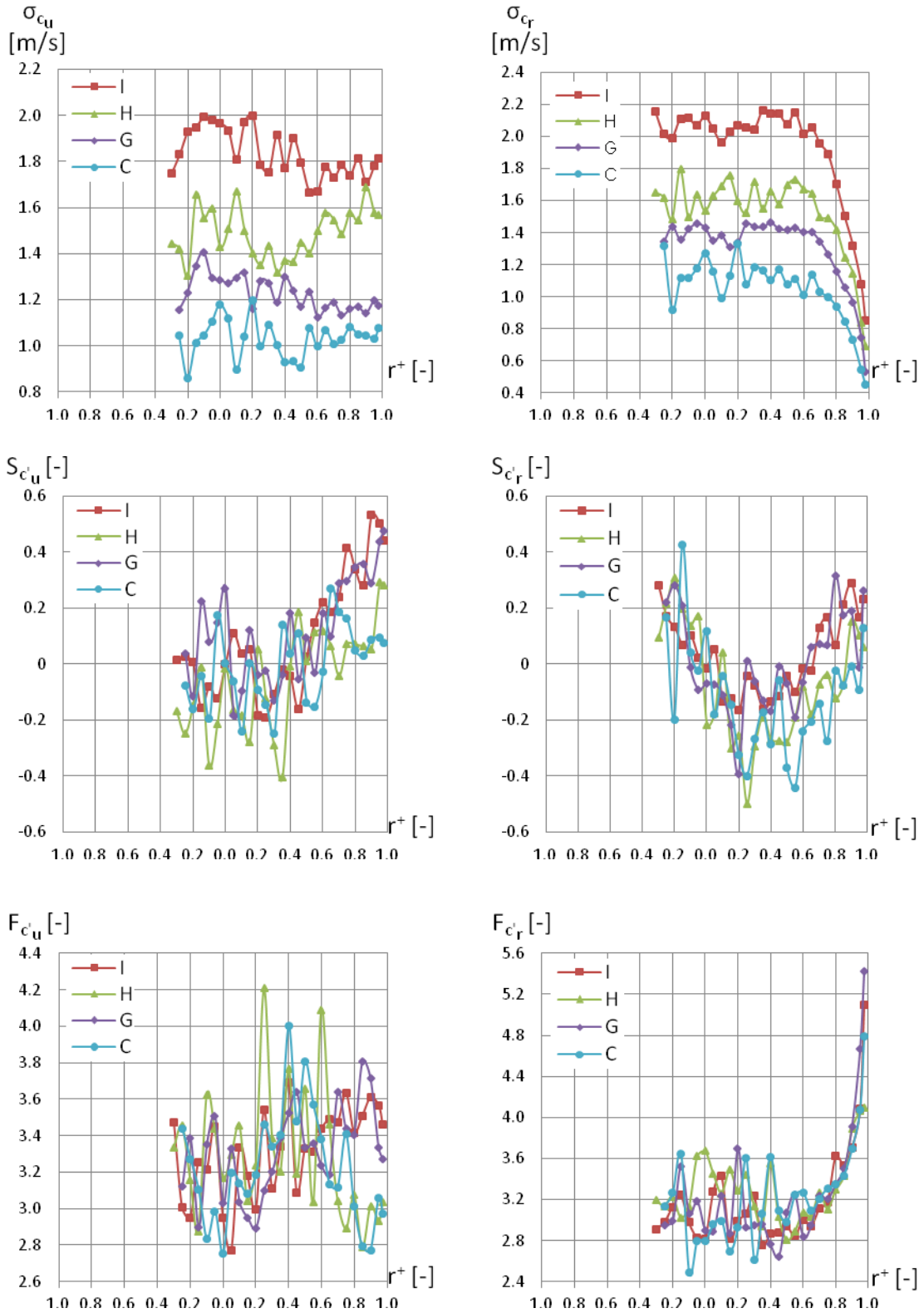
Дијаграм 144. Промена интезитета турбуленције, коефицијената асиметрије густине и коефицијената спљоштености густине, у пресеку 2 дифузора I, за режиме C, J, D, E и F



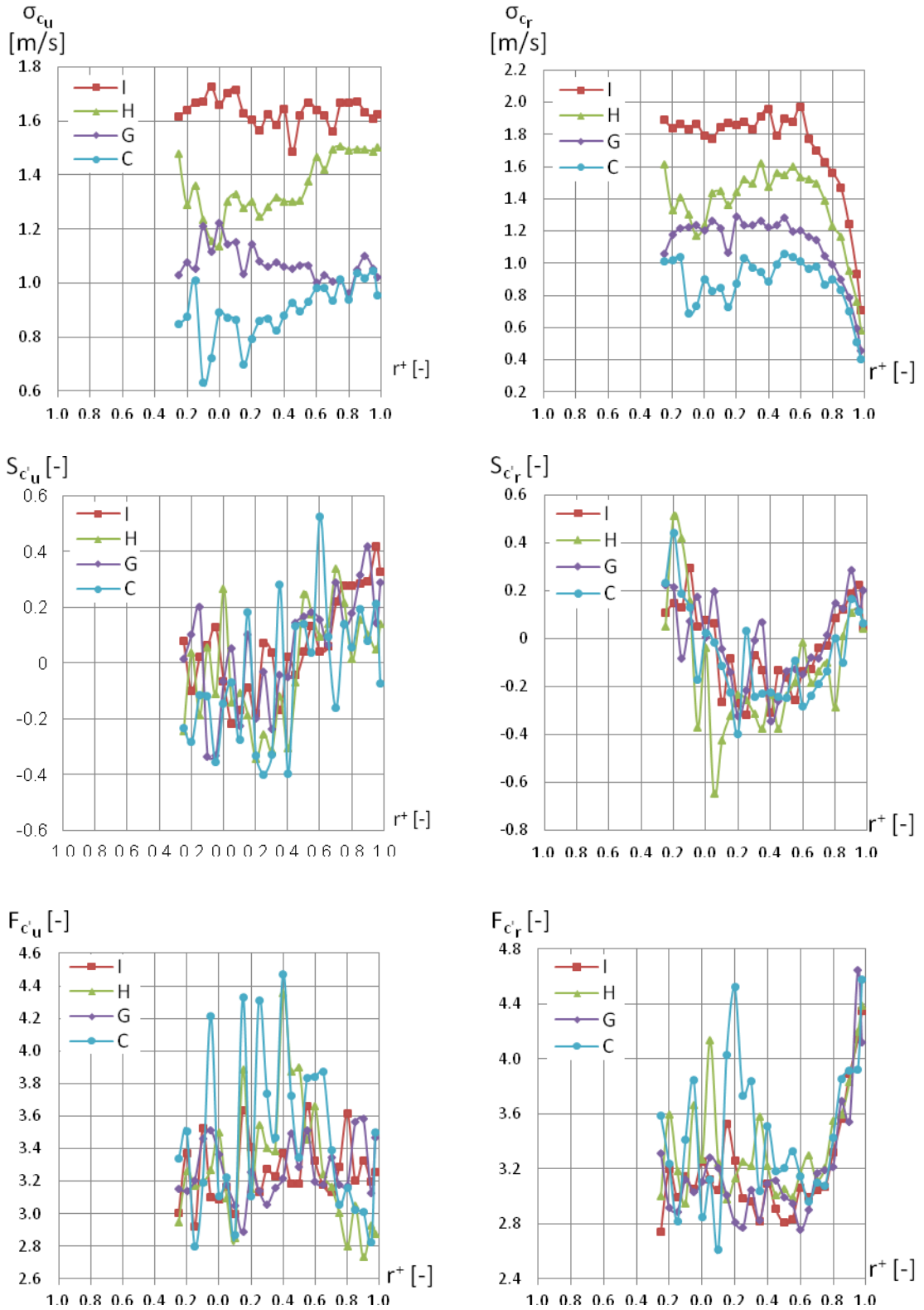
Дијаграм 145. Промена интезитета турбуленције, коефицијената асиметрије густине и коефицијената спљоштености густине, у пресеку 7 дифузора I, за режиме C, G, H и I



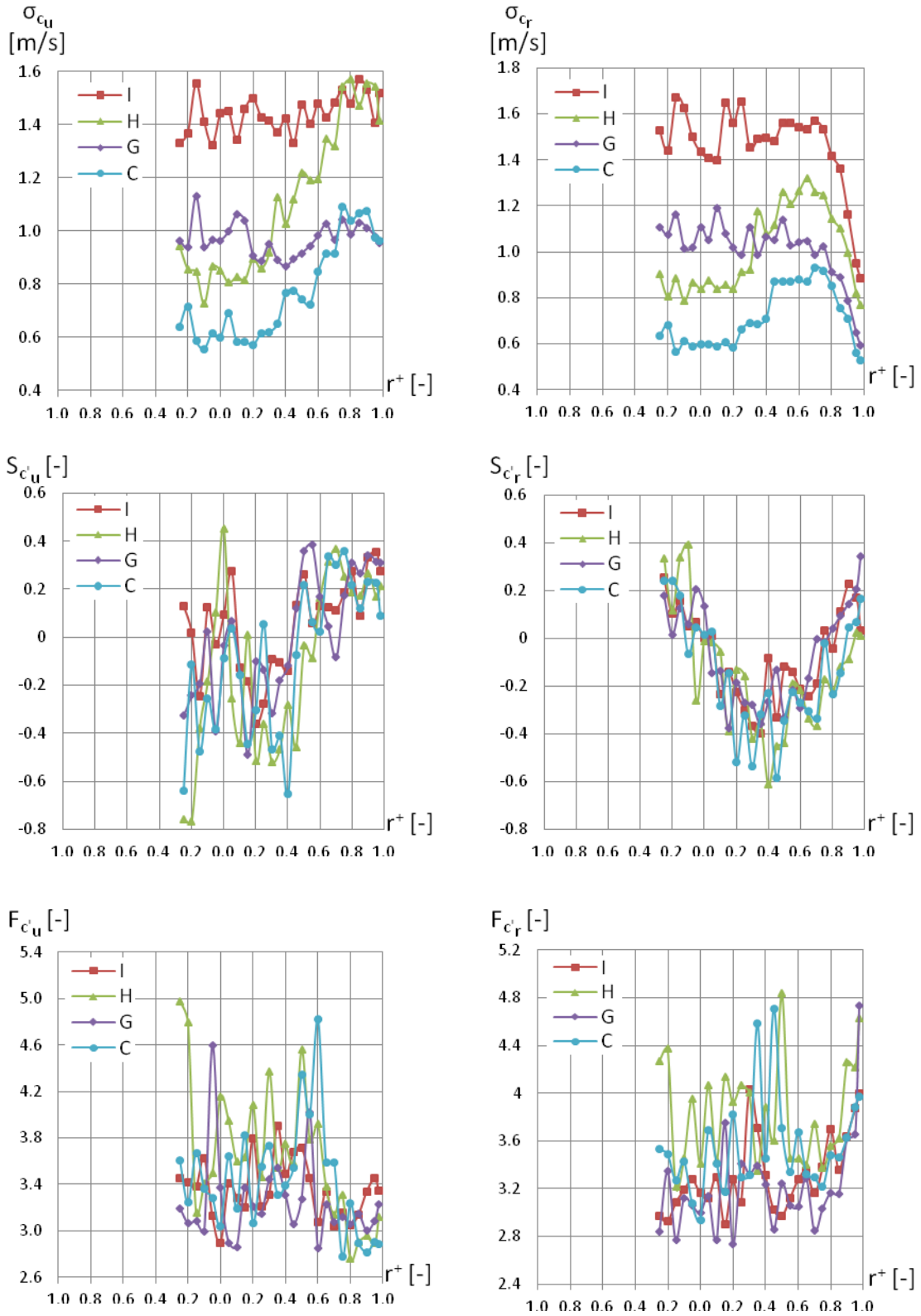
Дијаграм 146. Промена интезитета турбуленције, коефицијената асиметрије густине и коефицијената спљоштености густине, у пресеку δ дифузора I, за режиме C, G, H и I



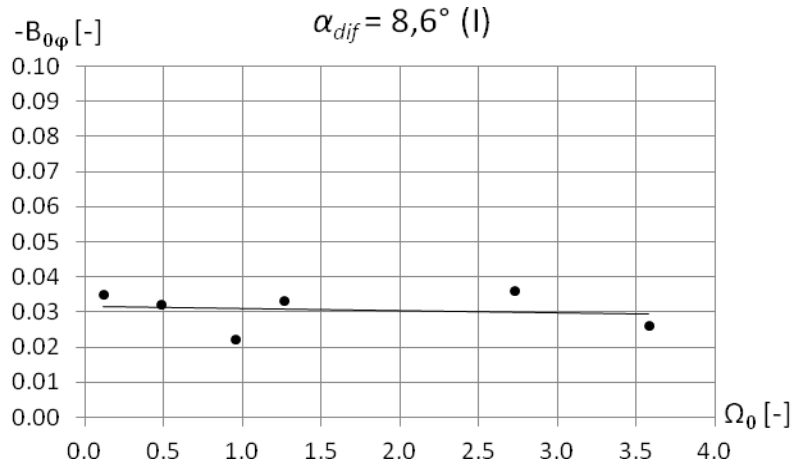
Дијаграм 147. Промена интезитета турбуленције, коефицијената асиметрије густине и коефицијената спљоштености густине, у пресеку 9 дифузора I, за режиме C, G, H и I



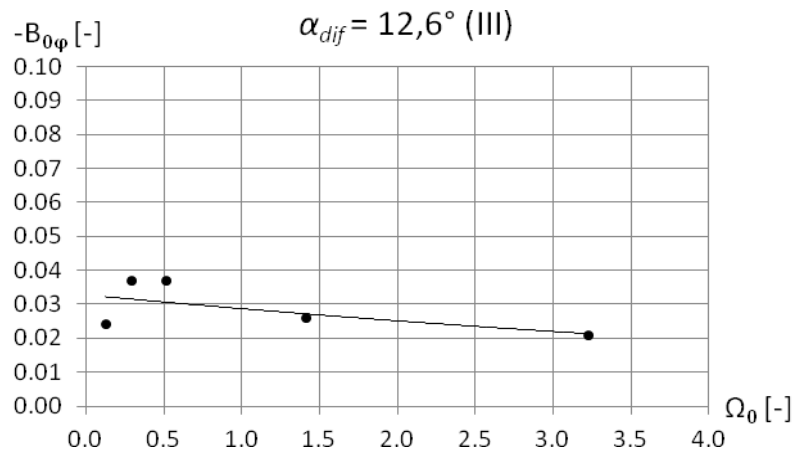
Дијаграм 148. Промена интезитета турбуленције, коефицијената асиметрије густине и коефицијената спљошности густине, у пресеку 10 дифузора I, за режиме C, G, H и I



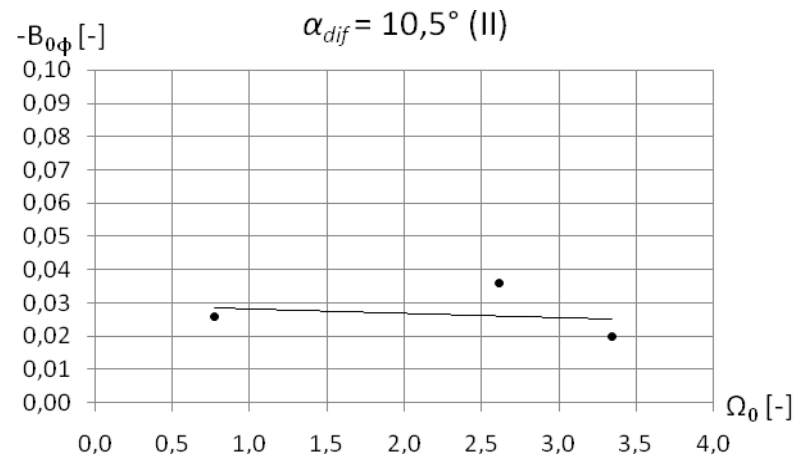
Дијаграм 149. Зависност коефицијент пригушења момента вихорног струјања $B_{0\phi}$ од струјног параметра вих. струјања Ω_0 , за дифузор I



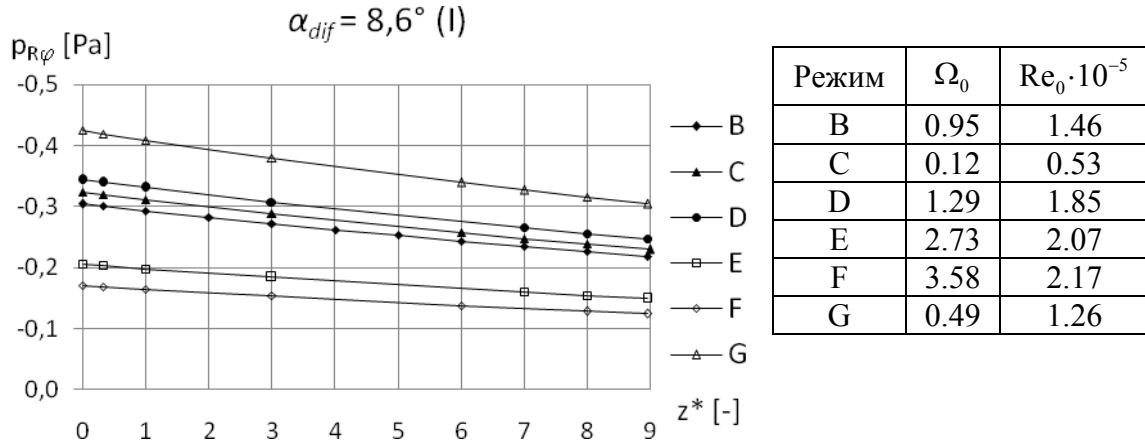
Дијаграм 150. Зависност коефицијент пригушења момента вихорног струјања $B_{0\phi}$ од струјног параметра вих. струјања Ω_0 , за дифузор III



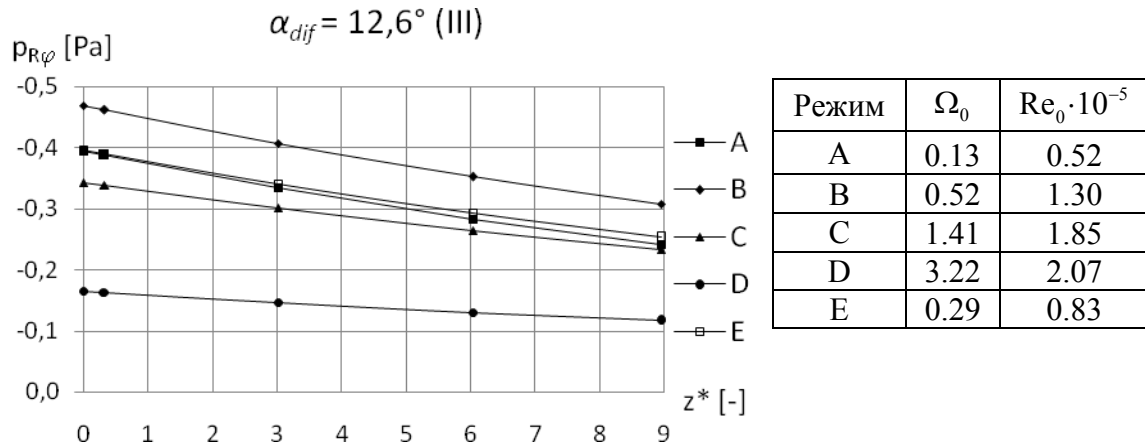
Дијаграм 151. Зависност коефицијент пригушења момента вихорног струјања $B_{0\phi}$ од струјног параметра вих. струјања Ω_0 , за дифузор II



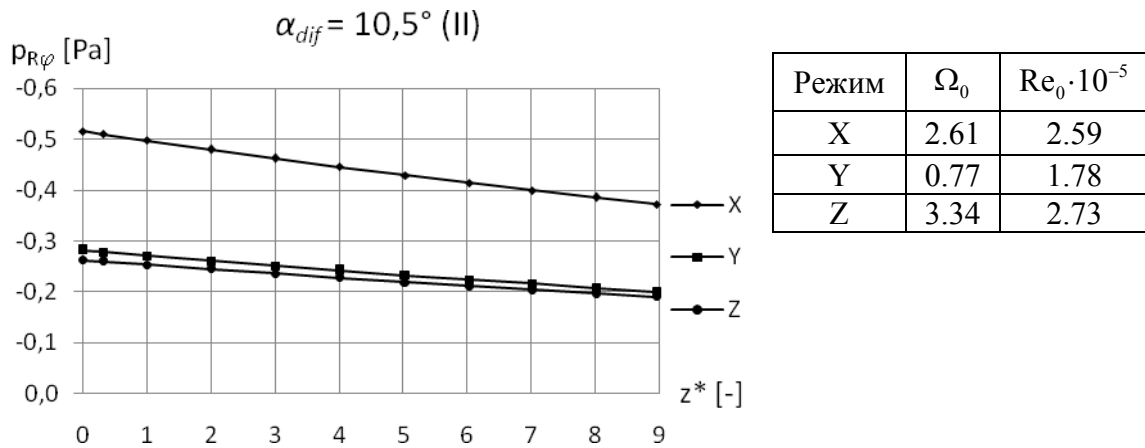
Дијаграм 152. Промена компоненте укупног напона турбулентног струјања у обимском правцу на зиду $p_{R,\varphi}$ дуж дифузора I



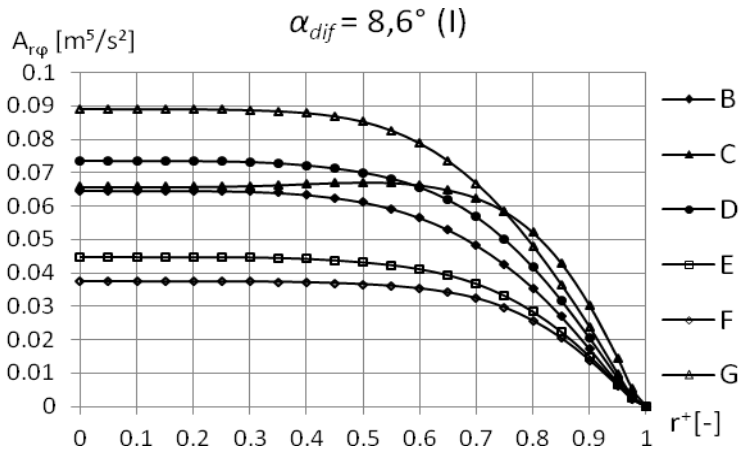
Дијаграм 153. Промена компоненте укупног напона турбулентног струјања у обимском правцу на зиду $p_{R,\varphi}$ дуж дифузора III



Дијаграм 154. Промена компоненте укупног напона турбулентног струјања у обимском правцу на зиду $p_{R,\varphi}$ дуж дифузора II

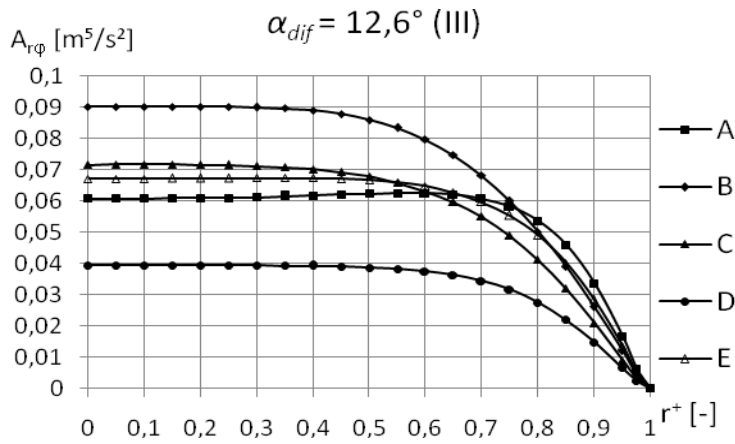


Дијаграм 155. Промена еквивалента момента вихорног струјања прстенастог пресека $A_{r\varphi}$ за $z^* = 0$, дуж дифузора I



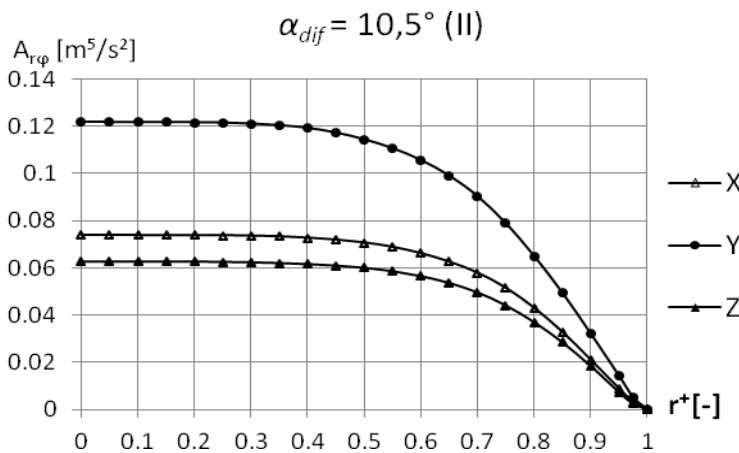
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
B	0.95	1.46
C	0.12	0.53
D	1.29	1.85
E	2.73	2.07
F	3.58	2.17
G	0.49	1.26

Дијаграм 156. Промена еквивалента момента вихорног струјања прстенастог пресека $A_{r\varphi}$ за $z^* = 0$, дуж дифузора III



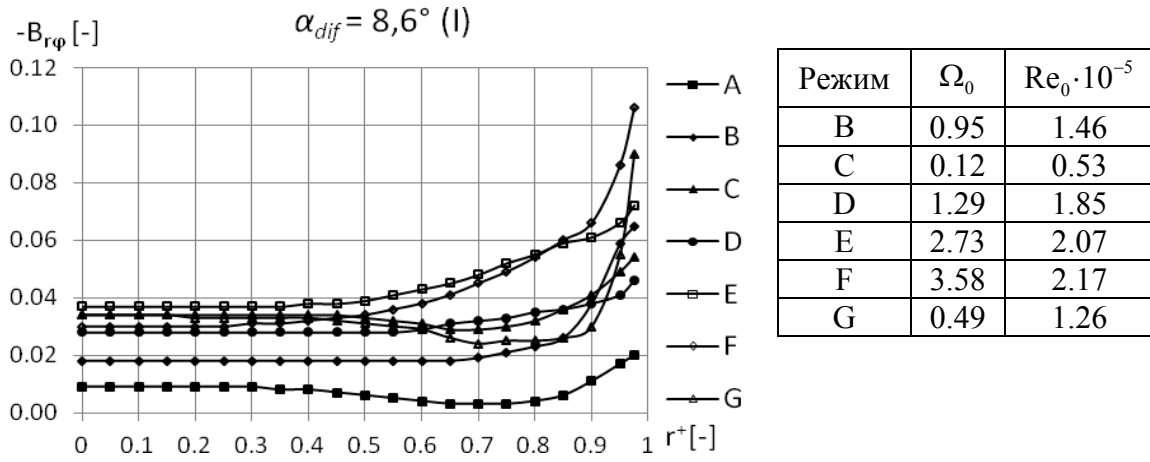
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.13	0.52
B	0.52	1.30
C	1.41	1.85
D	3.22	2.07
E	0.29	0.83

Дијаграм 157. Промена еквивалента момента вихорног струјања прстенастог пресека $A_{r\varphi}$ за $z^* = 0$, дуж дифузора II

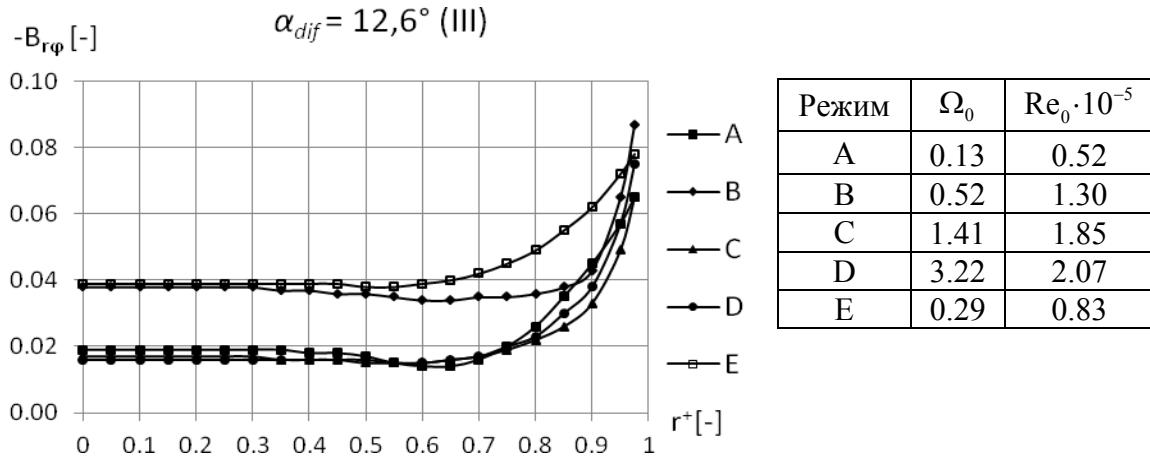


Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
X	2.61	2.59
Y	0.77	1.78
Z	3.34	2.73

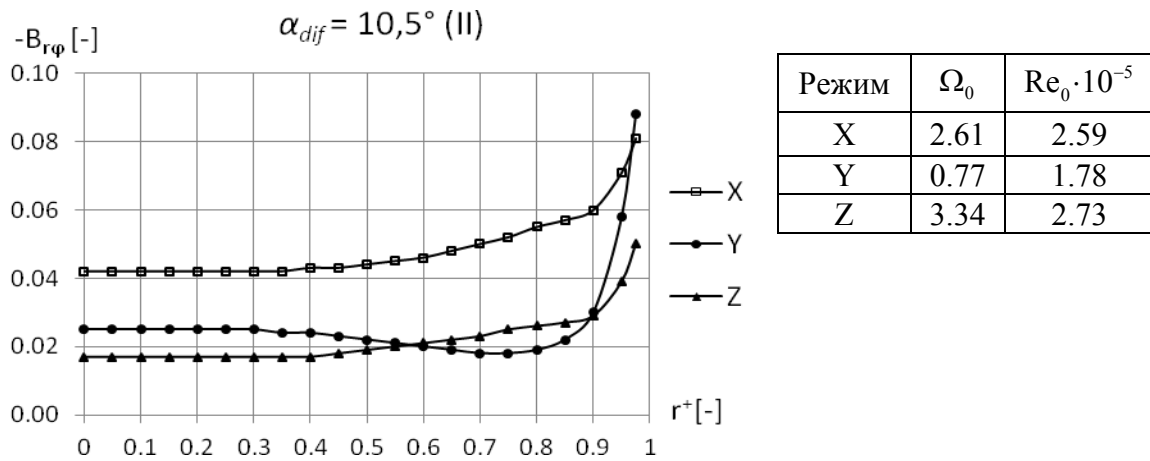
Дијаграм 158. Промена коефицијент пригушења момента вихорног струјања прстенастог пресека $B_{r\varphi}$, дифузор I



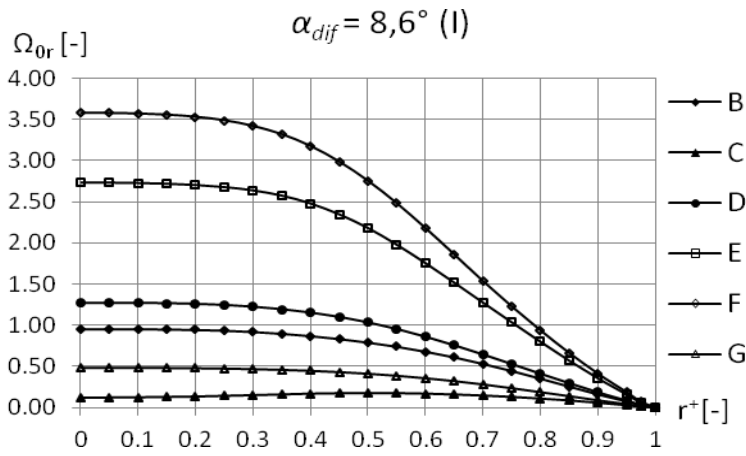
Дијаграм 159. Промена коефицијент пригушења момента вихорног струјања прстенастог пресека $B_{r\varphi}$, дифузор III



Дијаграм 160. Промена коефицијент пригушења момента вихорног струјања прстенастог пресека $B_{r\varphi}$, за $z^* = 0$, дуж дифузора II

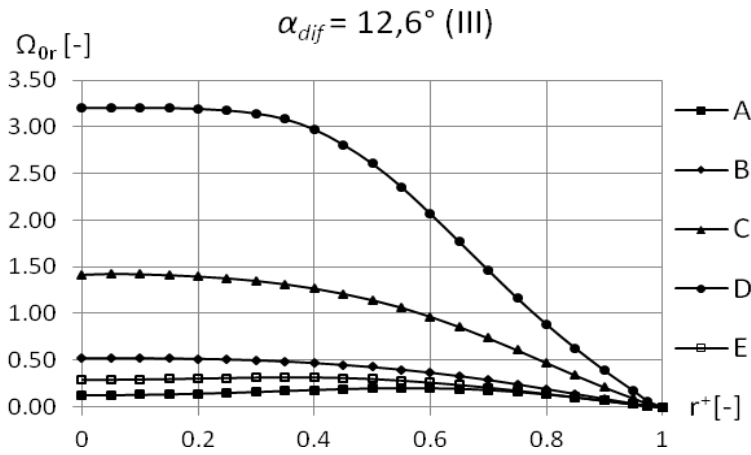


Дијаграм 161. Промена локалног параметра вихорног струјања прстенастог пресека Ω_{0r} за нулти пресек дифузора I



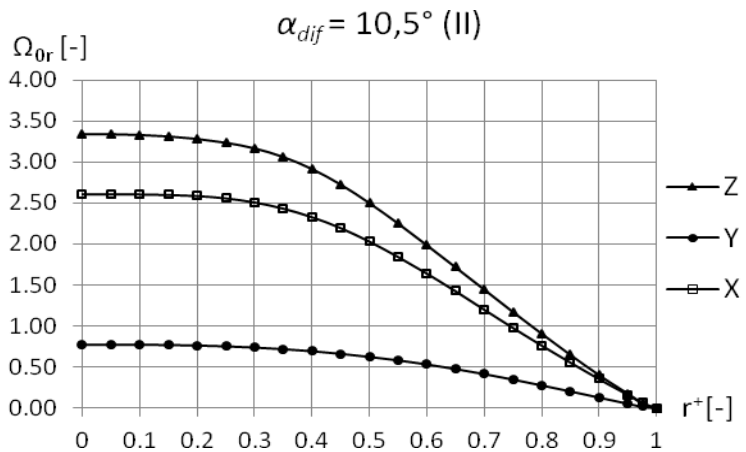
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
B	0.95	1.46
C	0.12	0.53
D	1.29	1.85
E	2.73	2.07
F	3.58	2.17
G	0.49	1.26

Дијаграм 162. Промена локалног параметра вихорног струјања прстенастог пресека Ω_{0r} за нулти пресек дифузора III



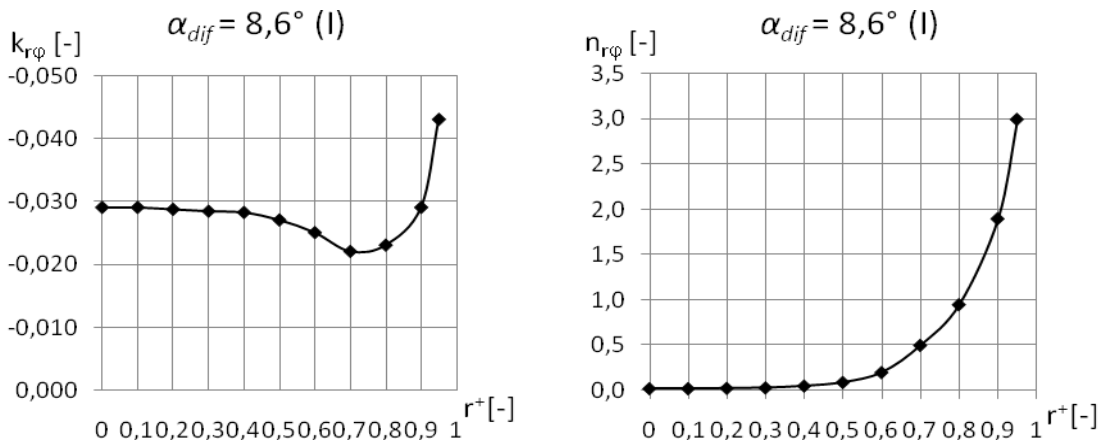
Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
A	0.14	2.6
B	0.54	1.3
C	1.37	1.7
D	3.45	2.0
E	0.30	0.85

Дијаграм 163. Промена локалног параметра вихорног струјања прстенастог пресека Ω_{0r} за нулти пресек дифузора II

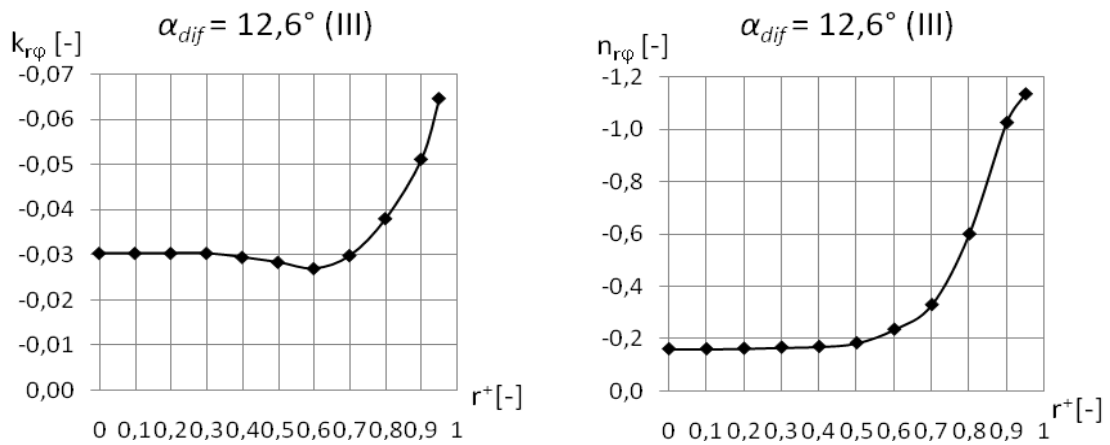


Режим	Ω_0	$Re_0 \cdot 10^{-5}$
X	2.61	2.59
Y	0.77	1.78
Z	3.34	2.73

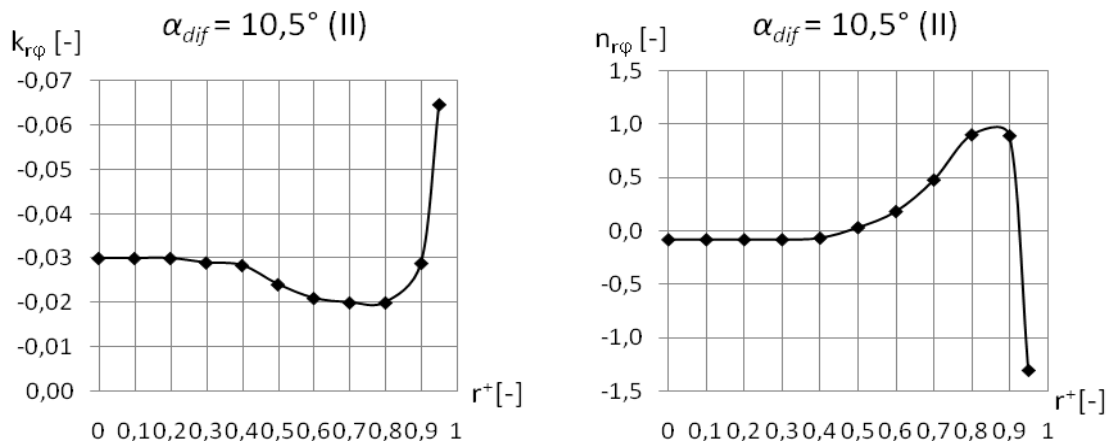
Дијаграм 164. Општа промена коефицијента $K_{r\varphi}$ и изложиоца $n_{r\varphi}$ променљиве $B_{r\varphi}$ дуж r^+ , за дифузор I



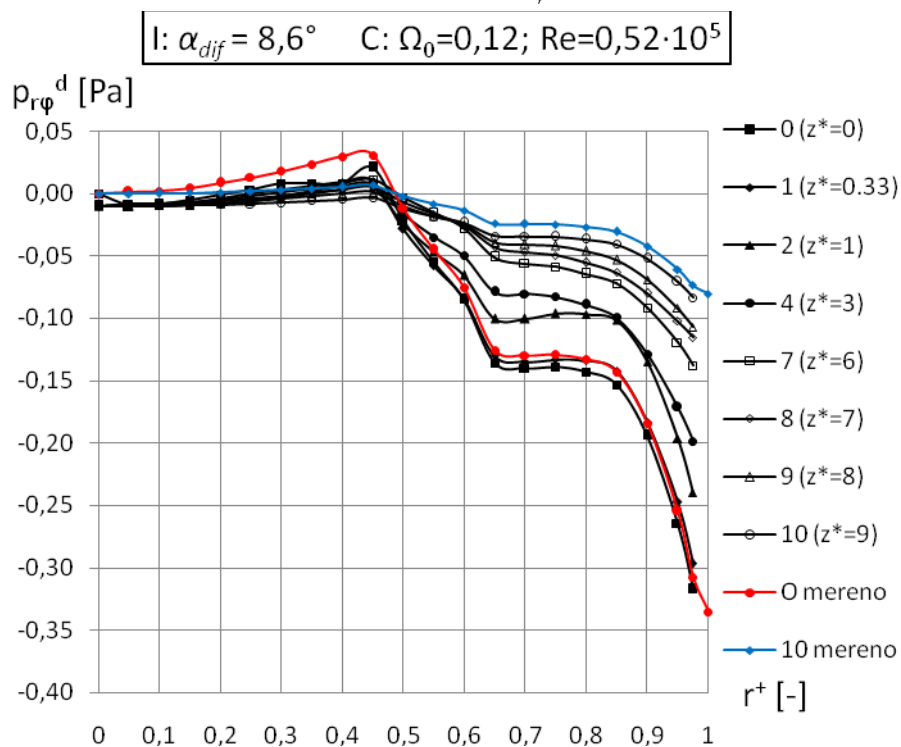
Дијаграм 165. Општа промена коефицијента $K_{r\varphi}$ и изложиоца $n_{r\varphi}$ променљиве $B_{r\varphi}$ дуж r^+ , за дифузор III



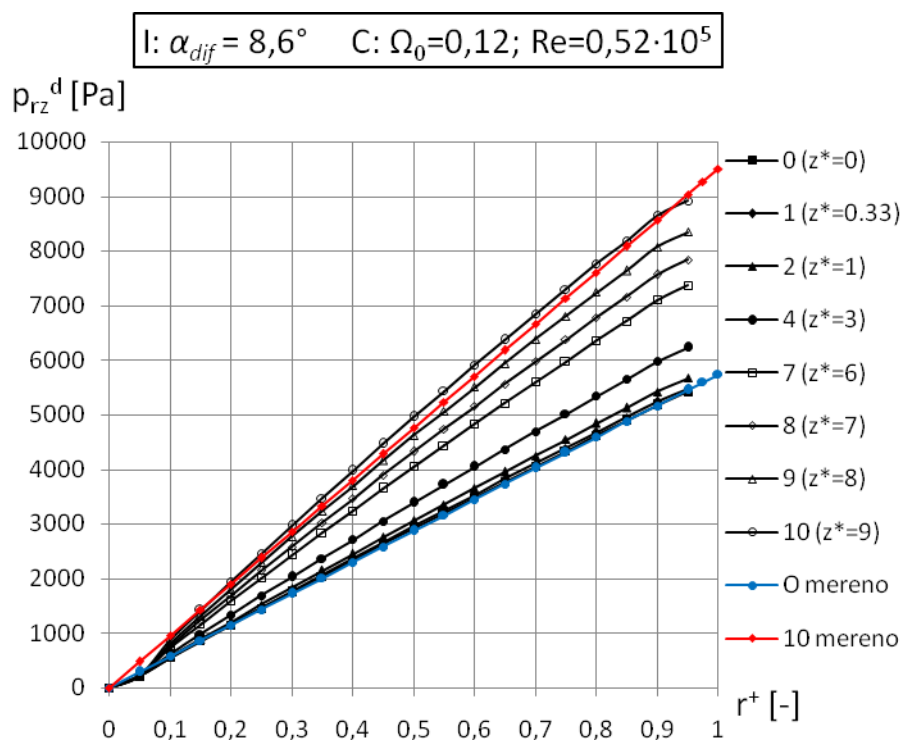
Дијаграм 166. Општа промена коефицијента $K_{r\varphi}$ и изложиоца $n_{r\varphi}$ променљиве $B_{r\varphi}$ дуж r^+ , за дифузор II



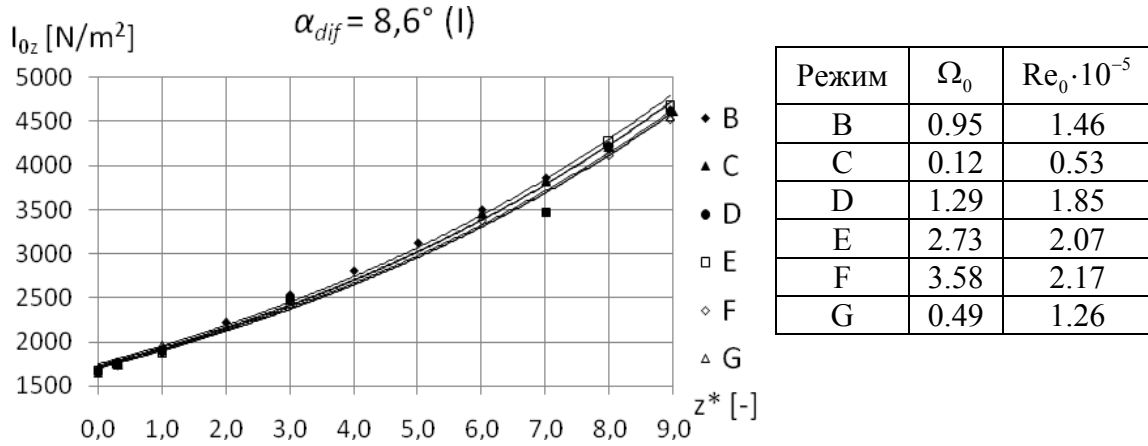
Дијаграм 167. Промена делимичног напона $p_{r\varphi}^d$ дуж дифузора I за режим C



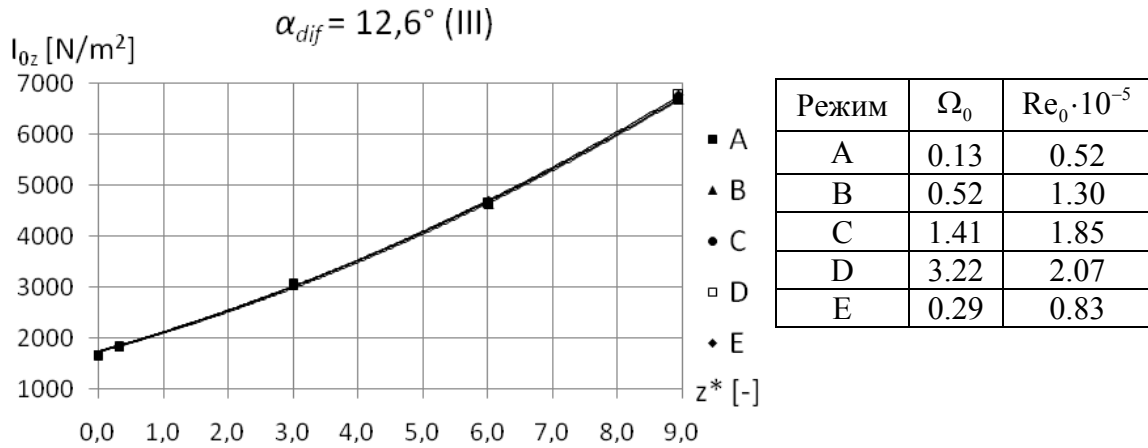
Дијаграм 168. Промена делимичног напона p_{rz}^d дуж дифузора I за рад. режим C



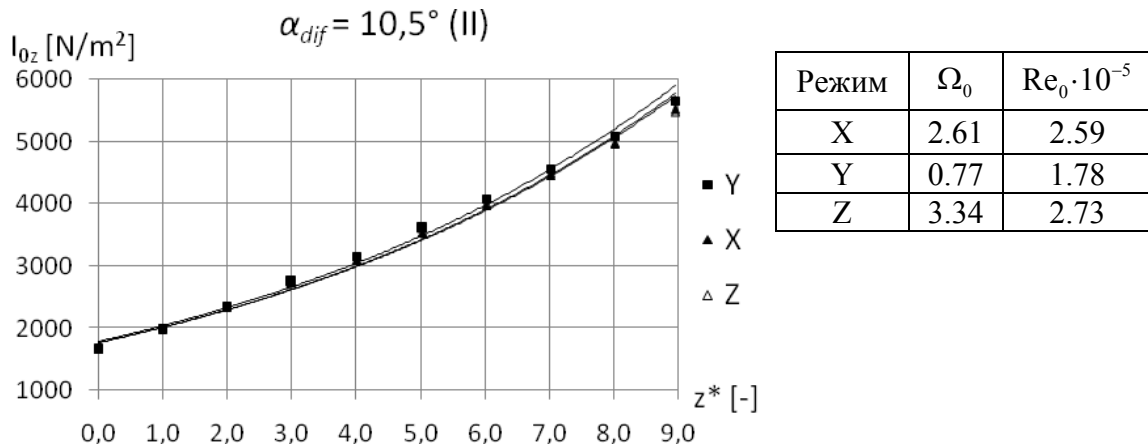
Дијаграм 169. Промена еквивалента количине кретања вихорног струјања у целокупном попр. пресеку I_{0z} , дуж дифузора I



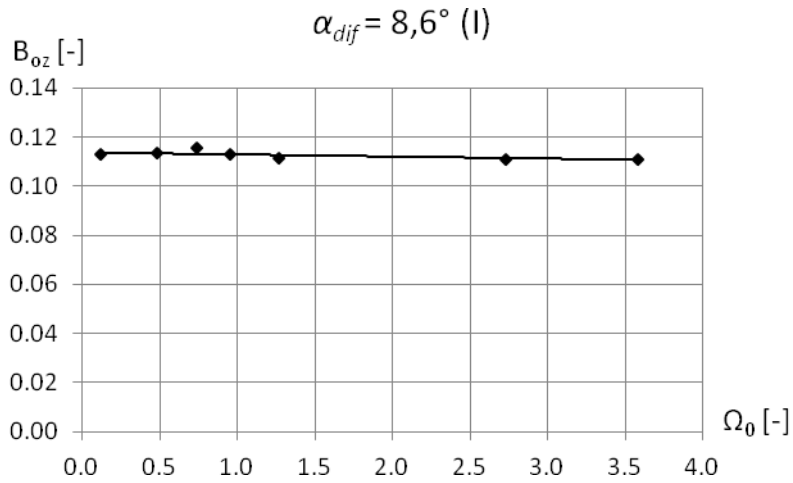
Дијаграм 170. Промена еквивалент количине кретања вихорног струјања у целокупном попр. пресеку I_{0z} , дуж дифузора III



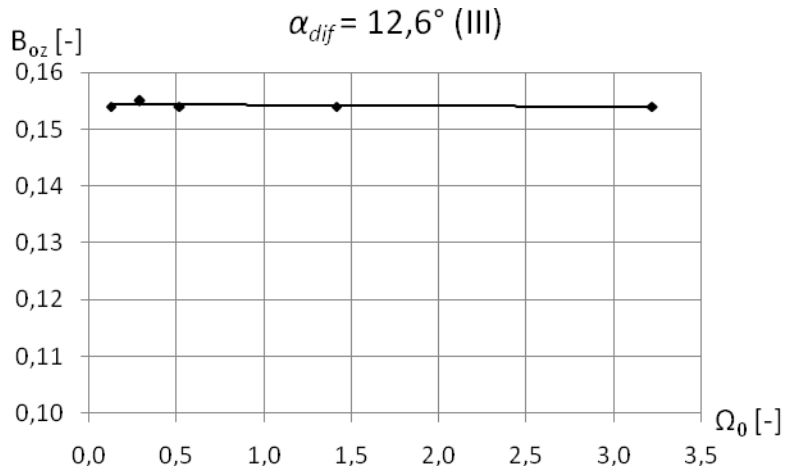
Дијаграм 171. Промена еквивалент количине кретања вихорног струјања у целокупном попр. пресеку I_{0z} , дуж дифузора II



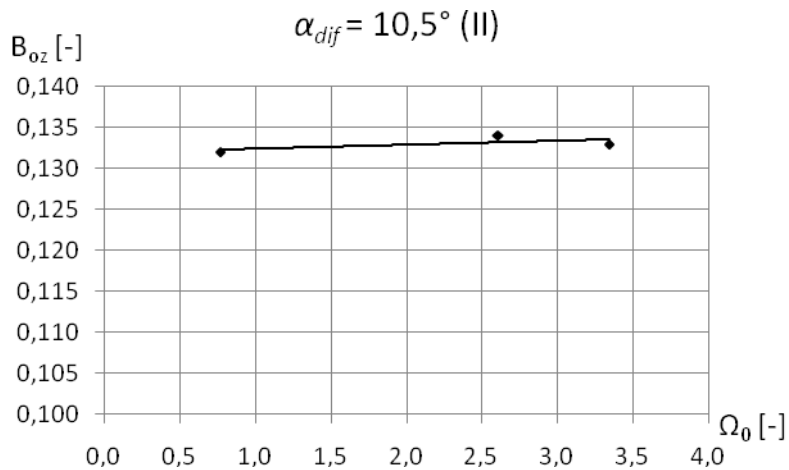
Дијаграм 172. Зависност коеф. пригушења количине кретања вихорног струјања за целокупни пресек од струјног параметра вих. струјања, диф. I



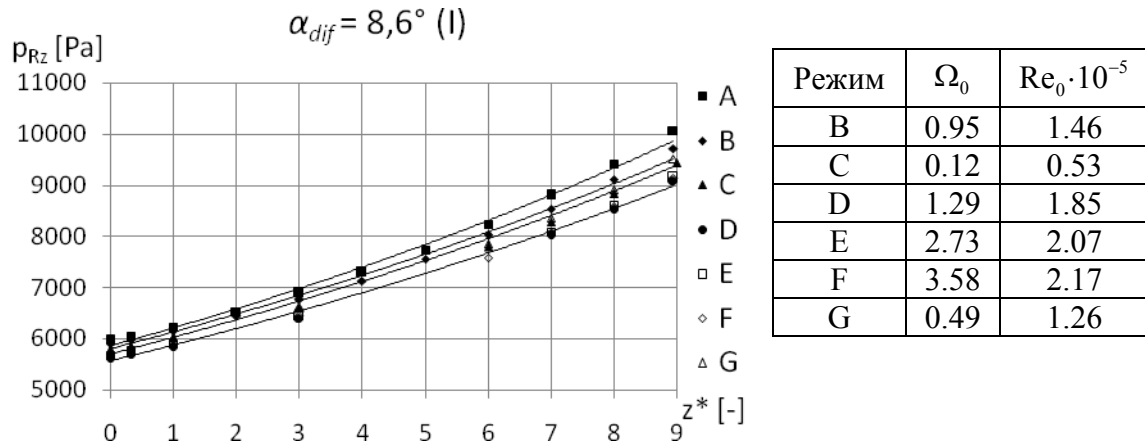
Дијаграм 173. Зависност коеф. пригушења количине кретања вихорног струјања за целокупни пресек од струјног параметра вих. струјања, диф. III



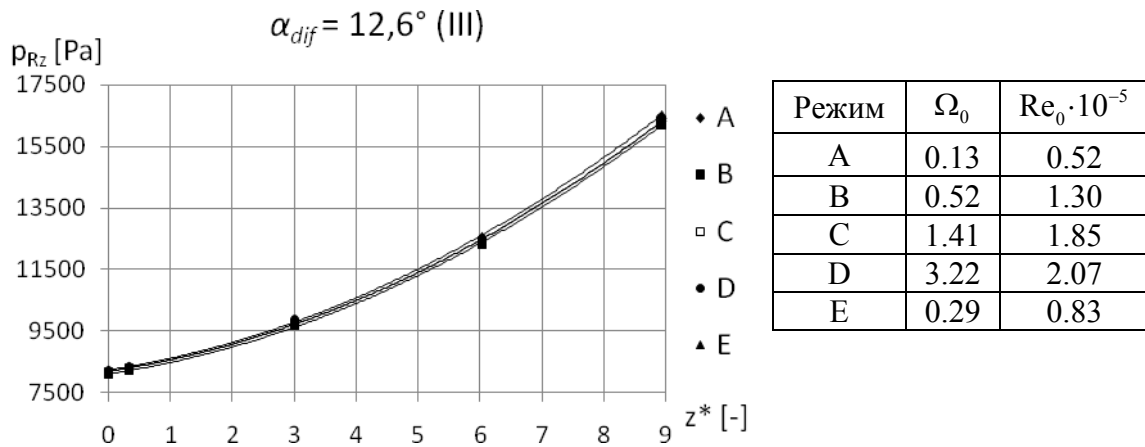
Дијаграм 174. Зависност коеф. пригушења количине кретања вихорног струјања за целокупни пресек од струјног параметра вих. струјања, диф. II



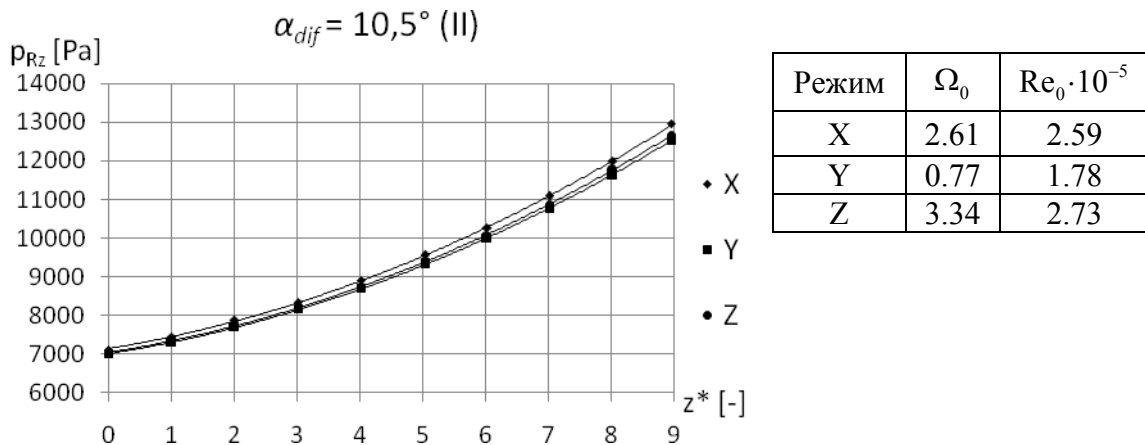
Дијаграм 175. Промена компоненте укупног напона турбулентног струјања у аксијалном правцу на зиду $p_{R,z}$ дуж дифузора I



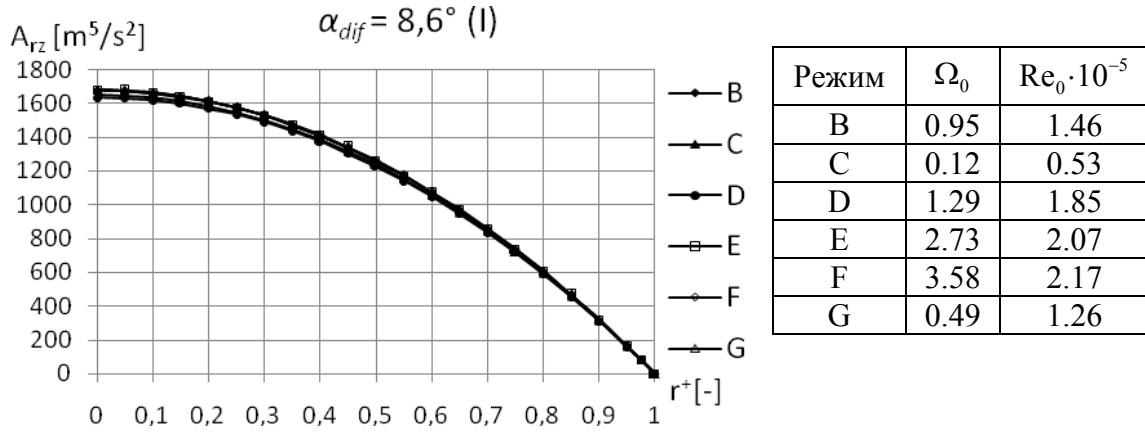
Дијаграм 176. Промена компоненте укупног напона турбулентног струјања у аксијалном правцу на зиду $p_{R,z}$ дуж дифузора III



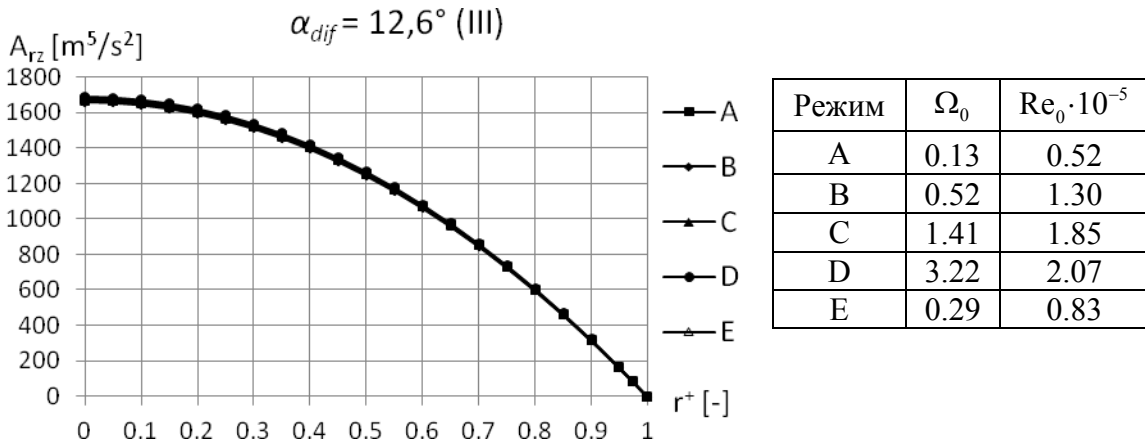
Дијаграм 177. Промена компоненте укупног напона турбулентног струјања у аксијалном правцу на зиду $p_{R,z}$ дуж дифузора II



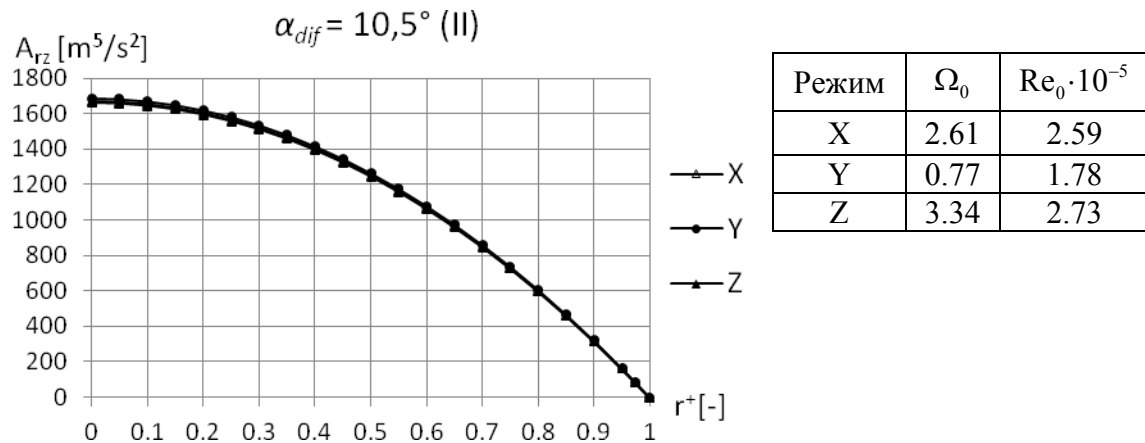
Дијаграм 178. Промена еквивалента момента вихорног струјања прстенастог пресека A_{rz} , за $z^* = 0$, дуж дифузора I



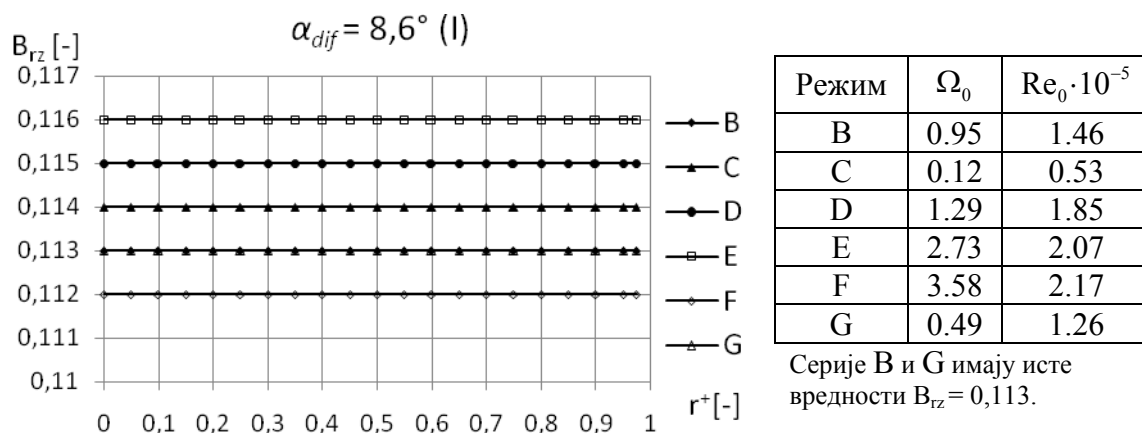
Дијаграм 179. Промена еквивалента момента вихорног струјања прстенастог пресека A_{rz} , за $z^* = 0$, дуж дифузора III



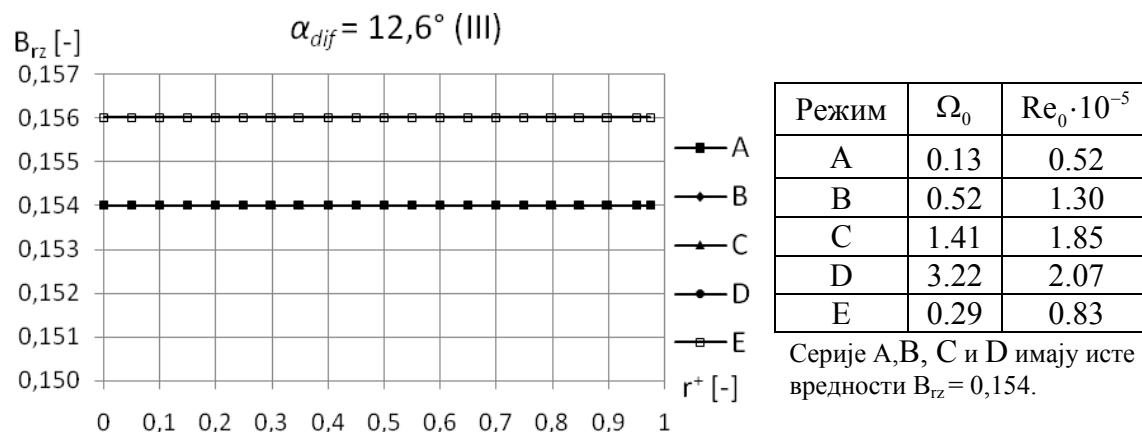
Дијаграм 180. Промена еквивалента момента вихорног струјања прстенастог пресека A_{rz} , за $z^* = 0$, дуж дифузора II



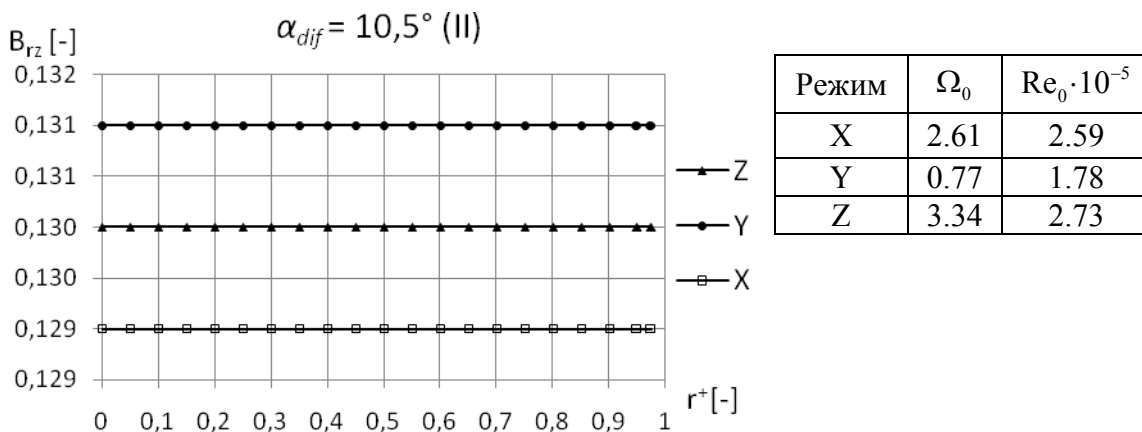
Дијаграм 181. Зависност коефицијента пригушења момента вихорног струјања за целокупни пресек од струјног параметра вих. струјања, диф. I



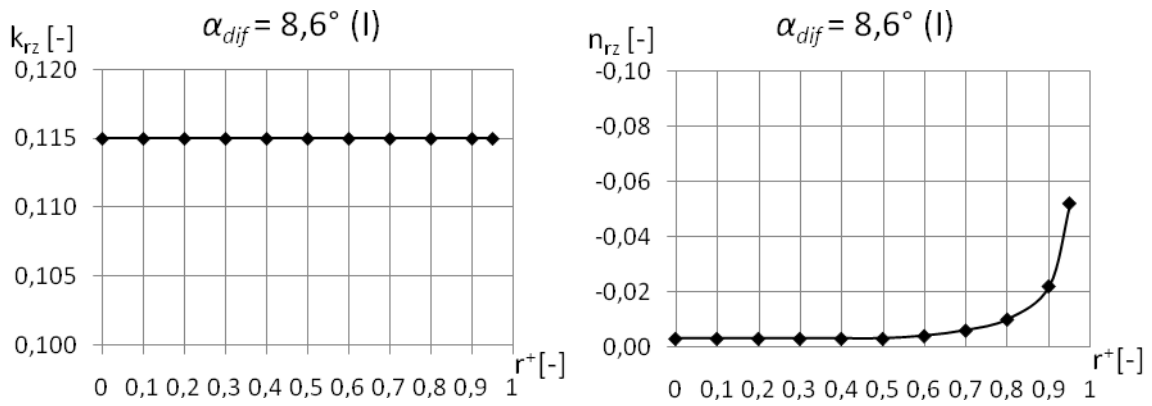
Дијаграм 182. Зависност коефицијента пригушења момента вихорног струјања за целокупни пресек од струјног параметра вих. струјања, диф. III



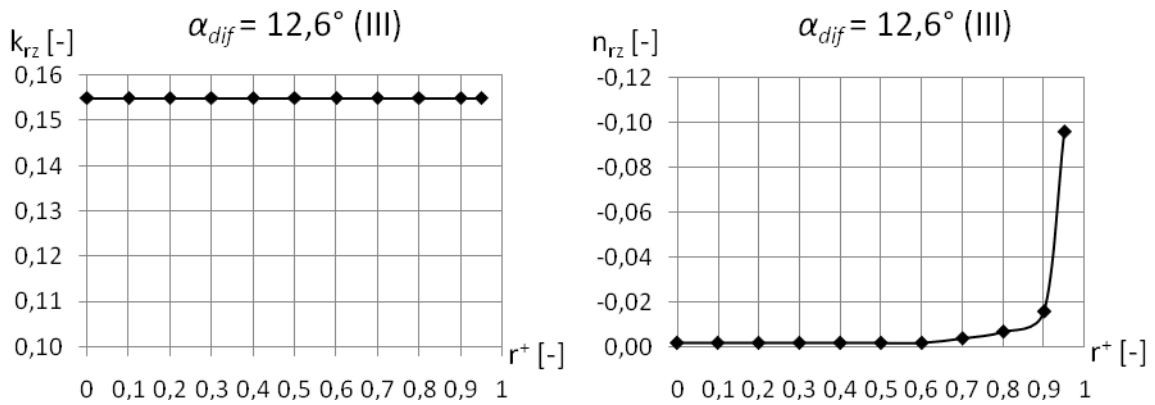
Дијаграм 183. Зависност коефицијента пригушења момента вихорног струјања за целокупни пресек од струјног параметра вих. струјања, диф. II



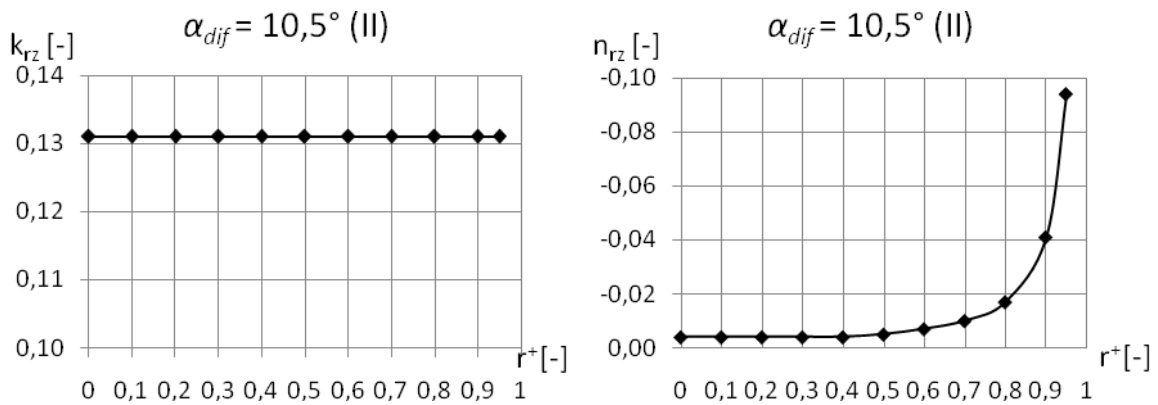
Дијаграм 184. Општа промена коефицијента K_{rz} и изложиоца n_{rz} променљиве B_{rz} дуж r^+ за дифузор I



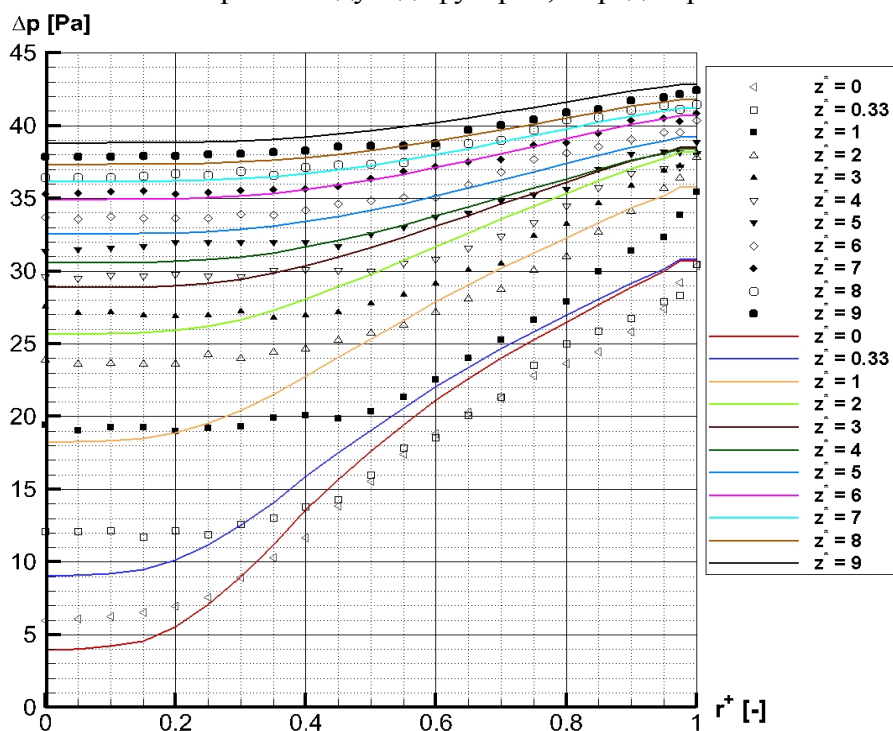
Дијаграм 185. Општа промена коефицијента K_{rz} и изложиоца n_{rz} променљиве B_{rz} дуж r^+ за дифузор III



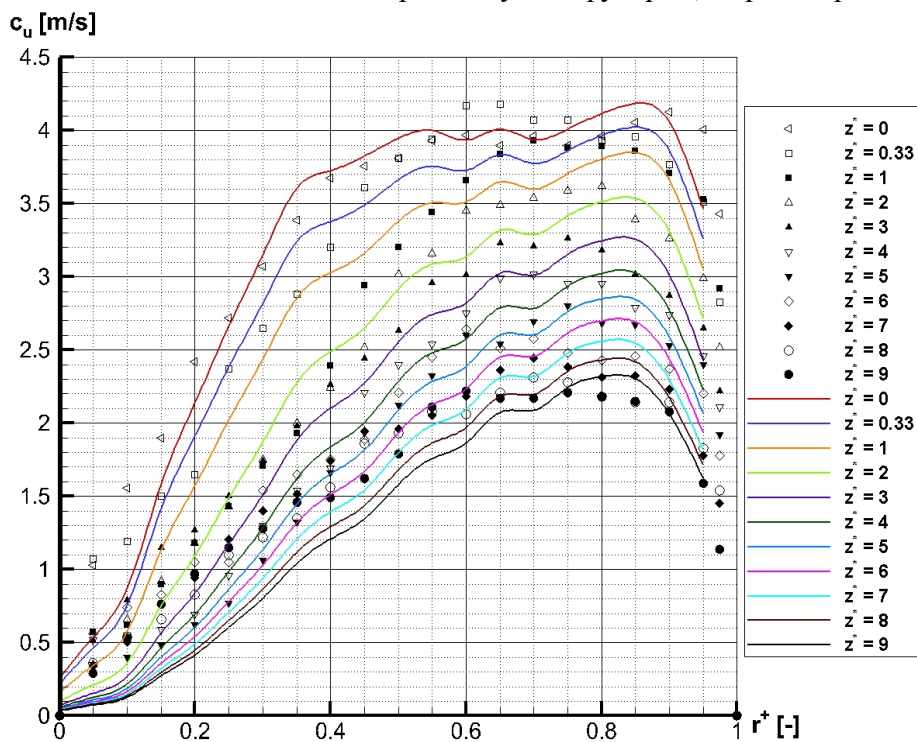
Дијаграм 186. Општа промена коефицијента K_{rz} и изложиоца n_{rz} променљиве B_{rz} дуж r^+ за дифузор II



Дијаграм 187. Промена измереног и рачуног (помоћу алгебарског модела) статичког притиска дуж дифузора I, за радни режим В



Дијаграм 188. Промена измерене и рачунате (помоћу алгебарског модела) обимске компоненте брзине дуж дифузора I, за радни режим В



Биографија аутора

Дејан Б. Илић, рођен је 06.02.1975. год у Шапцу, Република Србија. Основну школу завршио је са одличним успехом у Шапцу, као и средњу техничку школу где је био ученик генерације у подручју рада машинство и обрада метала. На Машинском факултету, Универзитета у Београду, смер Хидроенергетика, дипломирао је 2000 год. са темом дипломског рада: Појава кавитације у пумпама, ментор: в.проф. др Милош Недељковић, оцена дипломског рада: 10 (десет) и просечном оценом у току студија: 8,69 (осам и 69/100). Докторске студије уписао је 2005. год. на Машинском факултету, Универзитета у Београду, где је положио све предмете са просечном оценом 10 (десет). Радни однос на Машинском факултету, Универзитета у Београду, засновао је 01.03.2001. године, и тренутно ради у својству асистента на Катедри за Хидрауличне машине и енергетске системе, где је држао наставу из 12 предмета на разним нивоима студија. Резервни је потпоручник техничке службе Војске СЦГ. Члан је групе аутора којима је додељена Златна медаља са ликом Николе Тесле за достигнуће у области нових технологија, за 2009. годину. Члан је Секторског комитета при Акредитационом телу Србије од 2011. год. У оквиру истраживачких активности боравио је 2008. год. у Лабораторији LMN EPFL, Лозана, Швајцарска и 2011. и 2012. год. у Институту за струјне машине, Машински факултет, Карлсруе, Немачка.

Учесник је 11 научних пројеката Министарства и 2 међународна пројекта. Коаутор је 2 научна рада у часописима међународног значаја (SCI листа), 4 научна рада у водећим часописима националног значаја, 4 рада саопштених на скуповима међународног значаја, 1 рада саопштеног на скупу националног значаја, 7 техничких реализација, 1 студије, 60 стручних извештаја. Главне области истраживања су му хидрауличне машине и енергетски системи и струјнотехничка мерења.

Од страних језика говори енглески, служи се руским.

Ожењен је, отац једног детета.

Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани _____ Дејан Б. Илић _____

број индекса _____ 13-12/00 _____

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

ВИХОРНО СТРУЈАЊЕ У ПРАВИМ ДИФУЗОРИМА
КРУЖНОГ ПОПРЕЧНОГ ПРЕСЕКА

- 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/ла ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

Потпис докторанда

У Београду, 18.06.2013.

_____ Дејан Илић _____

Прилог 2.

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора _____ Дејан Б. Илић _____

Број индекса _____ 13-12/00 _____

Студијски програм _____ докторске студије _____

Наслов рада ВИХОРНО СТРУЈАЊЕ У ПРАВИМ ДИФУЗОРИМА КРУЖНОГ
ПОПРЕЧНОГ ПРЕСЕКА

Ментор _____ др Мирослав Х. Бенишек, ред. проф. у пензији _____

Коментор _____ проф. др Милош С. Недељковић _____

Потписани _____ Дејан Б. Илић _____

Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла 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, 18.06.2013.

_____ Дејан Илић _____

Прилог 3.

Изјава о коришћењу

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

ВИХОРНО СТРУЈАЊЕ У ПРАВИМ ДИФУЗОРИМА КРУЖНОГ ПОПРЕЧНОГ ПРЕСЕКА

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла 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/ла.

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, 18.06.2013.

Ђејан Умич

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

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

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

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

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

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