

UNIVERZITET U BEOGRADU
MAŠINSKI FAKULTET

Mr Dejan B. CVETINOVIĆ, dipl.inž.

**Eksperimentalno i numeričko ispitivanje uticaja
modifikacije turbulentnog osnosimetričnog
mlaza zvučnim oscilacijama na proces prenosa
toplote pri udaru o ravnu zagrejanu podlogu**

DOKTORSKA DISERTACIJA

Beograd, 2014.

MENTOR:

*Prof. dr Svetislav ČANTRAK, dipl.inž.
redovni profesor u penziji Mašinskog fakulteta,
Univerziteta u Beogradu*

ČLANOVI KOMISIJE:

*Prof. dr Milan LEČIĆ, dipl.inž.
vanredni profesor Mašinskog fakulteta,
Univerziteta u Beogradu*

*Prof. dr Zlatko PETROVIĆ, dipl.inž.
redovni profesor Mašinskog fakulteta,
Univerziteta u Beogradu*

*Dr Predrag STEFANOVIĆ, dipl.inž.
naučni savetnik Instituta za nuklearne nauke „Vinča“,
Univerziteta u Beogradu*

*Dr Žarko STEVANOVIĆ, dipl.inž.
naučni savetnik Instituta za nuklearne nauke „Vinča“,
Univerziteta u Beogradu*

Datum odbrane doktorske disertacije: _____

Posvećujem najdražima

Bobi, Savi i Sofiji

PREDGOVOR I ZAHVALNOST

Eksperimentalni deo ovog rada je izveden u dva navrata, i to prvi deo u Japanu, u periodu od 1998. do 2000. godine tokom boravka autora u Laboratoriji za prenos toplote, na Mašinskom fakultetu, Fakulteta za inženjerstvo, Kjoto Univerziteta, u Kjotu (Kyoto University, Faculty of Engineering, Mechanical Engineering Faculty, Heat Transfer Laboratory – HTL), a drugi 2003. godine u Češkoj Republici u Institutu za hemijske procese, Akademije nauka Češke Republike u Pragu (Academy of Sciences of the Czech Republic, Institute of Chemical Process Fundamentals, Research Centre of Behaviour of Multiphase Systems under Super-Ambient Conditions – ICPF). Matematičko modeliranje i numeričke simulacije prikazane u radu su obavljene u Institutu za nuklearne nauke „Vinča“, Laboratoriji za termotehniku i energetiku. Bez veoma značajne finansijske potpore ostvarene kroz učešće na međunarodnim projektima ovaj zametan dugogodišnji istraživački rad ne bi bilo moguće ostvariti.

Zahvalnost dugujem vladi Japana, koja je finansijski pomogla boravak autora i istraživački rad koji je obavljen u Japanu, kao i sredstvima iz fondova Petog okvirnog programa Evropske unije (5th Framework Programme) – FP5, uz korišćenje kojih je bio moguć istraživački rad i višemesečni boravak autora u Češkoj Republici.

Neizmernu zahvalnost dugujem supervizorima iz inostranih institucija, koje navodim redom, bez namere da nekog posebno izdvojim: prof. dr Kenjiro Suzuki¹, prof. dr Kazuyoshi Nakabe², prof. dr Jiří Drahoš³, dr Jaroslav Tihon³ i dr Jiří Vejražka³, za sve korisne savete i svu svesrdnu pomoć tokom života i rada u njihovim laboratorijama.

¹ Editor in chief of International Journal of Heat and Mass Transfer, u svojoj bogatoj profesorskoj karijeri bio mentor za više od 50 doktorskih i nekoliko stotina magistarskih radova, bio autor i koautor velikog broja naučnih radova, rukovodio i saradivao u velikom broju japanskih i međunarodnih naučno-istraživačkih projekata.

Na veliku žalost svih nas koji smo ga poznavali i imali veliku čast da radimo s njim, preminuo 24.05.2007. god. u Tokiju.

² Mašinski fakultet, Fakultet za inženjerstvo, Kjoto Univerzitet, Laboratorija za prenos toplote, u Kjotu, Japan

³ Institut za hemijske procese, Laboratorija za višefazne sisteme, Akademije nauka Češke Republike u Pragu

Posebnu zahvalnost dugujem svojoj matičnoj naučno istraživačkoj organizaciji, kući gde sam načinio svoje prve istraživačke korake, Laboratoriji za termotehniku i energetiku, Instituta za nuklearne nauke „Vinča“, Univerziteta u Beogradu, svim svojim dragim kolegama i prijateljima.

Veliku zahvalnost dugujem i asist. mr Jeli Burazer, dipl.inž. čiji su korisni saveti poboljšali kvalitet prikazane materije u radu i uklonili terminološke neusaglašenosti iz teksta rada.

Zahvaljujući dragocenim savetima i sugestijama mentora prof. dr Svetislava Čantraka, kao i ostalih članova komisije, ovaj rad je dobio završni oblik na čemu sam im neizmerno zahvalan.

Dejan Cvetinović

SADRŽAJ

<i>Apstrakt na srpskom jeziku</i>	x
<i>Abstract in English</i>	xii
<i>Spisak korišćenih oznaka-nomenklatura</i>	xiv
1. UVOD	1
1.1 <i>Motiv i cilj rada</i>	1
1.2 <i>Osnovni pojmovi</i>	4
1.2.1 <i>Različite postavke u udaru mlaza u podlogu</i>	5
1.2.2 <i>Karakteristične zone u fluidnom toku pri udaru mlaza o ravnu podlogu</i>	6
1.3 <i>Primena udara mlaza o podlogu i dostupna patentna dokumentacija</i>	8
1.3.1 <i>Hlađenje u turbomašinama</i>	9
1.3.2 <i>Hlađenje komora za sagorevanje i odgovarajući patenti</i>	9
1.3.3 <i>Hlađenje turbinskih lopatica i odgovarajući patenti</i>	10
1.3.4 <i>Razmenjivači toplote koji koriste udar mlaza o podlogu</i>	11
2. OSNOVNE POLAZNE TEORIJSKE PRETPOSTAVKE	14
2.1 <i>Vrtložne strukture u ravnom smičućem sloju</i>	15
2.2 <i>Vrtložne strukture u slobodnim mlazevima</i>	17
2.3 <i>Vrtložne strukture pri udaru mlazeva o ravnu podlogu</i>	19
2.4 <i>Temperatursko polje i prelaženje toplote pri udaru mlaza o ravnu podlogu</i>	22
2.5 <i>Uticao pulsacija u fluidnom toku na prelaženje toplote pri udaru mlaza o ravnu podlogu</i>	23
2.6 <i>Numeričke studije u vezi sa prelaženjem toplote sa mlaza na podlogu</i>	25
3. PREGLED NAUČNO-STRUČNE LITERATURE	28
4. EKSPERIMENTALNE INSTALACIJE	41
4.1 <i>Eksperimentalna postavka sa spoljašnjim izvorom modifikacija u mlazu – ICPF Prag</i>	41
4.1.1 <i>Kalibrisanje sonde za merenje brzina – ICPF Prag</i>	47
4.1.2 <i>Kalibracija sistema za unošenje kontrolisanih poremećaja u tok fluida – ICPF Prag</i>	47

4.1.3	Prikupljanje i skladištenje podataka – ICPF Prag	48
4.1.4	4.1.4 Protočni i geometrijski uslovi obuhvaćeni u eksperimentima – ICPF Prag.....	49
4.2	Eksperimentalna postavka sa samopobudnim izvorom modifikacija u mlazu – HTL Kyoto.....	51
4.2.1	Konstruktivne karakteristike whistler mlaznice – HTL Kyoto.....	53
4.2.2	Fenomen whistler mlaznice – HTL Kyoto.....	54
4.2.3	Frekvencija whistler mlaznice – HTL Kyoto.....	56
4.2.4	Merene veličine, korišćene merne tehnike, senzori i njihove izvedbe.....	58
5.	REZULTATI EKSPERIMENTALNIH ISTRAŽIVANJA.....	80
5.1	Merenje početnih karakteristika mlaza – HTL Kyoto.....	80
5.2	Merenje brzine duž ose slobodnog mlaza – HTL Kyoto.....	84
5.3	Merenje radijalnih profila srednje brzine slobodnog mlaza u poprečnim presecima na različitim aksijalnim rastojanjima od izlaza iz mlaznice – HTL Kyoto.....	95
5.4	Merenje početnih karakteristika mlaza – ICPF Prag.....	98
5.5	Merenje srednje brzine u aksijalnom pravcu u osi slobodnog mlaza – ICPF Prag.....	102
5.6	Merenje frekventnog odziva modifikovanog slobodnog mlaza u aksijalnom pravcu u osi mlaza – ICPF Prag.....	110
5.7	Merenje brzinskog polja u velikom broju tačaka u cilju vizuelizacije uticaja modifikacije na karakteristike slobodnog mlaza – ICPF Prag	114
5.8	Merenje srednje brzine u aksijalnom pravcu u osi mlaza pri udaru o ravnu podlogu – ICPF Prag.....	120
5.9	Merenje srednje brzine u radijalnom pravcu duž linije na rastojanju $y/D=0.04$ od udarne podloge – ICPF Prag	126
5.10	Merenje frekventnog odziva modifikovanog mlaza koji udara o ravnu podlogu – ICPF Prag.....	132
5.11	Poređenje izmerenih vrednosti brzinskog polja pri udaru mlaza o ravnu podlogu sa ERCOFTAC bazom eksperimentalnih podataka – ICPF Prag.....	134
5.12	Merenje brzinskog polja u velikom broju tačaka mlaza koji udara o ravnu podlogu postavljenu normalno na njegovu osu– ICPF Prag.....	136

5.13	<i>Merenje diferencijalnog pritiska na udarnoj podlozi – HTL Kyoto</i>	143
5.14	<i>Vizuelizacija fenomena modifikacija turbulentnog osnosimetričnog mlaza samopobudnim zvučnim oscilacijama–HTL Kyoto</i>	146
5.15	<i>Merenje prelaženja toplote sa mlaza na podlogu – HTL Kyoto</i>	152
5.15.1	<i>Teorijsko razmatranje mehanizama koji utiču na proces prelaženja toplote</i>	152
6.	NUMERIČKO MODELIRANJE I NUMERIČKA SIMULACIJA	181
6.1	<i>Uvod u numeričko modeliranje problema</i>	181
6.2	<i>Matematički model</i>	187
6.3	<i>Opis geometrije problema</i>	196
6.4	<i>Rezultati numeričkog istraživanja</i>	203
6.4.1	<i>Rezultati matematičkog modeliranja brzinskog polja u vremenski uredjenom proračunu</i>	206
6.4.2	<i>Rezultati matematičkog modeliranja prelaženja toplote u vremenski usredjenom proračunu</i>	210
6.4.3	<i>Rezultati matematičkog modeliranja brzinskog polja u nestacionarnom proračunu</i>	213
6.4.4	<i>Rezultati matematičkog modeliranja prelaženja toplote u nestacionarnom proračunu</i>	217
7.	ZAKLJUČAK	220
8.	REFERENCE	245
PRILOG 1	<i>Kalibracija senzora sa užarenim vlaknom – HTL Kyoto</i>	253
	<i>Teorijske postavke za kalibraciju senzora sa užarenim vlaknom</i>	253
	<i>Beskonačno dug element senzora</i>	253
	<i>Senzor konačne dužine</i>	254
	<i>Postupak i rezultati kalibracije senzora sa užarenim vlaknom</i>	256
PRILOG 2	<i>Kalibracija senzora sa užarenim vlaknom – ICPF Prag</i>	259
	<i>Teorijske postavke za kalibraciju senzora sa užarenim vlaknom – Collis-Williams-ov zakon</i>	259
PRILOG 3	<i>Energetski spektri signala – HTL Kyoto</i>	263
	<i>Teorijske osnove za analizu signala</i>	263
	<i>Signal u vremenskom domenu</i>	263

<i>Signal u frekventnom domenu.....</i>	<i>264</i>
<i>Analiza energetske spektara signala brzine.....</i>	<i>264</i>
<i>PRILOG 4 Profili srednje brzine u strujanju u graničnom sloju uz zid podloge</i>	
<i> - ICPF Prag.....</i>	<i>273</i>
<i>PRILOG 5 ERCOFTAC Case 25 Normally Impinging Jet from a Circular Nozzle</i>	
<i> - Experiments by Cooper i dr., and Baughn i dr.</i>	<i>284</i>
<i>Biografija autora.....</i>	<i>291</i>

Eksperimentalno i numeričko ispitivanje uticaja modifikacije turbulentnog osnosimetričnog mlaza zvučnim oscilacijama na proces prenosa toplote na ravnu zagrejanu podlogu

Apstrakt

Predmet ovog istraživanja je turbulentni osnosimetrični slobodni mlaz vazduha koji ističe u mirnu okolnu sredinu, fluida istih karakteristika, iz mlaznica različitih konfiguracija, koji udara o ravnu zagrejanu podlogu postavljenu normalno na osu mlaza.

Cilj istraživanja je da se eksperimentalno, matematičkim modeliranjem i numeričkom simulacijom dublje istraži i objasni uticaj zvučnih oscilacija na karakteristike mlaza kao i vrtložnih struktura u turbulentnom osnosimetričnom mlazu i da se ispita mogućnost kontrole vrtložnih struktura za koje se pretpostavlja da imaju dominantnu ulogu u procesu razmene toplote. Kao sredstvo kontrole vrtložnih struktura u mlazu ovde su korištene na veštački način izazvane modulacije brzine mlaza na izlazu iz mlaznice i samopobudne oscilacije koje se javljaju u radu specijalno konstruisanih mlaznica.

Eksperimentalno istraživanje ovog problema je obavljeno kroz saradnju sa dve obrazovne naučno-istraživačke institucije: Laboratorijom za prenos toplote, na Mašinskom fakultetu, Fakulteta za inženjerstvo, Kjoto Univerziteta, u Kjotu, Japan, gde se obavio deo ispitivanja vezana za modifikaciju turbulentnog osnosimetričnog mlaza samopobudnim oscilacijama koje se javljaju korišćenjem specijalno dizajnirane whistler mlaznice, i Institutom za hemijske procese, Akademije nauka Češke Republike u Pragu, Češka Republika, gde je obavljen deo eksperimentalnih istraživanja uticaja na spoljašnji način unesene modifikacije na turbulentne strukture u osnosimetričnom mlazu koji udara o ravnu podlogu. Matematičko modeliranje i numeričke simulacije su obavljene u Institutu za nuklearne nauke „Vinča“, Laboratoriji za termotehniku i energetiku.

Iz veoma obimnog seta eksperimentalnih podataka, prikupljenim raznovrsnim eksperimentalnim tehnikama u širokom dijapazonu radnih uslova mogla se formirati relevantna baza podataka iz koje su se, posle detaljne analize i obrade podataka, izvukli relevantni zaključci o uticaju modifikacije turbulentnog osnosimetričnog mlaza zvučnim oscilacijama, kao i posrednom uticaju na prelaženje toplote pri udaru mlaza o ravnu zagrejanu podlogu i time je dat je veliki doprinos detaljnom ispitivanju ovog fizičkog fenomena.

Rad na matematičkom modeliranju i numerička simulacija problema, koji je uporedio različite modele turbulencije, dao je doprinos u davanju određenih preporuka za korišćenje pojedinih modela kao i optimizaciju za korišćenje u problemima prelaženja toplote sa mlaza koji udara u ravnu zagrejanu podlogu postavljenu normalno na osu mlaza .

Ključne reči: *turbulentni osnosimetrični mlaz, prelaženje toplote sa mlaza na ravnu zagrejanu podlogu, eksperimentalno ispitivanje, numerička simulacija, modifikacija zvučnim oscilacijama, modifikacija samopobudnim oscilacije, whistler mlaznica, kontrola karakteristika mlaza.*

Naučna oblast: *Mehanika*

Uža naučna oblast: *Mehanika fluida*

UDK: *536.24:533.697.4(043.3)*

Experimental and Numerical Investigation on Influence of Turbulent Axisymmetric Jet Modification by Acoustic Oscillations on Impinging Jet Heat Transfer

Abstract

The subject of this thesis is the submerged, round, unconfined turbulent axisymmetric jet, which issues from nozzles with different geometries and impinges to the flat heated plate positioned normally to the jet axis.

The aim of experimental investigations, mathematical modelling and numerical simulations is to widely investigate properties and the vortex structures, that are assumed to have great importance in the heat transfer process, of the modified turbulent axisymmetric jet by acoustic modulations and, additionally, to study the possibility of their control. The considered mean of vortex structures control is a modulation of the nozzle exit velocity using external source of low-amplitude oscillations and self-sustained oscillations generated in the operation of the specially designed nozzles.

Experimental investigation was provided through cooperation with two international educational scientific institutions: Heat Transfer Laboratory, Mechanical Engineering, Faculty of Engineering, Kyoto University, Kyoto, Japan where was provided experimental investigation of turbulent axisymmetric jet modification by self-sustained oscillation, that occur when specially designed whistler nozzle that is producing self-sustained oscillation in its function, is used, and Research Centre of Behaviour of Multiphase Systems under Super-Ambient Conditions, Institute of Chemical Process Fundamentals, Academy of Sciences of the Czech Republic, Prague, Czech Republic where investigations of turbulent axisymmetric jet modification by external excitations were provided. Mathematical modelling and numerical simulation of the phenomenon of interest is provided at the Institute of Nuclear Sciences "Vinca", Laboratory for Thermal Engineering and Energy.

Very extensive set of experimentally collected data from various kinds of experimental techniques used in the wide range of experimental working conditions is used for relevant experimental data base building. After detailed analysis and post processing of the data, it could be possible to extract relevant conclusions about turbulent axisymmetric jet modified by acoustic oscillations properties and its influence on the process of the heat transfer from modified jet to the flat heated surface positioned normally to the jet propagation. Significant scientific contribution in broadening of the investigation of this specific phenomenon is given.

Mathematical modelling and numerical simulation of the phenomena which has compared different turbulent models has led to the recommendations for the models usage and optimization in flow setups that include heat transfer from the jet to the flat heated surface and or opposite direction.

Key words: *turbulent axisymmetric jet, impinging jet heat transfer, experimental investigation, numerical simulation, acoustic oscillations modification, self-sustained oscillation modification, whistler nozzle, jet properties control.*

Scientific discipline: *Mechanics*

Scientific sub discipline: *Fluid mechanics*

UDC: *536.24:533.697.4(043.3)*

SPISAK KORIŠĆENIH OZNAKA – NOMENKLATURA

A	[-]	<i>kalibraciona konstanta senzora sa usijanim vlaknom</i>
a_o	[m/s]	<i>brzina zvuka</i>
B	[-]	<i>kalibraciona konstanta senzora sa usijanim vlaknom</i>
d	[m]	<i>radijalno odstojanje presečnog sloja mlaza</i>
D	[m]	<i>prečnik mlaznice</i>
L	[m]	<i>normalnog rastojanja mlaznice od udarne podloge</i>
D_w	[m]	<i>prečnik vlakna senzora anemometra</i>
E	[V]	<i>napon (uopšteno, napon mernog mosta...)</i>
e	[m]	<i>debljina senzora anemometarskog filma</i>
E_{adc}	[V]	<i>napon na ulazu u A/D konvertorsku karticu</i>
E_{bridge}	[V]	<i>napon napajanja anemometarskog mosta</i>
E_{offset}	[V]	<i>naponski offset u kolu za kondicioniranje signala</i>
f	[Hz]	<i>frekvencija; frekvencija modifikacije; osnovna frekvencija</i>
f_{ci}	[Hz]	<i>frekvencija kolektivne interakcije</i>
H	[m]	<i>debljina obvojnice kod whistler mlaznice; parametar oblika</i>
h	[Wm ⁻² K ⁻¹]	<i>koeficijent prenosa toplote</i>
I	[A]	<i>jačina električne struje</i>
k	[-]	<i>vrednost frekvencije subharmonika</i>
k	[m ² s ⁻²]	<i>specifična kinetička energija turbulencije = $0.5\overline{u_i u_j}$</i>
L	[m]	<i>rastojanje udarne ploče od izlaza iz mlaznice duž ose mlaza</i>
L_p	[m]	<i>dužina cevne mlaznice</i>
L_c	[m]	<i>dužina obvojnice whistler mlaznice</i>
L_w	[m]	<i>dužina senzorskog vlakna</i>
M	[-]	<i>kalibraciona konstanta senzora sa usijanim vlaknom</i>
n	[-]	<i>broj semplova u periodu vremena</i>
n	[-]	<i>mod oscilovanja</i>
j	[-]	<i>nivo asmpobudnog oscilovanja</i>
N	[-]	<i>kalibraciona konstanta senzora sa usijanim vlaknom</i>
P	[W]	<i>rasipanje električne snage u senzoru sa usijanim vlaknom</i>

p_w	[Pa]	<i>pritisak na zidu</i>
p_w'	[Pa]	<i>r.m.s. pritiska na zidu</i>
q_c	[Wm ⁻²]	<i>fluks sa zida zagrejane podloge</i>
r	[m]	<i>radijalno odstojanje od ose mlaza</i>
R_{cab}	[Ω]	<i>otpor svih kablova i konektora povezanih sa senzorom</i>
R_{cw}	[Ω]	<i>otpor senzora sa užarenim vlaknom kad nije u funkciji – hladnog senzora</i>
R_{hw}	[Ω]	<i>otpor senzora sa užarenim vlaknom kad je u funkciji – zagrejanog senzora</i>
R_{leads}	[Ω]	<i>otpor držača senzora</i>
S	[V·Pa ⁻¹]	<i>osetljivost senzora pritiska</i>
S	[-]	<i>faktor razdvajanja energije = $(T_j^o - T_j^e)/T_d^e$</i>
S_{ij}	[s ⁻¹]	<i>osrednjeni tenzor brzine deformisanja</i>
t	[s]	<i>vreme</i>
T	[K ili °C]	<i>temperatura</i>
T_∞	[K ili °C]	<i>temperatura okoline</i>
T_{aw}	[K ili °C]	<i>adijabatska temperatura zida</i>
T_d	[K ili °C]	<i>temperature mlaza = $u_j^2/2C_p$</i>
T_{jet}	[K ili °C]	<i>temperatura mlaza</i>
T_j^o	[K ili °C]	<i>totalna temperatura mlaza</i>
T_j^s	[K ili °C]	<i>statička temperatura mlaza</i>
T_m	[K ili °C]	<i>srednja temperatura u graničnom sloju oko vlakna, $T_m = (T_{hw} + T_{air})/2$</i>
T_r	[K ili °C]	<i>faktor osvežavanja udarne podloge $T_r = T_{aw}$ kada je $T_j^o = T_\infty$</i>
T_w	[K ili °C]	<i>temperature zida</i>
\tilde{U}	[ms ⁻¹]	<i>trenutna brzina</i>
U	[ms ⁻¹]	<i>usrednjena brzina</i>
u, u'	[ms ⁻¹]	<i>fluktucija brzine (r.m.s. – srednje kvadratno odstupanje signala brzine)</i>
x	[m]	<i>rastojanje u pravcu x-ose</i>
x_2	[m]	<i>rastojanje od udarne podloge mereno ka mlaznici</i>
y	[m]	<i>rastojanje u pravcu y-ose</i>
y_1	[m]	<i>rastojanje od unutrašnje površi mlaznice mereno ka osi mlaza</i>
z	[m]	<i>rastojanje u pravcu z-ose</i>

Bezdimezionalni brojevi

M	[-]	<i>Mahov broj</i>
$Nu = hD/\lambda$	[-]	<i>lokalni Nuseltov broj</i>
Nu_{hw}	[-]	<i>Nuseltov broj usijanog vlakna (hot-wire)</i>
Nu_p	[-]	<i>Nuseltov broj za pobuđen mlaz</i>
Nu_{np}	[-]	<i>Nuseltov broj za nepobuđen mlaz</i>
$Re_{hw} = UD_{hw}/\nu_m$	[-]	<i>Rejnoldsov broj usijanog vlakna (hot-wire)</i>
$Re = UD/\nu$	[-]	<i>Rejnoldsov broj mlaza</i>
$Re_t = u'D/\nu$	[-]	<i>Rejnoldsov broj vrtložnih struktura</i>
Sr	[-]	<i>faktor osvežavanja površine</i>
$St_D = fD/U$	[-]	<i>Struhalov broj mlaza; bezdimeziona frekvencija</i>
$St_t = f_t D/U$	[-]	<i>bezdimeziona frekvencija (Struhalov broj) dolazećih vrtloga</i>
$St_{\theta} = f\theta/U$	[-]	<i>Struhalov broj smičućeg sloja; bezdimeziona frekvencija</i>

GRČKA SLOVA

α	[-]	<i>pregrejanje anemometarske žice</i>
β	[K ⁻¹ or °C ⁻¹]	<i>koeficijent temperaturske osetljivosti otpora senzorskog vlakna</i>
δ	[m]	<i>debljina istiskivanja graničnog sloja</i>
ε	[m ² s ⁻³]	<i>osrednjena disipacija kinetičke energije turbulencije k ili samo disipacija</i>
θ	[m]	<i>debljina gubitka impulsa, fluktuacija temperature</i>
λ	[Wm ⁻¹ K ⁻¹]	<i>termička provodljivost fluida na temperaturi T_{amb}</i>
λ	[m]	<i>talasna dužina</i>
λ_m	[Wm ⁻¹ K ⁻¹]	<i>termička provodljivost fluida na temperaturi T_m</i>
ν	[m ² s ⁻¹]	<i>kinematička viskoznost na temperaturi T_{amb}</i>
ν_m	[m ² s ⁻¹]	<i>kinematička viskoznost na temperaturi T_m</i>
μ_t	[Pas]	<i>dinamička turbulentna viskoznost</i>

τ	[-]	<i>normalizovano vreme; $\tau = tU/D$</i>
τ_w	[Pa]	<i>smičući napon na zidu (wall)</i>
τ_{ij}	[Nm ⁻²]	<i>Rejnoldsov ili turbulentni napon (dinamički oblik)</i>
ω	[s ⁻¹]	<i>brzina disipacije kinetičke energije turbulencije po jedinici kinetičke energije turbulencije</i>

INDEXI

$f, f/2$ ili $f/3$	<i>osnova frekvencija perturbacije f, ili njeni subharmonici $f/2$ ili $f/3$</i>
<i>conv</i>	<i>prelaženje ili konvekcija (convection)</i>
<i>adw</i>	<i>adijabatski zid (adiabatic wall)</i>
<i>amb</i>	<i>uslovi u okolini (ambient conditions)</i>
<i>j, jet</i>	<i>mlaz (jet)</i>
<i>hw</i>	<i>anemometarski senzor sa usijanim vlaknom (hot-wire)</i>
<i>w, wall</i>	<i>zid</i>
<i>m</i>	<i>u graničnom sloju oko vlakna</i>
<i>avg</i>	<i>usrednjeno (averaged)</i>
<i>t</i>	<i>turbulentno, od vrtloga</i>
<i>ci</i>	<i>kolektivna interakcija vrtloga (collective interaction)</i>
<i>c</i>	<i>centar, centralna linija (osa simetrije)</i>
<i>e</i>	<i>izlazno, exit</i>

1. UVOD

1.1 Motiv i cilj rada

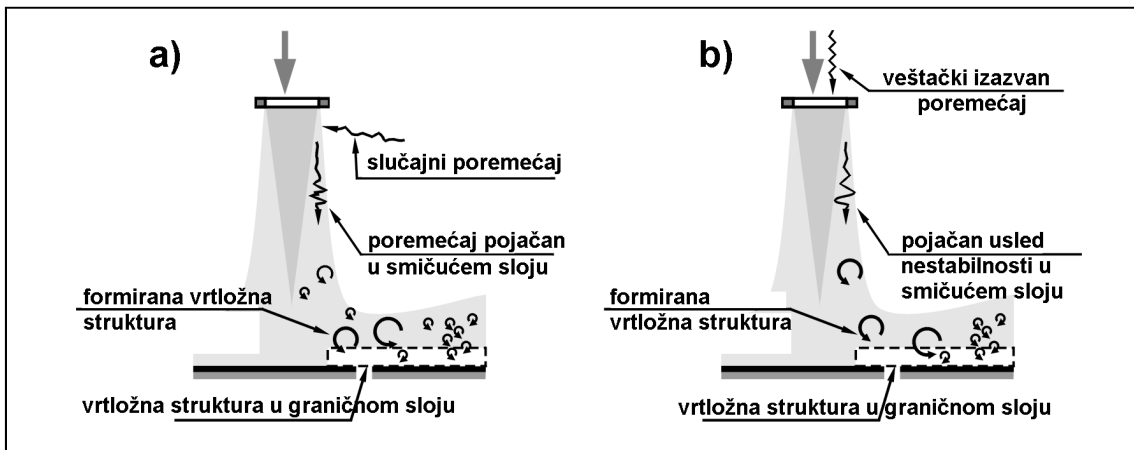
Mlazevi fluida koji udaraju o neku prepreku se koriste u industriji za hlađenje i/ili grejanje, zbog visokog koeficijenta prelaženja toplote koji je moguće ostvariti u ovakvim procesima. Primjenjuje se u izradi zaštitnih visokootpornih neprobojnih stakala i otvrdnjavanju preciznih ležajeva od nerđajućeg čelika, u mašinama za zavarivanje, procesu sušenja papira i danas najpoznatijem primeru primene ove tehnologije, hlađenju turbinskih lopatica. Za optimizaciju ovih sistema neophodno je poznavanje parametara koji utiču na postizanje velikog koeficijenta prelaženja toplote da bi se on mogao i postići. Poznato je da je koeficijent prelaženja toplote sa mlaza na površinu, ili obrnuto, složena funkcija više parametara: Reynoldsovog (Reynolds) broja (Re), Prantlovog (Prandtl) broja (Pr), bezdimenzionog normalnog rastojanja mlaznice od površi udara mlaza (L/D), bezdimenzionog radijalnog rastojanja od zaustavne tačke duž površi udara mlaza (r/D), itd... Uticaj geometrije mlaznice, ograničenje toka fluida u prisustvu zidova kanala, turbulencija i preraspodela unutrašnje energije u samom mlazu su se takođe pokazali kao veoma značajni, pa ih pri svakom ozbiljnom istraživanju treba uzeti u obzir.

Istraživanja u ovoj oblasti traju već decenijama i sistematizovano su predstavljena u radu Martin, 1977, koji obuhvata opštu raspravu na temu svojstava mlazeva, raspodele Nuseltovog (Nusselt) broja (Nu) i zakonitosti prelaženja toplote sa pravougaonih i kružnih konfiguracija mlazeva kao i njihovih nizova. U radu je

prikazana i analiza optimalnog položaja mlaznica u nizu, kao jedan od bitnih optimizacionih parametara u mnogim tehnologijama danas u upotrebi.

Predmet ovog istraživanja je turbulentni osnosimetrični slobodni mlaz vazduha, nemodifikovan i modifikovan zvučnim oscilacijama, koji ističe u mirnu okolnu sredinu vazduha istih karakteristika, iz mlaznica različitih konfiguracija, koji na svom putu udara o podlogu postavljenu upravno na osu mlaza.

Cilj istraživanja je da se objasni uticaj modifikacije zvučnim oscilacijama na vrtložne strukture u turbulentnom osnosimetričnom mlazu i da se ispita mogućnost kontrole ovih struktura za koje se smatra da imaju dominantnu ulogu u procesu prelaženja toplote. Kao sredstvo kontrole vrtložnih struktura u mlazu ovde će biti korišćene i samopobuđene i na veštački način izazvane modifikacije turbulentnog osnosimetričnog mlaza, kontrolisanom modulacijom brzine mlaza na izlazu iz mlaznice.



**Slika 1-1 Vrtložne strukture pri udaru mlaza o ravnu podlogu
a) nepobuđen mlaz, b) mlaz sa modifikovanom brzinom na izlazu iz mlaznice**

Nastanak vrtložnih struktura je iniciran malim promenama u smičućem sloju, koje na svom putu od mlaznice biva pojačan zbog nestabilnosti smičućeg sloja, slika 1-1 a). Male poremećaje mogu izazvati slučajni zvučni talasi koji dopiru iz okoline, bilo da dolaze sa mesta koji je niz ili uz struju. U ovom radu je promena brzine na izlazu iz mlaznice posledica dodatnog izvora poremećaja, čiji je intenzitet (jačina) veći od intenziteta izvora prirodnih poremećaja, slika 1-1 b). Tada promena (modulacija)

brzine na izlazu iz mlaznice kontroliše početnu pojavu vrtloga, a samim tim i vrtložnu strukturu mlaza.

Osnovni cilj eksperimentalnog istraživanja je da se odgovori na sledeća pitanja:

- Kako utiče promena brzine na izlazu iz mlaznice na strukturu slobodnog mlaza?*
- Kakva je uloga vrtložnih struktura pri udaru mlaza o ravnu površ?*
- Kako vrtložne strukture utiču na temperatursko polje mlaza, a posebno na prelaženje toplote sa mlaza na ravnu površ?*
- Da li je moguće kontrolisati formiranje i dinamiku ovih struktura na veštački način, npr. modulacijama brzine na izlazu iz mlaznice?*
- Postoji li mogućnost kontrolisanja prelaženja toplote na ovaj način, a kao posebno interesantno da li je moguće postići njegovo povećanje?*

U slučaju da je odgovor na poslednje pitanje potvrđan, u razmatranje za primenu u praksi mora se uzeti mlaznica koji generiše samopobudne oscilacije brzine na izlazu iz mlaznice bez korišćenja spoljašnjih izvora energije. Ovaj tip mlaznica, tzv. „whistler” mlaznice su ispitivali Hasan i Hussain, 1992.

Cilj drugog dela ovog rada, koji se bavi numeričkim modeliranjem je da se predloži rešenje koje će pomoći da se prevaziđu problemi koji postoje pri modeliranju ove pojave, jer su gotovo svi turbulentni modeli koji se danas komercijalno koriste u modeliranju turbulencije razvijani za smičuće tokove koji su paralelni sa zidom tipa graničnog sloja ili tokove tipa vrtložnog traga. Njihova primenljivost na druge vrste tokova je ograničena, kao što to pokazuje veliki broj istraživanja drugih autora: Cooper i dr., 1993, Craft i dr., 1993, Behnia i dr., 1998, Olsson i Fuchs, 1998, Bigot, 2001.

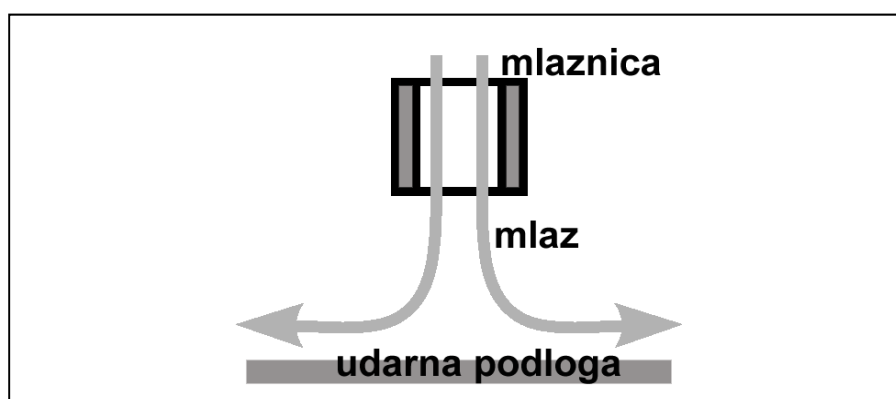
Udar mlaza o ravnu podlogu, u numeričkom smislu, razlikuje se od grupe fluidnih tokova paralelnih sa podlogom, što ga određuje kao potpuno specifičan problem. Neke od karakterističnih razlika su:

- u blizini zaustavne tačke kinetička energija turbulencije je generisana normalnim naponom (kod tokova paralelnih sa zidom ovu ulogu imaju smičući naponi);*

- komponenta fluktuacije brzine normalna na zid je istog reda, ili čak veća od komponente paralelne sa zidom (što nije slučaj kod tokova paralelnih sa zidom, već upravo obratno);
- za lokalne dužinske razmere turbulencije blizu zida relevantne su dužinske razmere turbulencije u slobodnom mlazu bez prisustva površi udara (kod tokova paralelnih sa zidom lokalna dužinska razmera turbulencije se najčešće uzima kao funkcija normalnog rastojanja od zida);
- postoji značajni prenos kinetičke energije turbulencije ka zaustavnoj tački (kod tokova paralelnih sa zidom konvektivni prenos kinetičke energije se zanemaruje).

1.2 Osnovni pojmovi

Udar mlaza fluida o podlogu je jednostavna postavka u kojoj fluid koji izlazi iz mlaznice udara, uobičajeno pod pravim uglom, podlogu koja je postavljena kao prepreka njegovom kretanju, slika 1-2. Osobina koja karakteriše ovu konfiguraciju, a koja je već dugi niz godina čini veoma zanimljivom za veliki broj istraživača je intenzivna razmena toplote između podloge i dolazećeg fluida. Ovo predodređuje veoma široku zastupljenost udara mlaza o podlogu u industriji, na svim mestima gde su u tehnološkom procesu potrebne velike vrednosti koeficijenta prelaženja toplote, kao što su to u hlađenju turbinskih lopatica, laserskih ogledala i elektronskih komponenti, u procesu sušenja papira, itd.



Slika 1-2 Šematski prikaz udara mlaza fluida o površ udara postavljenu upravno u odnosu na osu mlaza

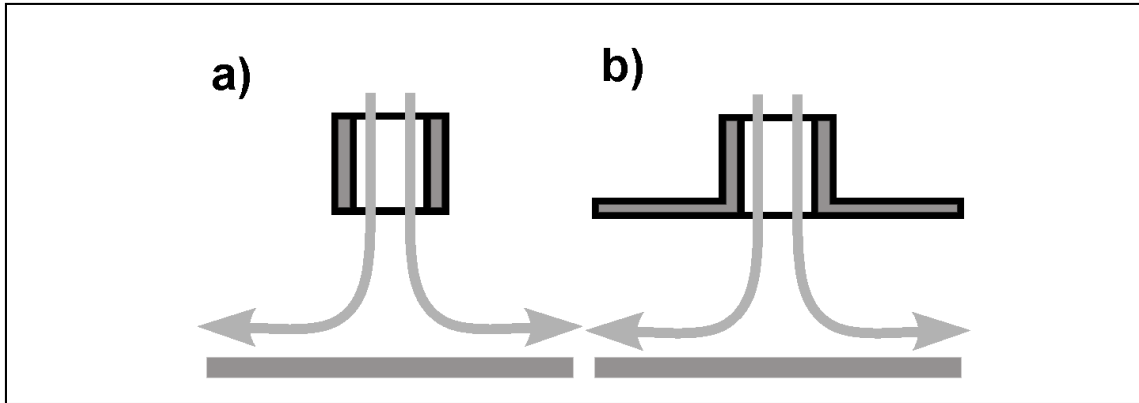
1.2.1 Različite postavke u udaru mlaza u podlogu

Izdvajaju se dve kvalitativno različite konfiguracije pri udaru mlaza o podlogu zavisno od vrste korišćenih fluida: mlaz koji ističe u okolni fluid istih karakteristika (npr. vazduh-vazduh) i mlaz različitih karakteristika od okolnog fluida (npr. mlaz vode ističe u okolni vazduh). Dinamika fluidnih tokova u ova dva slučaja je različita. U slučaju dva različita fluida smičući sloj koji se javlja na dodiru dva fluida je veoma nestabilan i uzrokuje stvaranje turbulencije, dok u smičućem sloju u slučaju istorodnih fluida poremećaji nisu tako jakog intenziteta i nisu od esencijalnog značaja za kasniju pojavu turbulencije.

Ako razmatramo geometrijske osobenosti, možemo izdvojiti dva geometrijski najjednostavnija slučaja: ravan mlaz koji izlazi iz pravougaone mlaznice i osnosimetričan mlaz iz mlaznica kružnog poprečnog preseka. Dinamika fluidnih tokova u ova dva geometrijski različita slučaja je takođe veoma različita: u osnosimetričnim mlazovima dolazi do pojave osnosimetričnih vrtložnih prstenova, koji rastu u radialnom pravcu u svom daljem kretanju uz podlogu, da bi kasnije došlo do njihove razgradnje, dok se kod mlazeva iz mlaznica sa pravougaonim poprečnim presekom vrtlozi pojavljuju u diskretnim oblastima paralelnim dužoj stranici pravougaonog procepa mlaznice, sa obe strane mlaznice. Mlaznice mogu biti i kvadratnih, eliptičnih izlaznih poprečnih preseka, pod nekim proizvoljnim uglom izlaznog preseka, itd.

Takođe, na osnovu postavke mlaznica i površi udara razlikujemo slobodni udar mlaza i sprečeni udar mlaza o ravnu podlogu, kao što je to prikazano na slici 1-3. Sprečeno prostiranje mlaza, slika 1-3 b), je čest slučaj u industrijskoj primeni u kom dolazi do stvaranja recirkulacionih oblasti u okolini mlaznice.

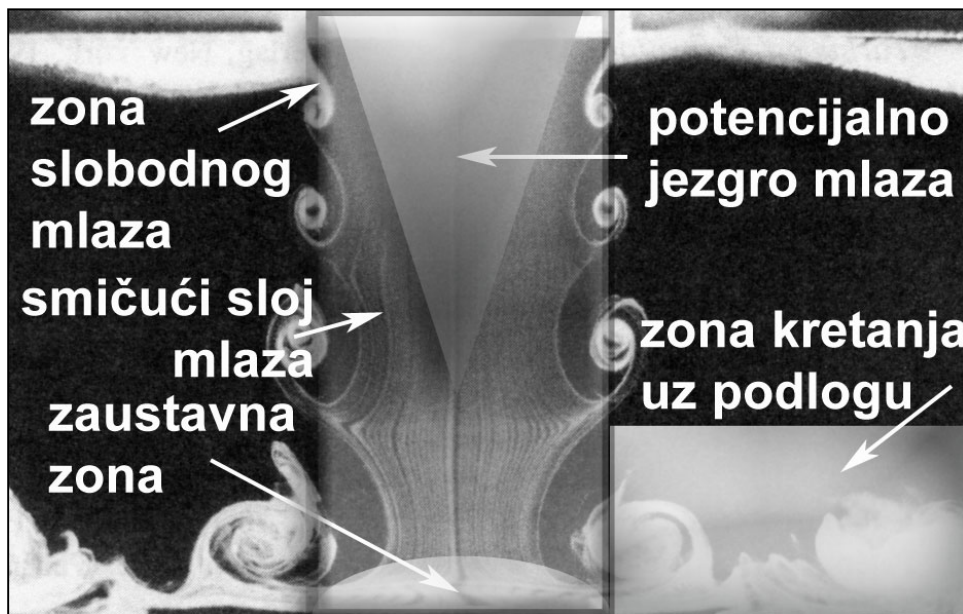
U industrijskim primenama površina koja se hladi je obično velika i samo jedan mlaz fluida nije dovoljan da je ohladi. U tom slučaju se koristi niz mlaznica, postavka veoma kompleksna za ispitivanje.



Slika 1-3 a) Slobodni i b) sprečeni udar mlaza o ravnu podlogu

1.2.2 Karakteristične zone u fluidnom toku pri udaru mlaza o ravnu podlogu

Tok fluida pri udaru mlaza o ravnu podlogu može se podeliti u tri karakteristične zone, prikazane na slici 1-4: zona slobodnog mlaza, zaustavna oblast i zona kretanja fluida uz podlogu.

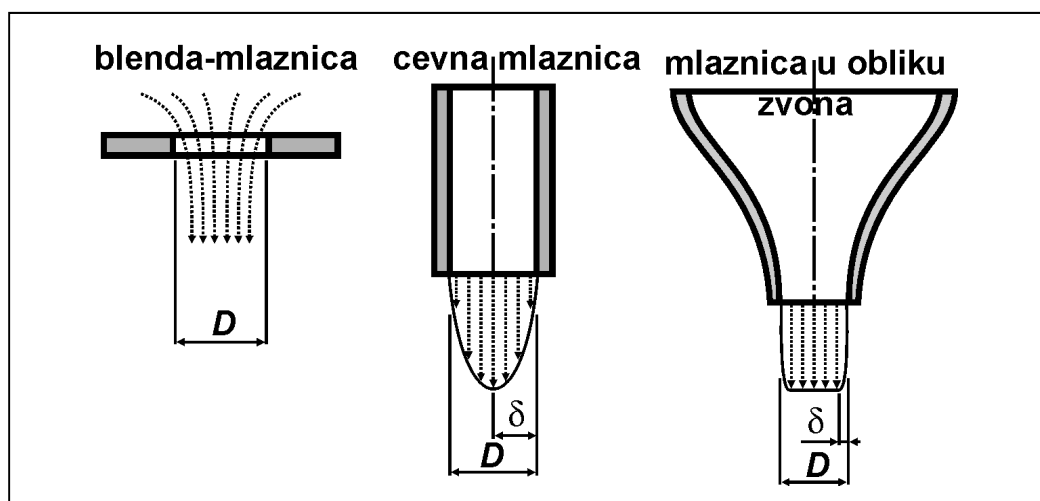


Slika 1-4 Karakteristične zone strujne slike pri udaru mlaza o ravnu podlogu

Zona slobodnog mlaza je direktno ispod mlaznice. Fluid koji izlazi iz mlaznice se meša sa okolnim fluidom i stvara strujno polje koje je do određenog rastojanja u aksijalnom pravcu od mlaznice identično strujnom polju mlaza fluida koji ističe iz mlaznice u konfiguraciji bez površi udara. Može se reći da mlaz postaje turbulentno potpuno razvijen tek posle rastojanja od izlaza iz mlaznice u aksijalnom pravcu od

šest do sedam prečnika mlaznice. U najvećem broju primena rastojanje između izlaza iz mlaznice i površi udara je suviše mali da bi se ostvarilo potpuno razvijeno turbulentno strujanje.

Oko mlaza se formira smičući sloj, čije karakteristike zavise isključivo od tipa mlaznice, slika 1-5. U najvećem broju slučajeva, osim u slučaju laminarnog toka iz cevne mlaznice, smičući sloj je relativno male debljine u odnosu na prečnik mlaznice D i zbog toga je njegovo ponašanje slično ravnom smičućem sloju. Debljina smičućeg sloja postaje uporediva sa prečnikom mlaznice na većim rastojanjima u aksijalnom pravcu od izlaza iz mlaznice i ponašanje ovog sloja se primetno menja.



Slika 1-5 Vrste mlaznica koje se najčešće koriste u eksperimentalnim istraživanjima

Režim strujanja na izlazu iz mlaznice može biti laminaran ili turbulentan zavisno od upotrebljenog tipa mlaznice i Reynoldsovog broja mlaza. Početno laminarno strujanje prelazi kroz tranziciju u turbulenciju koja prvobitno započinje u nestabilnom smičućem sloju. Zavijanje vrtloga je prva faza u ovoj tranziciji ako je Reynoldsov broj dovoljno visok. Vrtlozi se kreću niz tok fluida, povećavaju se, uparuju se sa drugim vrtlozima, kasnije gube svoju simetriju i na samom kraju se razlažu u sitne turbulentne strukture. Tada se može reći da je to potpuno razvijeno turbulentno strujanje. U najvećem broju primena koje su od interesa površ udara je pozicionirana u fluidnom toku pre nego što on postane potpuno razvijen, tako da su i vrtlozi još u tranziciji kada u nju udaraju.

Ako je profil brzine u izlaznom preseku mlaznice dovoljno ujednačen dolazi do stvaranja lako uočljivog potencijalnog jezgra u centru mlaza, oblasti u kojoj je brzina fluida jednaka onoj na izlazu iz mlaznice. Fluid unutar potencijalnog jezgra još uvek nije razmenio moment količine kretanja sa okolnim fluidom. Bilo kako bilo, trenutna brzina fluida unutar potencijalnog jezgra nije konstantna. Unutar potencijalnog jezgra mogu se uočiti pulsacije pritiska usled ulazka vrtloga u smičući sloj.

Oko zaustavne tačke nalazi se zaustavna zona, koju karakteriše visok gradijent pritiska u aksijalnom pravcu, koja zaustavlja kretanje fluida u aksijalnom pravcu i uslovljava njegovo kretanje u radijalnom pravcu uz površ udara. Ovaj gradijent pritiska ponovo laminarizuje tok pri njegovom ulasku u zaustavnu zonu. Povećanje brzine sa povećanjem radijalnog rastojanja od zaustavne tačke duž podloge održava granični sloj na podlozi veoma tankim i usled toga je u toj oblasti prelaženje toplote intenzivno.

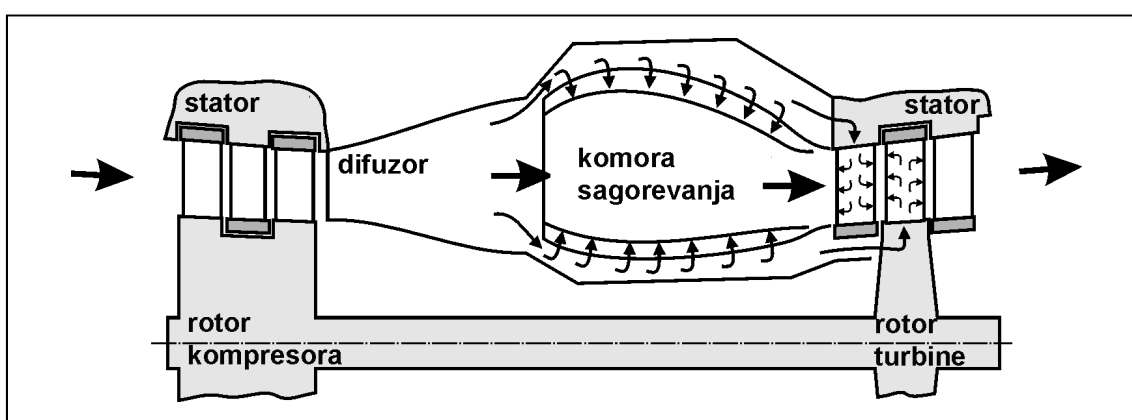
U zoni kretanja fluida uz površ udara nema gradijenta pritiska u aksijalnom pravcu. Tok fluida se usporava i širi. Početno laminaran granični sloj prelazi kroz tranziciju u turbulenciju što je, veruje se, glavni razlog za postojanje maksimuma u raspodeli koeficijenta prelaženja toplote u ovoj zoni. Na većim rastojanjima u radijalnom pravcu od zaustavne tačke dolazi do monotonog opadanja koeficijenta prelaženja toplote usled usporavanja fluida i povećanja debljine graničnog sloja.

1.3 Primena udara mlaza o podlogu i dostupna patentna dokumentacija

U ovom odeljku razmatraće se patenti koji su u vezi sa hlađenjem gasnih turbina ili razmenjivačima toplote. Ima i drugih oblasti u kojima je udar mlaza o podlogu u upotrebi a koji će biti izostavljeni zbog ograničenosti prostora u ovom radu. Kao primere pomenućemo hlađenje elektronskih komponenti, sušenje u industriji papira, hlađenje i grejanje u proizvodnji hrane i procese kaljenja u metalurgiji.

1.3.1 Hlađenje u turbomašinama

Toplotno opterećenje nekih komponenti motora sa gasnim turbinama je jedan od ograničavajućih faktora pri povećavanju njihove snage. Stoga, intenzivno hlađenje toplotno najopterećenijih delova konstrukcije postaje presudno za dizajniranje i projektovanje ovih motora. U modernim konstrukcijama turbokompresora sistem za hlađenje lopatica turbina je obično objedinjen sa sistemom za hlađenje doboša u komori za sagorevanje. Hladan vazduh se obično izduvava iz kompresora, slika 1-6, i nakon prolaska kroz sistem za hlađenje, meša se sa toplim gasovima.

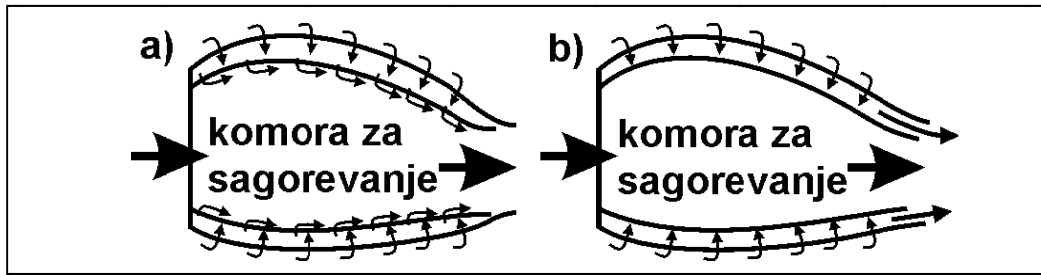


Slika 1-6 Sistem za hlađenje u gasnim turbinskim motorima

Ovakvo konstrukciono rešenje stvara smanjuje stepen korisnosti motora. Zbog toga, protok rashladnog fluida treba da bude što je moguće manji a njegova temperatura pre mešanja sa toplim gasovima treba da bude što je moguće viša. Za ispunjenje oba zahteva neophodan je veliki koeficijent prelaženja toplote.

1.3.2 Hlađenje komora za sagorevanje i odgovarajući patenti

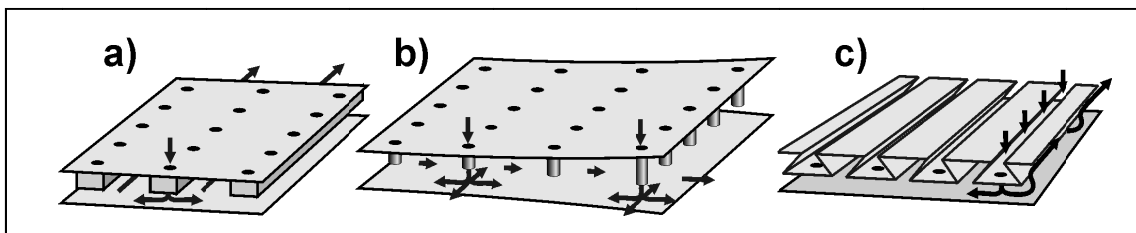
Komora za sagorevanje, hlađena mlazevima, je tipično dvoslojne konstrukcije, slika 1-7. Unutrašnji zid, takozvanog doboša, je u kontaktu sa toplim gasovima, dok ga sa spoljne strane hladi veliki broj mlazeva vazduha, kroz perforirani spoljni zid. Nakon udara o zid doboša, hladan vazduh izlazi kroz rupe u dobošu ili kroz razmake među njegovim delovima, stvarajući tanki film fluida koji metalni doboš razdvaja od toplih gasova koji se razvijaju u komori za sagorevanje. U nekim slučajevima ulaz hladnog vazduha u komoru za sagorevanje nije poželjan, pa se u tom slučaju primenjuje konstrukcija koja je prikazana na slici 1-7 b).



Slika 1-7 Hlađenje doboša komore za sagorevanje
a) sa hladnim slojem, b) bez hladnog sloja

U toj konstrukciji hladan vazduh napušta prostor između zidova formirajući takozvani unakrsni tok sa mlazovima koji ulaze kroz perforacije u delu ka izlazu iz dela komore za sagorevanje. U svakom slučaju, ovaj unakrsni tok značajno umanjuje razmenu toplote, tj. hlađenje doboša komore za sagorevanje.

Slika 1-8 prikazuje tri patentirane mogućnosti za ublaženje ovog problema. Uopšteno, predloženo rešenje je povećanje površine za razmenu toplote između zidova bez povećavanja rastojanja između mlaznice i doboša.

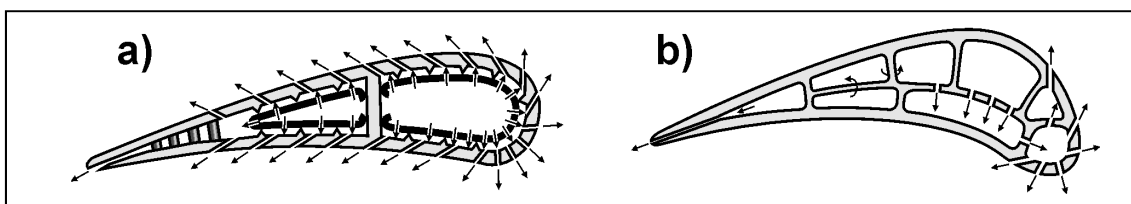


Slika 1-8 Hlađenje udarom mlaza koje prevazilazi problem koji se javlja kod unakrsnog toka, U.S. Patent: a) br. 6,000,908; b) br. 5,388,412; c) br. 5,467,815

1.3.3 Hlađenje turbinskih lopatica i odgovarajući patenti

Lopaticе rotora i statora turbina su toplotno najviše opterećeni delovi motora sa gasnim turbinama. Njihovo hlađenje obično zahteva kombinaciju više tehnika hlađenja. Tipično, konstrukcija je takva da je cela lopatica prekrivena tankim hladnim slojem, koji štiti njenu površinu od toplih gasova. Dodatno, oni su iznutra hlađeni pravolinijskim ili krivolinijskim prolaskom hladnog vazduha, koji se zatim koristi za stvaranje tankog hladnog sloja na površini turbinske lopatice. Kada toplotno opterećenje turbinskih lopatica postane suviše veliko ili kada postoji potreba za malim protokom vazduha za hlađenje koriste se mlazovi vazduha. U

primeni su mnogi različiti unutrašnji konstrukcioni rasporedi. Slike 1-9 a) i 1-9 b) pokazuju dva patentirana.

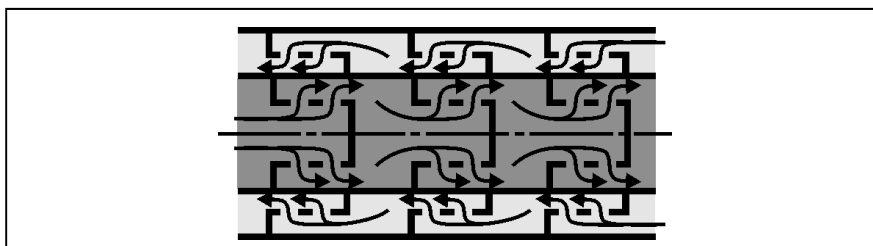


Slika 1-9 Turbinske lopatice sa unutrašnjim hlađenjem udarom mlazeva, U.S. Patent: a) br. 5,533,864; b) br. 6,402,471

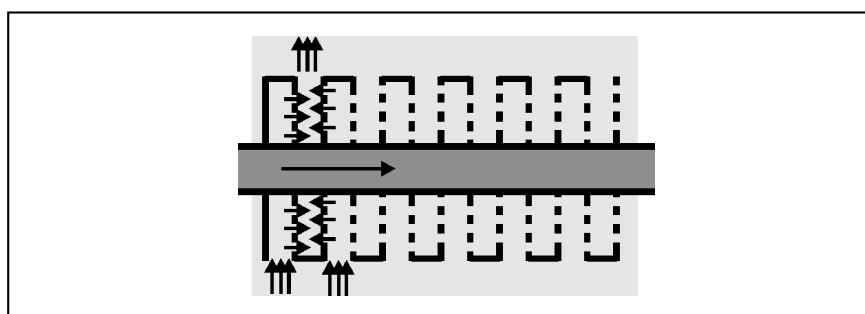
Na slici 1-9 a), hladan vazduh prolazi kroz izbušenu metalnu ploču, koja je ubačena u unutrašnjost turbinske lopatice. Vazduh izlazi iz lopatice kroz rupe stvarajući tanak hladan sloj po njenoj površini. Slika 1-9 b) prikazuje turbinsku lopaticu izlivenu iz jednog dela. Ima tri komore hlađene udarnim mlazevima kaskadno postavljenim i još pet komora hlađenih jednostavnim prolazom vazduha.

1.3.4 Razmenjivači toplote koji koriste udar mlaza o podlogu

Razmenjena količina toplote je proizvod površine za razmenu toplote, lokalnog koeficijenta prelaženja toplote na toj površini i odgovarajuće temperaturske razlike. Prema tome, postoje dva načina za postizanje visokog stepena prelaženja toplote: ili povećanjem površine za razmenu toplote ili povećanjem lokalnog koeficijenta prelaženja toplote. Upotreba niza mlazeva koji udaraju o podlogu predstavlja jedan od načina povećanja lokalnog koeficijenta prelaženja toplote. Ipak, većina konstrukcija razmenjivača koji su danas u upotrebi, koriste prvi način – povećanje površine za razmenu toplote. Povećanjem površine moguće je dostići veoma veliku vrednost specifične površine razmenjivača (reda veličine $1000 \text{ m}^2 \text{ po m}^3$ zapremine razmenjivača). Ova visoka kompaktnost se ne može lako postići u razmenjivačima sa udarnim mlazevima, stoga, oni nisu u nekoj velikoj prednosti za ovu primenu. Štaviše, razmenjivači toplote koji koriste ovu tehnologiju imaju veliki pad pritiska što otežava i samo funkcionisanje mlazeva fluida.



Slika 1-10 Konstrukcija ložišnog rekuperatora sa razmenom toplote između dva različita fluida, U.S. Patent br. 3,908,628

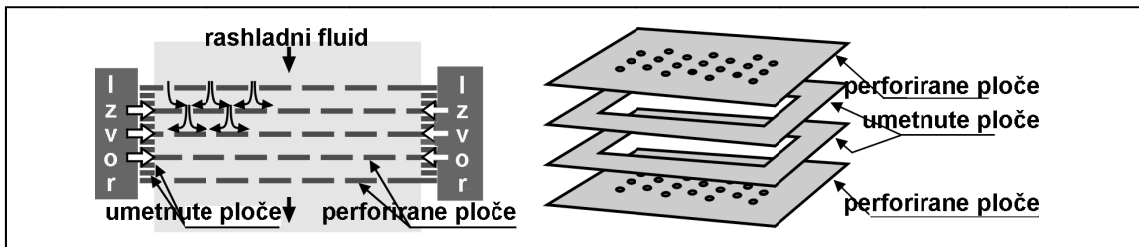


Slika 1-11 Konstrukcija orebrenog razmenjivača toplote sa udarom mlaza vazduha na rebra (lamelle), U.S. Patent br. 5,056,586

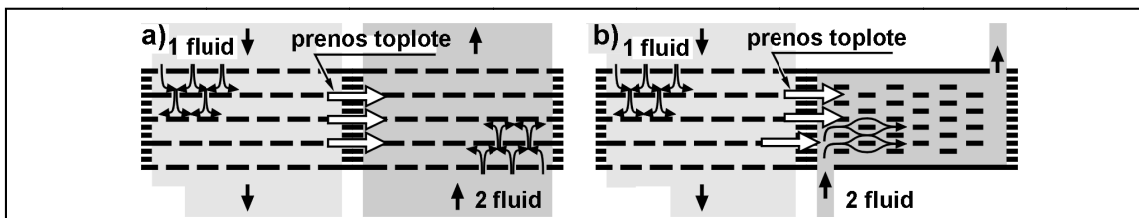
Slika 1-10 prikazuje raspored toka fluida u rekuperatoru ložišta, dok slika 1-11 prikazuje danas veoma često korišćenu postavku u orebrenim razmenjivačima toplote sa udarom mlaza na rebra (lamelle).

U posebnoj vrsti razmenjivača toplote, koji su poznati kao CHIC (Compact High Intensity Cooler), koristi se tehnologija udara mlaza. Razmenjivači ove vrste su veoma kompaktni, malih dimenzija i težine, dok s druge strane, imaju veliki pad pritiska i značajne probleme sa curenjem rashladnog fluida koji je pod pritiskom. Primenuju se tamo gde je primarni kriterijum mala težina razmenjivača, dok pad pritiska i eventualna curenja nisu bitan činilac prilikom njihovog izbora (npr. kod klima uređaja u avionima). Konstrukciono, ovi razmenjivači su slični pločastim razmenjivačima toplote - veliki broj ploča je spojen u blok. Slika 1-12 ilustruje raspored kod jedne strane takvog razmenjivača. On se sastoji od ploče sa velikim brojem perforiranih otvora, koje stvaraju serije mlazeva a koja istovremeno služi kao površ udara za mlazeve sa prethodne ploče iz bloka. Između njih umetnute su ploče koje održavaju potrebno rastojanje za razvijanje mlazeva. Izvor toplote se nalazi sa strane, a ovakvi CHIC moduli mogu da se povežu u red. Razmenjivač toplote koji

koristi dva radna fluida se može projektovati pravilnim rasporedom otvora kao što je to prikazano na slici 1-13.



Slika 1-12 CHIC razmenjivački blok
U.S. Patent br. 4,494,171



Slika 1-13 CHIC razmenjivački blokovi sa dva fluida, a) dva CHIC bloka U.S. Patent br. 4,880,055, b) CHIC sa OSF (Offset Strip Fin) U.S. Patent br. 5,016,707

2. OSNOVNE POLAZNE TEORIJSKE PRETPOSTAVKE

Više stotina članaka posvećenih mlazovima, koji su bili objavljeni u proteklih šezdeset godina, u nekoliko navrata su prikazivani u preglednim radovima. Poznat je pregledni rad Martin, 1977, koji iznosi opštu diskusiju o karakteristikama mlazeva, raspodeli Nuseltovog broja i korelacijama u vezi sa prelaženjem toplote kod pojedinačnih mlazeva kružnog i pravougaonog poprečnog preseka, kao i kod njihovih nizova. Prikazana je i analiza optimalnog rastojanja mlaznice u nizu mlaznica. Jambunathan i dr., 1992, pregledni rad se fokusira isključivo na pojedinačne mlazeve kružnog poprečnog preseka i pri tom se ne bavi samo problematikom prelaženja toplote već i vrtložnim strukturama koje se razvijaju u mlazu. Iscrpnu raspravu o udaru mlaza o podlogu objavili su i Webb i Me, 1995. Njihov rad se orijentiše na sistematizaciju podataka o razmeni (prelaženju) toplote, međutim, daju i neke informacije o brzinskom polju. Rad se odnosi kako na kružne tako i na mlazeve sa pravougaonim poprečnim presekom, na slobodne mlazeve, koji ističu u fluid drugih karakteristika, a takođe obuhvata i nizove mlazeva. Efekat hrapavosti zida površi udara, prelaženje toplote sa mlaza na geometrijski modifikovanu površ i efekat nagiba mlazeva prema površi udara na prelaženje toplote, su takođe obrađeni u ovom radu. Downs i James, 1987, i Hrycak, 1981, su takođe objavili pregledne radove koji su za primarni interes imali objedinjavanje i sistematizaciju podataka u vezi sa prelaženjem toplote.

Vrtložne strukture u mlazu pri njegovom udaru o ravnu podlogu vode poreklo iz oblasti slobodnog mlaza i njegovog smičućeg sloja. Osim u slučaju mlazeva sa velikim brzinama isticanja kod kojih dolazi do pojave stišljivosti fluida i usled nje dodatnih

efekata, koji se ne javljaju kada je reč o nestišljivom fluidu, prisustvo površi udara nema veliki uticaj na fluidni tok blizu mlaznice i ponašanje mlaza je u toj oblasti isto kao i kod slobodnog mlaza bez prisustva površi udara.

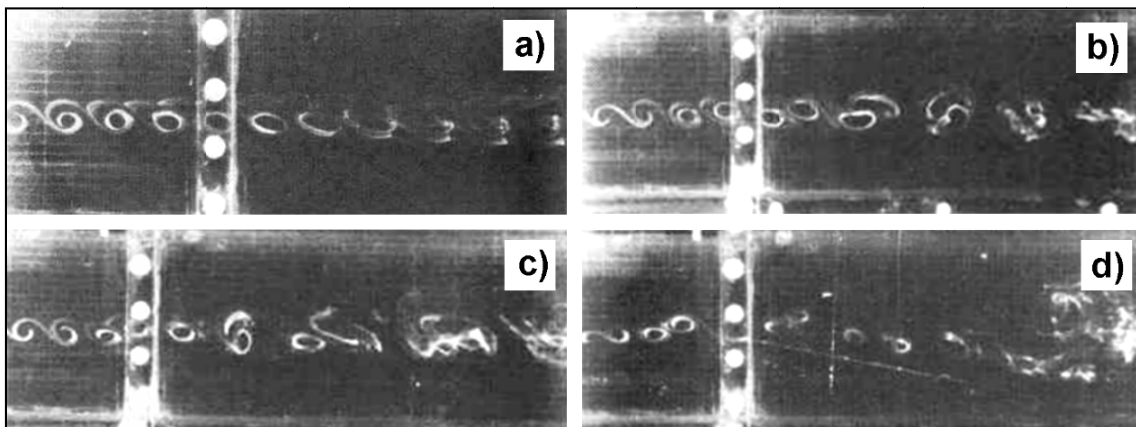
Slobodni mlaz ima dve različite karakteristične razmere: početnu debljinu istiskivanja smičućeg sloja na izlazu iz mlaznice δ , ili njegovu odgovarajuću početnu debljinu gubitka impulsa θ i prečnik mlaznice D , slika 1-5. Količnik prve dve nabrojane karakteristike fluidnog toka predstavlja izvedenu karakteristiku poznatiju kao faktor oblika H , koja služi za lakše poređenje sa faktorom oblika za laminarni i turbulentni režim strujanja. Veoma blizu izlaza iz mlaznice smičući sloj je tanak u poređenju sa prečnikom mlaznice i njegova zakrivljenost je otuda zanemarljiva. Debljina θ je usled toga odgovarajuća razmera za opisivanje ove pojave i poreklo vrtloga u ovoj oblasti je slično kao u slučaju ravnog smičućeg sloja. Teorija ravnog smičućeg sloja je stoga primenjiva i u izučavanju tokova sa udarom mlaza o ravnu podlogu.

2.1 Vrtložne strukture u ravnom smičućem sloju

Kretanje fluida u graničnom sloju je u prošlosti opširno istraživano od strane velikog broja istraživača. Sveobuhvatan pregledni rad koji objedinjuje radove koji se bave ravnim smičućim slojem se može pronaći u Ho i Huerre, 1984. Radove koji se bave vrtložnim strukturama u smičućem sloju je objedinio Hussain, 1983 i 1986. Ravni smičući slojevi, bez prisustva zida, su u osnovi nestabilni. Porast talasa koji uvode nestabilnost u ovaj sloj vodi ka pojavi vrtloga. Koristeći linearnu teoriju stabilnosti, Michalke, 1965, je predvideo da najnestabilniji mod ima frekvenciju koja odgovara vrednosti Struhalovog (Strouhal) broja, $St_{\theta} = f\theta/U = 0.017$. Međutim, eksperimentalno je utvrđeno da je Struhalov broj pri kome prirodno dolazi do pojave vrtloga manji - oko 0.012. Husain i Hussain, 1995, objasnili su ovu razliku povratnim efektom od nizvodnog toka fluida. Povratni efekat povećava početnu amplitudu talasa koji odgovaraju manjim vrednostima Struhalovog broja. Husain i Hussain su takođe pokazali da mod koji odgovara $St_{\theta} = 0.017$ ima najveći porast, ipak, nivo saturacije je nešto niži od moda koji odgovara $St_{\theta} = 0.012$.

Vrtlozi stvoreni u smičućem sloju se prenose nizvodno i na svom putu od mlaznice mogu da se upare sa drugim vrtlozima koji se kreću sporije od njih samih. Uparivanje je proces u kom se dva susedna vrtloga spajaju u jedan veći vrtlog. Na početku spajanja vrtlozi se premeštaju sa svojih početnih pozicija u položaj gde su brzine indukovane između njih u uzajamnoj ravnoteži. Obično se spajaju dva vrtloga, iako ponekad može doći do spajanja tri ili više vrtloga ili vrtlog ostaje sam, ali oba slučaja su ređi od uparivanja. Proces uparivanja je veoma osetljiv na spoljne uticaje. Ho i Huang, 1982, su uspeli da kontrolišu uparivanje vrtloga pomoću eksterno unešene modulacije brzine strujanja amplitudama reda veličine 0.1%. Pokazali su da modulacija u potpunosti sprečava uparivanje ako je frekvencija kojom se vrši modulacija približna frekvenciji prirodne pojave vrtloga, slika 1-14.

Stabilno spajanje dva (uparivanje), tri ili četiri vrtloga se javlja kada je tok pobuđen frekvencijom drugog, trećeg ili četvrtog subharmonika frekvencije prirodne pojave vrtloga. Dovoljno jaka pobuda, reda veličine 1% na malim frekvencijama (na slici 2-1 pokazana je $f_r/10$) prouzrokuje takozvanu kolektivnu interakciju vrtloga. To je proces gde se više (pet, deset ili više) vrtloga spaja, dajući kao rezultat neočekivano veliko povećanje debljine smičućeg sloja i opadanje frekvencije vrtloga.



Slika 2-1 Vrtložne strukture u pobuđenom ravnom smičućem sloju. a) bez spajanja vrtloga, pobuda prirodnom frekvencijom stvaranja vrtloga, f_r ; b) uparivanje vrtloga, pobuda subharmonikom, $f_r/2$; c) spajanje tri vrtloga, pobuda subharmonikom, $f_r/3$; d) masovna interakcija, pobuda subharmonikom $f_r/10$; Preuzeto iz Ho i Huang, 1982.

Proces uparivanja dva vrtloga su nedavno nezavisno proučavali Husain i Hussain, 1995, i Paschereit i dr., 1995. Oni su simultano pobuđivali fluidni tok sa dve frekvencije: na osnovnoj frekvenciji pobude f , i njenom prvom subharmoniku $f/2$. Pokazalo se da stabilnost talasa subharmonika (a samim tim i pojava uparivanja vrtloga) može biti izazvana faznim pomerajem između dve primenjene pobude. Za iste amplitude pobude bili su u mogućnosti da spreče ili da ubrzaju uparivanje putem promene fazne razlike dve frekvencije pobude. Zavisnost od faznog pomeraja je uspešno objašnjena promenama u početnoj raspodeli vrtloga, što ima za posledicu promenu uzajamne interakcije između vrtloga, Husain i Hussain, 1995.

2.2 Vrtložne strukture u slobodnim mlazovima

Eksperimentima je utvrđeno da je u slobodnom mlazu, koji ističe iz konvergentne mlaznice, prevladavajuća frekvencija stvaranja vrtloga na izlazu iz mlaznice ona koja odgovara Struhalovom broju, $St_{\theta} = f\theta/U = 0.012$, Husain i Hussain, 1980. To se slaže sa već uspostavljenom pretpostavkom da je početno ponašanje mlaza slično ponašanju u ravnom smičućem sloju. Nizstrujno od mlaznice debljina količine kretanja θ nije više zanemarljiva u odnosu na prečnik mlaznice D . Zakrivljenost smičućeg sloja počinje da ima važnu ulogu i stabilnost fluidnog toka je izmenjena. Eksperimenti pokazuju da je tada prevladavajuća frekvencija ona izračunata uzimajući prečnik mlaznice kao relevantnu razmeru, $St_D = fD/U = 0.3$, Crow i Champagne, 1971 i Hussain i Zaman, 1981. Dakle, dolazi do promene karakteristične razmere, umesto debljine količine kretanja θ , u blizini mlaznice, na većim aksijalnim rastojanjima od mlaznice u prečnik D .

Dva različita oblika nestabilnosti stoga koegzistiraju u fluidnom toku, Zaman i Hussain, 1981: oblik čija je razmera θ , nazvan mod smičućeg sloja, i oblik čija je razmera D , koji se naziva mod mlaza. Veza između ova dva moda, ako postoji, još uvek nije sasvim jasna. Odnos frekvencija stvaranja vrtloga u oba moda može se izračunati kao:

$$\frac{f_{\text{mod mlaza}}}{f_{\text{mod smičućeg sloja}}} = \frac{St_D \frac{U}{D}}{St_\theta \frac{U}{\theta}} \approx \frac{0.3 \frac{U}{D}}{0.012 \frac{U}{\theta}} = 25 \frac{\theta}{D} \quad (2.1)$$

Ako je frekvencija stvaranja vrtloga u modu smičućeg sloja veća od moda mlaza, vrtlozi u smičućem sloju se uparuju kako bi se približili frekvenciji u modu mlaza, Yule, 1978. Ako su obe frekvencije istog reda, vrtlozi moda smičućeg sloja i moda mlaza su identični i interakcije među vrtlozima nema. U slučaju da je frekvencija stvaranja vrtloga u modu mlaza veća od frekvencije smičućeg sloja, vrtlozi se stvaraju direktno u modu mlaza, a nestabilnost u modu smičućeg sloja nije dominantna u fluidnom toku.

Odavno je poznato da je i sam mlaz takođe veoma osetljiv na spoljne poremećaje⁴. Zaman i Hussain, 1980, su proučavali reakciju brzinskog polja na modulaciju brzine na izlazu iz mlaznice malim amplitudama. Dinamiku vrtložnih struktura su kasnije detaljnije objasnili korišćenjem tehnike faznog osrednjavanja, Hussain i Zaman, 1980. Najviši nivo fluktuacija brzine u osi mlaza bilo je izazvano modulacijom koja odgovara Struhalovom broju $St_D = 0.85$. U tim eksperimentalnim uslovima je zapaženo stabilno uparivanje vrtloga. Pobuda čija frekvencija odgovara Struhalovom broju $St_D = 1.60$ uslovlila je smanjenje fluktuacija brzine u osi mlaza. Hussain i Zaman, 1981, su pobuđivali mlaz na prirodnoj frekvenciji koja odgovara Struhalovom broju $St_D = 0.3$ kako bi stvorili “željeni” mod pobude mlaza. Bilo je moguće posmatrati vrtloge uz korišćenje tehnike faznog osrednjavanja čak na rastojanju u aksijalnom pravcu šest prečnika mlaznice. Signali brzine su bili periodični više od dva prečnika mlaznice nizstrujno. Struktura vrtloga je bila nezavisna od početnog stanja smičućeg sloja (tj., bilo da li je granični sloj mlaznice bio laminaran ili spoljašnje izazvano

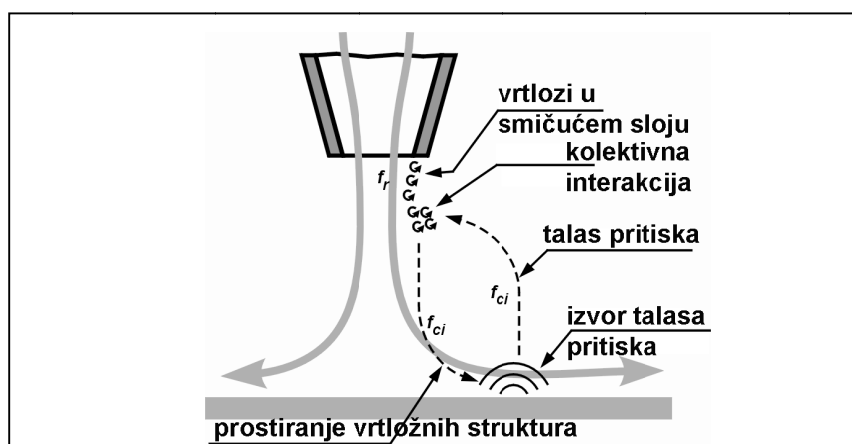
⁴ Uređene fluktuacije u mlazu prvi put su primećene tokom jedne večeri kamerne muzike sredinom devetnaestog veka. Među publikom se te večeri nalazio i jedan doktor medicinskih nauka sa oskudnim znanjem iz akustike, koji je primetio da plamen iz lampe na gas, koji je osvetljavao prostoriju, „igra“ u skladu sa zvukom violončela. U svojim beleškama je zapisao da je „...i gluv čovek mogao osetiti harmoniju koju je nosila muzika...“, Leconte, 1858.

turbulentan), nagoveštavajući da vrtlozi u mlazu nastaju u modu mlaza a ne u modu smičućeg sloja. Ni jedno uparivanje vrtloga nije primećeno prilikom ove pobude.

Struktura slobodnog mlaza strogo zavisi od Reynoldsovog broja. Većina do sada pomenutih istraživanja su sprovedena na mlazovima čiji su Reynoldsovi brojevi $Re \sim 50000$. Hussain i Clark, 1981, su obavili vizuelizaciju smičućeg sloja mlaza sa velikom vrednošću Reynoldsovog broja ($Re \sim 400000$). I dalje su se mogle primetiti koherentne (uređene) strukture u mlazu, ali je generalni zaključak da je ovakvih organizovanih struktura bilo manje. Ovakve strukture su bile mnogo ređe, a vreme njihovog opstanka bilo je kratko. Fluidni tok je bio trodimenzionalan (vizuelizovane su nepravilne strukture u poprečnim presecima upravnim na osu mlaza). Tokom procesa uparivanja vrtloga jedan od vrtloga je obično prebacivao samo deo svoje vrtložnosti na svog parnjaka. Ovo nepotpuno uparivanje, poznato kao cepanje vrtloga, primećeno je u retkim prilikama i u mlazovima sa umerenim vrednostima Reynoldsovog broja.

2.3 Vrtložne strukture pri udaru mlazeva o ravnu podlogu

Kod visoko subsoničnih mlazeva se javlja čist pišteći zvuk, kada brzina mlaza dostigne određenu kritičnu vrednost (Mahov (Mach) broj od oko 0.7), ako je rastojanje u aksijalnom pravcu između mlaznice i ploče dovoljno malo ($L/D < 7.5$). Ho i Nosseir, 1981, su istraživali fluktuaciju pritiska u mlazu u svom pokušaju da objasne ovaj fenomen.

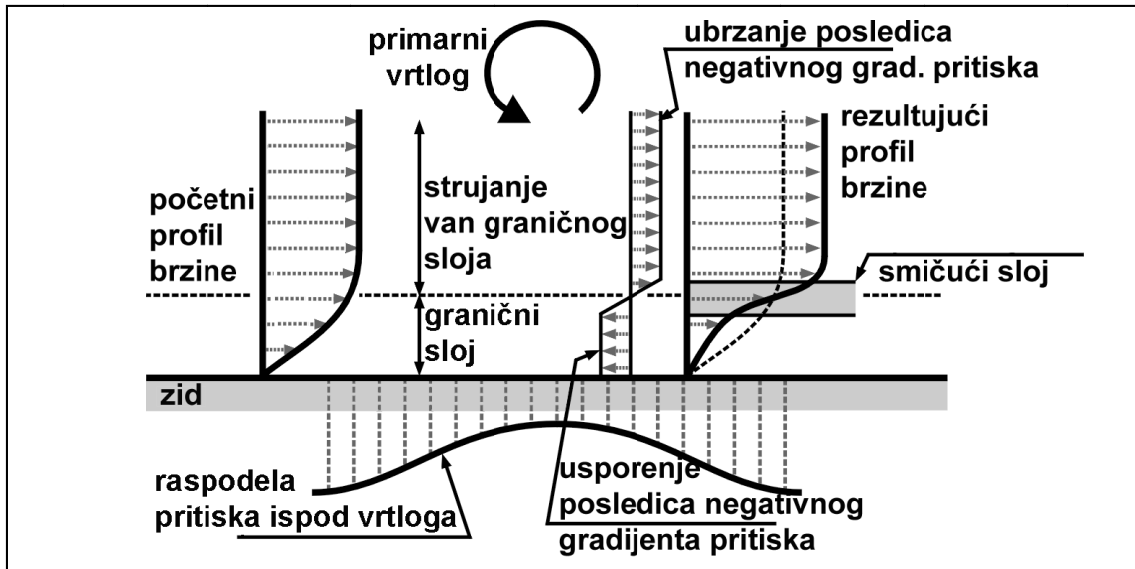


Slika 2-2 Povratni mehanizam kod visoko subsoničnih mlazeva ($M \geq 0.7$)

Dokazali su postojanje povratnog mehanizma, slika 2-2, koji se sastoji od dve grane. Prva grana je predstavljena vrtlozima koji se spuštaju u pravcu zida, frekvencijom f_{ci} . Njihovo sudaranje sa zidom stvara fluktuacije pritiska iste frekvencije, koje se prostiru sa spoljne strane mlaza uzvodno; ovo je druga grana povratnog mehanizma. Fluktuacije pritiska remete smičući sloj kod izlaza iz mlaznice, i aktiviraju kolektivnu interakciju vrtloga u smičućem sloju. Veliki vrtlozi, nastali u ovoj interakciji, ponovo formiraju prvu granu povratnog mehanizma. Povratni mehanizam je zatvoren samo ako talasi koji putuju uz i oni koji putuju niz struju fluida imaju iste faze u smičućem sloju na izlazu iz mlaznice. Tada se smatra da je faza „zabavljena“. Povratni mehanizam mora da sadrži samo celobrojni umnožak talasa. Stoga, samo su neke diskretne, posebne frekvencije moguće pri pojavi povratnog mehanizma. To objašnjava pojavu zvuka kod mlaza koji ima veliku brzinu na izlazu iz mlaznice.

Fazno zabavljivanje se uspostavlja i povratni mehanizam je zatvoren samo ako su fluktuacije pritiska dovoljno jake da izazovu kolektivnu interakciju. To objašnjava postojanje minimalnog Mahovog broja, koji je neophodan za pojavu ovog fenomena. Ako je brzina mlaza previše mala, talasi pritiska su suviše slabi da bi pokrenuli kolektivnu interakciju. Spajanje vrtloga je nepravilno u ovom slučaju, a zvuk proizveden mlazom je u širokom frekventnom opsegu. Prisustvo vrtloga, utvrđeno je, utiče na temperaturno polje pri udaru visoko subsoničnog mlaza o podlogu. Fluktuacija pritiska koju stvaraju vrtlozi dovode do fluktuacije statičke temperature. Fox i dr., 1993, pokazali su da organizovana vrtložna struktura razdvaja oblasti sa hladnijim fluidom od oblasti sa toplijim fluidom. Ovo je razlog za to što temperaturno polje na adijabatski izolovanoj podlozi nije uniformno. To indirektno pokazuje da su organizovani vrtlozi prisutni čak i pri većim vrednostima Reynoldsovog broja ($Re > 500000$).

Nestacionarno odvajanje graničnog sloja formiranog pri udaru mlaza o ravnu podlogu odvija se u oblasti interakcije vrtloga sa zidom, pri čemu se tačka odvajanja kreće uzvodno ili nizvodno. Proces nestacionarnog odvajanja graničnog sloja se svodi na stacionarno odvajanje istog, ako je koordinatni sistem posmatrača "vezan" za tačku odvajanja. Didden i Ho, 1985, objasnili su mehanizam po kom interakcija vrtloga i zida izaziva nestacionarno odvajanje.



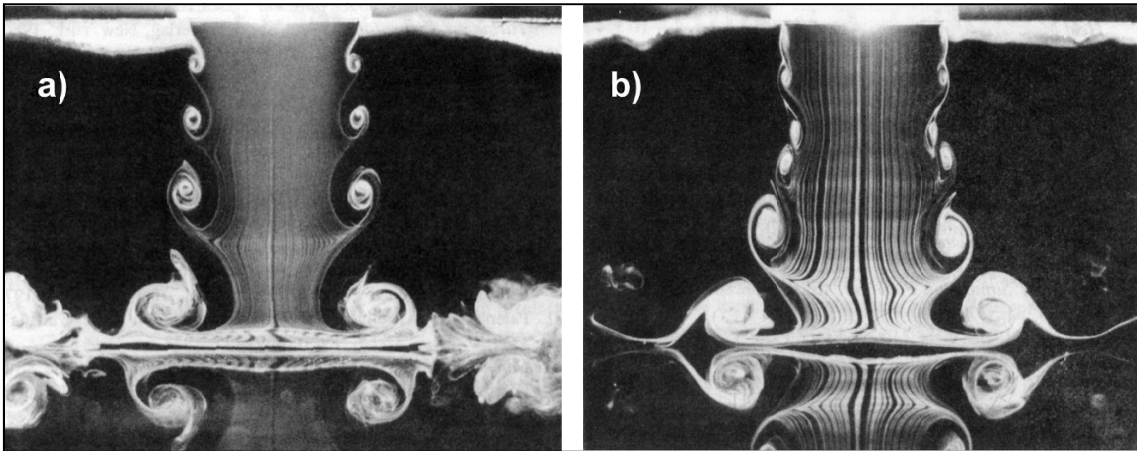
Slika 2-3 Nestacionarno odvajanje u graničnom sloju usled negativnog gradijenta pritiska koji stvara vrtlog u graničnom sloju

Vrtlog koji se približava zidu stvara negativan gradijent pritiska u graničnom sloju, slika 2-3. S druge strane, vrtlog ubrzava usisavanje okolnog fluida u mlaz. To stvara smičući sloj na granici između graničnog sloja i okolnog fluida. Ovaj smičući sloj je veoma nestabilan usled čega se stvara sekundarni vrtlog, što dovodi do odvajanja graničnog sloja od zida. Tačka odvajanja se pomera nizstrujno zajedno sa primarnim vrtlogom.

Interakcija između vrtloga i zida u polju okolnog fluida u mirovanju su opisali Walker i dr., 1987, u eksperimentalnoj studiji i Orlandi i Verzicco, 1993, u numeričkoj simulaciji. Sekundarni vrtlog dobija na snazi usled Bio-Savarovog (Biot-Savart) efekta i postavlja se u putanju ispred primarnog vrtloga. Primarni vrtlog biva odbijen od zida ovom interakcijom dva vrtloga. Oba istraživanja pokazuju da je sekundarni vrtlog nestabilan u radialnom pravcu. Tokom kruženja oko primarnog vrtloga, on talasa i gubi simetričnost. Ipak, ova izučavanja interakcije između vrtloga i zida su vršena u mirnom okolnom fluidu i primenljivost rezultata u udaru mlaza o ravnu podlogu se opravdano dovodi u pitanje.

Formiranje primarnog i sekundarnog vrtloga, kao i nestacionarno odvajanje graničnog sloja je posmatrano i kod udara nemodifikovanih mlazeva o ravnu

podlogu, npr. Landreth i Adrian, 1990, su koristili PIV (Particle Image Velocimetry) tehniku, a Popiel i Trass, 1991, slika 2-4, tehnike vizualizacije fluidnog toka.



Slika 2-4 Vizuelizacija vrtložnih struktura pri udaru mlaza o ravnu podlogu; a) bez uparivanja vrtloga u smičućem sloju, b) sa uparivanjem vrtloga u smičućem sloju. Preuzeto iz Popiel i Trass, 1991.

2.4 Temperatursko polje i prelaženje toplote pri udaru mlaza o ravnu podlogu

Dostupne su mnoge studije u vezi sa prelaženjem toplote pri udaru mlaza o ravnu podlogu. Većina njih se fokusira na inženjerske primene i daje prosečne vrednosti koeficijenta prelaženja toplote. Radovi koji daju lokalne vrednosti koeficijenta prelaženja toplote su retki. Takođe, jako malo radova ima za temu prelaženje toplote pri udaru mlaza o ravnu podlogu i temperatursko polje u mlazevima. Pionirska istraživanja u vezi sa lokalnim vrednostima koeficijenta prelaženja toplote pri udaru mlaza o ravnu podlogu objavili su Gardon i Akfirat, 1965. Ova istraživanja su se najviše fokusirala na mlazeve sa pravougaonim poprečnim presekom mlaznice, ali su obavljali eksperimenti i na mlazevima sa kružnim mlaznicama. Zapažene su dve izražene maksimalne vrednosti u raspodeli koeficijenta prelaženja toplote kod mlazeva sa kružnim poprečnim presekom. Kako oni tvrde, za maksimum bliži osi mlaza, na približnom rastojanju u radijalnom pravcu od ose mlaza $r/D=0.5$, odgovorno je smanjenje debljine graničnog sloja na ivici zaustavne oblasti. Drugi maksimum u raspodeli lokalnog koeficijenta prelaženja toplote, na radijalnom rastojanju, r/D , negde između 1.5 i 2 od ose mlaza, je posledica prelaska graničnog

sloja iz laminarnog u turbulentni. Ovo objašnjenje je dugo godina bilo opšte-prihvaćeno.

Fizički model kojim se pokušalo opisati povećanje koeficijenta prelaženja toplote turbulentnog u odnosu na laminarni režim strujanja ponudio je Kataoka i dr., 1982. Njegov model osvežavanja površine podloge (surface-renewal) pretpostavlja da i velike koherentne strukture i manji vrtlozi pri svom dolasku do zida donose veliku količinu svežeg okolnog fluida u granični sloj. Takvo povećanje je proporcionalno sa veličinom, brzinom i frekvencijom dolazećih koherentnih struktura i vrtloga. Autor definiše i faktor osvežavanja površine kao:

$$Sr = Re_t St_t = \frac{u' D}{\nu} \cdot \frac{f_t D}{U} \quad (2.2)$$

Eksperimentalno je pokazano da je ovaj bezdimenzioni faktor proporcionalan povećanju prelaženja toplote u zaustavnoj tački. Izraz $Re_t = u' D / \nu$ je Reynoldsov broj dolazećih vrtloga. Za manja rastojanja mlaznice i površi udara mlaza L/D , veličina velikih koherentnih struktura je razmere prečnika mlaznice D . Referentna razmera u brzinskom polju je fluktuacija brzine u' , merena u blizini podloge. Drugi izraz $St_t = f_t D / U$ je bezdimenzionalna frekvencija dolazećih vrtloga. Kataoka i dr., su u svojim kasnijim radovima 1987, 1988, prikazali da se mnogo bolje slaganje predloženog modela i rezultata eksperimenata može postići ako se umesto ove frekvencije koristi frekvencija pobuda velikih amplituda kojim se vrši modulacija strujanja.

2.5 Uticaj pulsacija u fluidnom toku na prelaženje toplote pri udaru mlaza o ravnu podlogu

Eksperimentalna studija Zumbrunnen i Aziz, 1993, prikazala je da pri slobodnom mlazu iz mlaznice pravougaonog poprečnog preseka, koji je periodično blokiran lopaticama rotirajućeg točka, dolazi do povećanja koeficijenta prelaženja toplote. Kasnije su Sheriff i Zumbrunnen, 1994, uporedili razmenjenu količinu toplote u zaustavnoj tački takvog periodično blokiranog mlaza i slično modulisanog mlaza pulsacijama sinusnog karaktera. Dok je blokiranje moglo da poveća razmenjenu

količinu toplote za 33 %, modulacija je, naprotiv, dovela do njenog smanjenja (čak i za 17% pri određenim uslovima modulacije).

Različite modifikacije prelaženja toplote posmatrane u oba slučaja objašnjene su na sledeći način: periodično blokiranje mlaza vodi ka periodičnoj obnovi graničnog sloja. Lopatice rotirajućeg točka periodično dolaze u direktan kontakt sa sveže dolazećim fluidom i granični sloj ponovo počinje da se razvija posle svakog blokiranja mlaza. Ovaj efekat nije prisutan kod modulisanog mlaza pulsacijama sinusnog karaktera. U tom slučaju, granični sloj odgovara na pulsacije na kompleksan način, što povećava prosečnu debljinu graničnog sloja, usled čega dolazi do smanjenja koeficijenta prelaženja toplote.

Mladin i Zumbrunnen, 1994 i 1995, su analitički ispitivali reakciju graničnog sloja na modulaciju strujanja fluida. Razvili su model graničnog sloja, koji je bio sličan Karman-Pohlhausen modelu, koji predlažu Schlichtig i Gersten, 2000, ali nestacionarni članovi u jednačinama koje opisuju pojavu nisu izostavljeni. Model je korišćen za izračunavanje razmenjene količine toplote u zaustavnoj oblasti pulsirajućih mlazeva. Pokazali su da je reakcija graničnog sloja na pulsacije u mlazu veoma komplikovana, neperiodična čak u mnogim slučajevima haotičnog karaktera. Za većinu frekvencija i amplituda prosečna debljina graničnog sloja se povećavala pri čemu se razmenjena količina toplote smanjivala. Maksimalno smanjenje bilo je čak 17%. Razmenjena količina toplote se povećavala samo u ograničenom opsegu modulacija malih amplituda i visokih frekvencija, ali ni to povećanje nije bilo značajno (manje od 1 %).

Mladin i Zumbbrunnen, 1997, eksperimentalno su proučavali mlaz pravougaonog poprečnog preseka sa pulsiranjem. Potvrdili su verodostojnost prethodnih rezultata u zaustavnoj oblasti na površi udara mlaza za mala rastojanja u aksijalnom pravcu između mlaznice i površi udara. Međutim, njihovo istraživanje takođe je pokazalo da modulacija može da poveća razmenjenu količinu toplote u oblasti kretanja uz površ udara mlaza, dakle, na većim rastojanjima u radijalnom pravcu od zaustavne tačke.

Alekseenko i dr., 1996, koristili su elektrohemijski metod za proučavanje smičućeg napona, τ_w , u pulsirajućem udarnom mlazu. Na rastojanju u radijalnom pravcu od

1.5 do 3D od ose mlaza, pulsacije u mlazu dovode do smanjenja prosečnih vrednosti smičućeg napona τ_w za 20-30%. Za određene frekvencije pulsacija, vrednost srednjeg kvadratnog odstupanja vrednosti τ'_w na rastojanju $r/D=1$ se skoro udvostručila. Istraživanje je, takođe, pokazalo da uticaj pulsacija najviše zavisi od frekvencije modulacije, ali da skoro uopšte ne zavisi od njene amplitude.

Liu i Sullivan, 1996, su bili prvi koji su izašli sa idejom kontrolisanja vrtložnih struktura malim pulsacijama sa namerom da se poveća prelaženje toplote pri udaru mlaza o ravnu podlogu. Njihova studija je uporedila udar nepobuđenih mlazeva o ravnu podlogu sa pobuđenim mlazevima čije frekvencije pobude odgovaraju $St_D=0.86$ i 1.59. Vizualizacija toka je pokazala da pobuda na manjim frekvencijama vodi ka uparivanju vrtloga u blizini površi udara mlaza. Uparivanjem se stvorio snažan vrtlog, koji je izazvao nestabilno odvajanje graničnog sloja na površi udara mlaza. Ovo odvajanje je smanjilo razmenjenu količinu toplote. Pobuđivanje višim frekvencijama dovodi do povremenog uparivanja vrtloga i pojavu većih oblasti u fluidnom toku koje sadrže turbulentne strukture malih razmera. Povećanje konvektivnog prostiranja (prelaženja) toplote je dokumentovano u ovom slučaju. Isto istraživanje sa mlazom pravougaonog poprečnog preseka vršili su Gau i dr., 1997. Oni su pokazali da bi konvektivnim prostiranjem toplote moglo da se manipuliše u oblasti gde vrtložne strukture dolaze u kontakt sa ravnom podlogom u koju udara mlaz.

2.6 Numeričke studije u vezi sa prelaženjem toplote sa mlaza na podlogu

U većini praktičnih situacija u inženjerstvu, udar mlaza o podlogu se modelira različitim opšte prihvaćenim i priznatim komercijalno dostupnim turbulentnim modelima. Istraživanja Cooper i dr., 1993, pokazuje da su skoro svi najčešće korišćeni turbulentni modeli razvijani za smičuće tokove paralelne sa zidom tipa graničnog sloja ili vrtložnog traga. Njihova primenljivost na druge vrste tokova je zbog toga veoma ograničena. Eksperimentalna istraživanja smičućih tokova paralelnih sa zidom su služila za određivanje određenih članova u transportnim jednačinama turbulentnih karakteristika i empirijskih koeficijenata koji se javljaju u tim jednačinama.

Već je ranije napomenuto da se strujno polje formirano udarom mlaza o ravnu podlogu značajno razlikuje od onog kod strujanja fluida uz graničnu površ. Matematički model koji verno oslikava ovu vrstu strujanja mora da uzme u obzir nekoliko glavnih karakteristika ovog strujanja zbog kojih matematički modeli koji su razvijani za strujanja u graničnom sloju ne mogu biti primenjeni, a to su:

- u blizini zaustavne tačke kinetička energija turbulencije je generisana normalnim naponom koji dovodi do deformacije glavnog toka fluida (kod tokova paralelnih sa zidom za deformaciju su zaslužni smičući naponi);
- koren vremenski usrednjelog kvadrata komponente brzine normalna na zid je istog reda, a najčešće i veći od odgovarajuće vrednosti komponente paralelne sa zidom (kod tokova paralelnih sa zidom je obratno);
- za lokalne dužinske razmere turbulencije u blizini zida relevantne su dužinske razmere turbulencije u slobodnom mlazu bez prisustva udarne ploče (kod tokova paralelnih sa zidom lokalna dužinska razmera turbulenciju je najčešće funkcija normalnog rastojanja od zida);
- postoji značajni konvektivni transport kinetičke energije turbulenciju ka zaustavnoj tački (kod tokova paralelnih sa zidom konvektivni transport kinetičke energije se zanemaruje, i veoma često se kao polazna pretpostavka uzima lokalna ravnoteža, tj. jednaka produkcija i disipacija kinetičke energije turbulencije, da bi iz ovakve pretpostavke bile izvedene vrednosti za većinu empirijskih koeficijenata turbulentnih modela).

Craft i dr., 1993, su uporedili rezultate eksperimenata sa vrednostima dobijenim numeričkim simulacijama, koristeći četiri različita modela turbulencije: standardni $k-\epsilon$ model, standardni model Rejnoldsovih napona i dve modifikacije modela Rejnoldsovih napona u domenu korekcije prigušujućih i reflektujućih efekata prisustva podloge.

Numerički rezultat $k-\epsilon$ modela i osnovnog modela Rejnoldsovih napona su precenili normalnu fluktuaciju brzina čak do četiri puta u blizini zaustavne tačke, a odgovarajući koeficijent prelaženja toplote je dao do dva puta veće izračunate vrednosti od onih izmerenih. Obe modifikacije modela Rejnoldsovih napona dale su

bolje rezultate; u svakom slučaju, izračunati koeficijent prelaženja toplote u blizini zaustavne tačke su u zavisnosti sa Reynoldsovim broja mlaza na stepen 0.6 umesto 0.5 koji je pronađen u eksperimentalnim podacima sa kojima su izračunate vrednosti poređene.

Behnia i dr., 1998, pokušali su da iskoriste v2-f model turbulencije za simulaciju fenomena udara mlaza o ravnu podlogu. Model koristi samo komponentu fluktuacije normalnu na brzinu toka za procenu turbulentne viskoznosti. Model je precenio koeficijent prelaženja toplote za prihvatljivih 10–20%. Koeficijent prelaženja toplote je generalno dobro predvideo LES model, Olsson i Fuchs, 1998; Bigot, 2001.

3. PREGLED NAUČNO-STRUČNE LITERATURE

U ovom odeljku je naveden kraći pregled najznačajnije literature koja je obuhvaćena pri izradi ovog rada. Uz osnovne podatke o autorima i vremenu i mestu objavljivanja, izdvojeni su i cilj rada, uslovi koje opisuju, kao i naučni doprinos svakog od njih. Radovi su poređani po abecednom redosledu imena prvog autora.

Autor, naziv rada, podaci o časopisu ili konferenciji	Cilj rada, eksperimentalni ili numerički uslovi	Naučni doprinos, korišćene tehnike, osnovni zaključci
<p>Alekseenko, S. V., Markovich, D. M.: Electrodifusion diagnostics of wall shear stresses in impinging jets, <i>Journal of Applied Electrochemistry</i>, vol. 24 (1994), pp. 626-631</p>	<p>Merenje smičućih napona na udarnoj podlozi; eksperimentalno; smičući napon na podlozi; konvergentna mlaznica; $Re=41\ 600$; $L/D=2-8$.</p>	<p>Korišćena je elektrohemijska metoda (žica, traka i senzor sa dvostrukom trakom). Zaključci: - profili smičućih napona na udarnoj podlozi, njihove fluktuacije i dokumentovana pojava oblasti povratnim tokovima.</p>
<p>Alekseenko, S. V., Markovich, D.: Local characteristics of impinging round jets, 3rd Inter. Symposium on <i>Engineering Turbulence Modeling & Measure.</i>, Crete, May 27 – 29, 1996</p>	<p>Uticaj pobude mlaza na smičući napon na udarnoj podlozi; eksperimentalno; smičući napon na podlozi; konvergentna mlaznica; $Re=5\ 800-82000$; $L/D=2.2-8$.</p>	<p>Korišćena je elektrohemijska metoda (žica, traka i senzor sa dvostrukom trakom). Izračunavani frekventni spektri signala smičućih. Zaključci: - detektovan sekundarni maksimum u raspodeli smičućih napona na udarnoj ploči: povratni tok i oblasti sa negativnim gradijentom pritiska, - mlaz je reagovao slabo na pobudu: maksimalne vrednosti u raspodeli za nepobuđen mlaz ostaju nepromenjene, - jači odgovor na pobudu samo u slučaju kada se frekvencija podudara sa prirodnom mlaza.</p>

<p>Alekseenko, S. V., Markovich, D. M., Semenov, V. I.: Resonance effects in an impinging round jet, in: Flow Modeling and Turbulence Measurements (Eds.: Chen, C. J., Shih, C., Lieneu, J., Kung, R. J.), vol. 6, pp. 109 – 116, A. A. Balkema, Rotterdam, 1996</p>	<p>Uticaj pulsacija u mlazu na smičući napon na udarnoj podlozi; eksperimentalno; smičući napon na podlozi; konvergentna mlaznica; $Re=6\ 300 - 55000$; $L/D=2$; $St_D=0.34 - 0.99$.</p>	<p>Profili smičućih napona na udarnoj podlozi i njihovi frekventni spektri pri pobudi mlaza određenom frekvencijom su istraživani. Zaključci: - dokumentovana rezonancija u mlazu, - mlaz pojačava pobuđujuću frekvenciju ili njen subharmonik, - pulsacije modifikuju fluktuacije smičućih napona u okolini prvog maksimuma i srednju vrednost smičućih napona oko drugog maksimuma, - srednja vrednost se u opštem slučaju smanjuje, dolazi do laminarizacije fluidnog toka, - slaba zavisnost od amplitude pulsacija</p>
<p>Behnia, M., Parneix, S., Durbin, P. A.: Prediction of heat transfer in an axisymmetric turbulent jet impinging on a flat plate, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 41 (1998), no. 12, pp. 1845 - 1855</p>	<p>v^2-f model turbulencije za udar mlaza o ravnu podlogu; numerička simulacija; cevna mlaznica; $Re=23000 - 70000$; $L/D=2, 6$; koeficijent prelaženja toplote za $L/D=1 - 10$.</p>	<p>Opisuje v^2-f model turbulencije, zasnovan na RANS. Model koristi fluktuacionu komponentu v' normalnu na tok i turbulentne viskoznosti određuje u vremenskom domenu. Zaključci: - v^2-f model prihvatljivo predviđa koeficijent prelaženja toplote dok $k-\epsilon$ modeli u predviđanju premašuju vrednosti za 130%</p>
<p>Chou, Y. J., Hung, Y. H.: Impingement cooling of an isothermally heated surface with a confined slot jet, Journal of Heat Transfer, vol. 116 (1994), pp. 479 - 482</p>	<p>Prelaženje toplote sa mlaza pravougaonog poprečnog preseka; numerička simulacija; laminarni tok Gausov i parabolični profil brzine; $Re=100 - 400$; $L/D=1 - 8$.</p>	<p>Proučava prelaženje toplote sa mlaza pravougaonog poprečnog preseka sa različitim profilima brzina. Daje korelaciju za lokalnu raspodelu Nuseltovih brojeva.</p>
<p>Chung, Y. S., Lee, D. H., Lee, J. S.: Heat transfer characteristics of an axisymmetric jet impinging on the rib-roughened convex surface, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 42 (1999), pp. 2101 - 2110</p>	<p>Poređenje karakteristika prelaženja toplote na više površina različite hrapavosti; eksperimentalno; cevna mlaznica sa dužinom 50 D; $L/D=6, 10$; $Re=23000$.</p>	<p>Prelaženje toplote je meren termohromskom tehnikom korišćenjem temperatursko osetljivih tečnih kristala (TLC).</p>
<p>Cooper, D., Jackson, D. C., Launder, B. E., Liao, G. X.: Impinging jet studies for turbulence model assessment – I. Flow-field experiments, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 36 (1993), no. 10, pp. 2675 - 2684</p>	<p>Usrednjene i turbulentne karakteristike fluidnog toka; eksperimentalno; cevna mlaznica sa potpuno razvijenim turbulentnim tokom; $D=26$ i 99 mm; $L/D=2, 3, 4, 6, 10$; $Re=23000, 71000$.</p>	<p>Cilj ovog rada je bio da se daju eksperimentalni podaci za poređenje sa proračunima Craft i dr. (1993). Merenje anemometrom sa usijanim vlaknom u singl i X postavci. Srednje i fluktuacione vrednosti su predstavljene u radu.</p>

<p>Craft, T. J., Graham, L. J. W., Lauder, B. E.: Impinging jet studies for turbulence model assessment – II. An examination of the performance of four turbulence models, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 36 (1993), no. 10, pp. 2685 - 2697</p>	<p>Poređenje rezultata numeričke simulacije korišćenjem različitih turbulentnih modela sa rezultatima eksperimenta; numerička simulacija; cevna mlaznica sa potpuno razvijenim turbulentnim tokom; $Re=23000, 70000$; $L/D=2, 6$.</p>	<p>Poređenje rezultata 4 modela turbulencije: $k-\varepsilon$, model Rejnoldsovih napona, model Rejnoldsovih napona sa modifikovanim submodelom interakcije sa zidom, novi model Rejnoldsovih napona. Zaključci: - standardni $k-\varepsilon$ i model Rejnoldsovih napona u proračunu premašuju normalnu komponentu fluktuacije brzine i koeficijent prelaženja toplote - oba modifikovana modela Rejnoldsovih napona su dala prihvatljive rezultate</p>
<p>Crow, S. C., Champagne, F. H.: Orderly structure in jet turbulence, Journal of Fluid Mechanics, vol. 48 (1971), part 3, pp. 547 - 591</p>	<p>Proučavanje strukture fluidnog toka u osnosimetričnom turbulentnom mlazu vazduha; uticaj pobude na karakteristike mlaza; eksperimentalno; vizuelizacija i merenje brzinskog polja anemometrom sa usijanim vlaknom; konvergentna mlaznica.</p>	<p>Zaključci: - u turbulentnim tokovima su uočene uređene strukture - odgovor mlaza na spoljašnju pobudu je dokumentovan - „željeni mod“ $St_D=0.3$, za koji se javljaju maksimalne amplitude fluktuacija brzine, je dokumentovan - kod pobude mlaza sa $St_D=0.6$, dokumentovana je pojava subharmonika sa $St_D=0.3$ usled stabilnog uparivanja vrtloga</p>
<p>Didden, N., Ho, Ch., M.: Unsteady separation in a boundary layer produced by an impinging jet, Journal of Fluid Mechanics, vol.160 (1985), pp. 235 - 256</p>	<p>Proučavanje nestacionarnog razdvajanja laminarnog graničnog sloja usled silaska vrtloga u granični sloj pri udaru mlaza o ravnu podlogu; eksperimentalni; brzinsko polje i fluktuacija pritiska; $Re=19000$; $D = 38.1$ mm; $L/D=4$; pobuda $St_D = 0.35$ (amplituda 18% r.m.s.)</p>	<p>Merenje brzinskog polja korišćenjem senzora sa usijanim vlaknom; fazno usrednjavanje brzine; profili raspodele vrtložnosti i pritiska. Zaključci: Nestacionarno razdvajanje je posledica interakcije vrtloga i zida; dolazeći vrtlog ubrzava fluidni tok u neviskoznoj oblasti dok s druge strane negativni gradijent pritiska smanjuje brzinu u viskoznoj zoni u blizini zida; stvara se nestabilan smičući sloj između ovih oblasti što je uzrok pojave.</p>
<p>Downs, S. J., James, E. H.,: Jet impingement heat transfer - a literature survey, Paper 87-HT-35 presented at Nat. Heat Transfer Conf., Pittsburgh, USA, August 9-12 1987.</p>	<p>Prelaženje toplote pri udaru mlaza o ravnu podlogu; Pregledni rad</p>	<p>Oblasti od interesa: - uticaj geometrije i temperature okolnog fluida; - interakcija mlazeva u unakrsnom toku; - nivo turbulencije; - nagib udarne ploče, - zakrivljenost udarne površine, - početni uslovi u fluidnom toku, - neuniformnosti u nizu mlazeva</p>

<p>Fitzgerald, J. A, Garimella, S. V.: Flow field effects on heat transfer in confined jet impingement, Journal of Heat Transfer, vol. 119 (1997), pp. 630 - 632</p>	<p>Utvrđivanje uticaja polja brzina i fluktuacija brzina na raspodelu koeficijenta prelaženja toplote; eksperimentalno; sprečeni osnosimetrični mlaz; tečnost FC-77; $Re=8500, 13300, 23000$; $Pr = 24$; $L/D=2, 3, 4$.</p>	<p>Merenje Laser Dopler anemometrom, merenje lokalnih koeficijenata prelaženja toplote. Zaključci: Drugi maksimum u distribuciji lokalnog koeficijenta prelaženja toplote je posledica prelaska iz laminarnog u turbulentni tok; za različite prečnike mlaznica za iste Reynoldsove brojeve dobijeni različiti Nuseltovi brojevi zbog različitih profila brzine i intenziteta turbulencije.</p>
<p>Fox, M. D., Kurosaka, M., Hedges, L., Hirano, K.: The influence of vortical structure on the thermal field of jets, Journal of Fluid Mechanics, vol. 225 (1993), pp. 447 - 472</p>	<p>Raspodela temperature obnavljanja na podlozi u brzim subsoničnim mlazovima; razdvajanje totalne temperature zbog postojanja vrtložnih struktura u mlazu; uticaj pobude i povratnog mehanizma na odvajanje temperature fizičko objašnjenje pojave; numerička simulacija; eksperimentalni rad; raspodela totalne temperature u mlazu; blenda-mlaznica sa oštrim ivicama; $Ma = 0.6 - 0.9$; $L/D=0.25 - 30$; $Re=1 \cdot 10^5 - 1.8 \cdot 10^6$.</p>	<p>Dokumentovano je postojanje jedne oblasti niskog pritiska u jezgru vrtloga. Brzina prostiranja vrtloga je različita od brzine mlaza. Pritisak u fluidnom deliću zbog toga varira ako se on približava centru vrtloga što prouzrokuje adijabatsko grejanje ili hlađenje. U nekim oblastima mlaza su grupisani fluidni delići koji su ohlađeni ili zagrejani i na taj način temperatura u mlazu nije više uniformna. Zaključci: - totalna temperatura raste u centru mlaza za velike L/D - ako se formirao sekundarni vrtlog i granični sloj na zidu je razdvojen totalna temperatura u tim oblastima opada</p>
<p>Gardon, R., Akfirat, J. C.: The role of turbulence in determining the heat transfer characteristics of impinging jets, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 8 (1965), pp. 1261 - 1272</p>	<p>Maksimumi u raspodeli koeficijenta prelaženja toplote i njihova modifikacija promenom intenziteta turbulencije i rastojanja udarne podloge; eksperimentalni; konvergentna pravougaona i kružna mlaznica; $Re=450 - 28000$; $L/D=0 - 80$.</p>	<p>Raspodela lokalnih koeficijenata prelaženja toplote i uticaj intenziteta turbulencije na nju. Zaključci: Maksimumi u raspodeli koeficijenta prelaženja toplote su pokazani za visoke Reynoldsove brojeve i mala rastojanja mlaznice i udarne podloge; spoljašnji maksimumi su objašnjeni kao prelazak iz laminarnog u turbulentni tok.</p>
<p>Garrett, K., Webb, B. W.: The effect of drainage configuration on heat transfer under an impinging liquid jet array, Journal of Heat Transfer, vol. 121 (1999), pp. 803 - 810</p>	<p>Proučavanje uticaja gubitka protoka sa jedne ili obe strane niza mlaznica; Sprečen, delimično sprečen i slobodni mlaz; eksperimentalni; mlazevi iz niza blenda-mlaznica kvadratni nizovi od $5 \times 5, 7 \times 7, 9 \times 9$ i 11×11 mlazeva; $pitch/D = 4.8, 6, 8, 12$; $Re=400 - 5000$; $L/D=1, 2, 4$.</p>	<p>Merenje prelaženja toplote uz pomoć IR kamera. Lokalni i usrednjeni Nuseltovi brojevi. Dokumentovani neravnomerni protoci kroz otvore zbog pada pritiska. Zaključci: - veći koeficijent prelaženja toplote $L/D=1$ zavisno od Re, ali za $L/D=4$ vezano za ukupni protok fluida kroz niz otvora, - prelaženje toplote sa slobodnog mlaza je značajno manje nego kod sprečenog mlaza.</p>

<p>Ho, Ch.-M., Nosseir, N. S.: Dynamics of an impinging jet. Part 1. The feedback phenomenon, Journal of Fluid Mechanics, vol. 105 (1981), pp. 119 - 142</p>	<p>Proučavanje povratnog mehanizma u visoko subsoničnim mlazovima (kompresibilnim); eksperimentalno; fluktuacije pritiska u blizini mlaznice i udarne ploče; mlaznica u obliku zvona; $M \approx 0.7$; vazduh; $D = 25.4 \text{ mm}$; $L/D < 7.5$.</p>	<p>Polje pritiska je mereno osetljivim mikrofonom. Korišćena frekventna analiza unakrsnim korelacijama. Detektovana su kretanja talasa niz i uz struju. Zaključci: - povratni mehanizam se sastoji od nizvodno putujućih fluktuacija pritiska, - fluktuacije pritiska primoravaju vrtloge da se spajaju u kolektivnoj interakciji.</p>
<p>Hrycak, P.: Heat transfer from impinging jets – a literature review, Report AFWAL-TR-81-3054, Flight Dynamics Laboratory, Air Force Wright Aeronautical Lab., Wright-Patterson AFB, Ohio 45433</p>	<p>prelaženje toplote pri udaru mlaza u ravnu podlogu; Pregledni članak</p>	<p>Oblasti od interesa: - fluidni tok u udaru mlaza o ravnu podlogu (generalne osobine mlazeva, dužina potencijalnog jezgra mlaza, analitička izračunavanja, bezdimenziona analiza) - eksperimentalno istraživanje prelaženja toplote (pojedinačni i nizovi mlazeva) - zaključci i preporuke</p>
<p>Huber, A. M., Viskanta, R.: Convective heat transfer to a confined impinging array of air jets with spent air exits, Journal of Heat Transfer, vol. 116 (1994), pp. 570 – 576</p>	<p>Proučavanje prelaženja toplote sa niza mlazeva postavljenih u kvadratni raspored sa odvodom vazduha kroz 4 otvora; eksperimentalno; 9 mlazeva, niz u kvadratnom rasporedu $Re = 2\ 500 - 20\ 400$; $L/D = 0.25, 1.0, 6.0$.</p>	<p>Dokumentovan uticaj odvođenja iskorišćenog vazduha iz oblasti između perforirane ploče i udarne podloge na prelaženje toplote. Korišćenje termohromske tehnike sa tečnim kristalom i uskopropusnim filterima. Lokalna raspodela Nu i zavisnost od Re i L/D. Zaključci: - odvod iskorišćenog vazduha je povećao prelaženje toplote - pojava sekundarnog maksimuma u Nu raspodeli pri malim L/D.</p>
<p>Husain, H. S., Bridges, J. E., Hussain, F.: Turbulence management in free shear flows by control of coherent structures, in: Transport phenomena in turbulent flows: theory, experiment and numerical simulation. Eds: Hirata – Kasagi. Hemisphere Publ. New York, (1988)</p>	<p>Kontrola koherentnih struktura u mlazu; Pregledni rad</p>	<p>Oblasti od interesa: različiti modovi mlaza (mod smičućeg sloja sa stabilnim uparivanjem vrtloga, mod sa sprečavanjem formiranja vrtložnih struktura, mod mlaza sa stabilnim uparivanjem vrtloga, željeni mod mlaza), uticaj početnih karakteristika smičućeg sloja mlaza, pravougaoni mlazovi – simetrični i asimetrični mod, trodimenzionalne koherentne strukture u eliptičnim mlazovima, kontrola smičućeg sloja kroz subharminičnu rezonancu, samopobudni mlazovi, nestacionarno odvajanje graničnog sloja u blizini podloge, uloga koherentnih struktura u produkciji aerodinamičnog zvuka.</p>

<p>Husain, H. S., Hussain, F.: Experiments on subharmonic resonance in a shear layer, Journal of Fluid Mechanics, vol. 304 (1995), pp. 343 - 372</p>	<p>Uloga spoljašnjeg pobuđivanja mlaza na karakteristike smičućeg sloja; eksperimentalno; merenje brzinskog polja; $St_{\theta} = 0.008 - 0.024$.</p>	<p>Merenje anemometrom sa usijanim vlaknom i vizuelizacija mlaza; odvajanje brzine na osnovnu, harmonijsku i fluktuacionu komponentu. Zaključci: pobudom prirodnom frekvencijom i njenim subharmonikom istovremeno, uparivanje vrtloga zavisi isključivo od faznog kašnjenja između njih, ova uzajamna zavisnost može biti uspešno objašnjena dinamikom vrtloga na diskretnom rastojanju, razlika između prirodne frekvencije i one sa najviše pojačanom amplitudom je usled povratne sprege između mesta uparivanja vrtloga i izlaza iz mlaznice.</p>
<p>Hussain, A. K. M. F., Zaman, K. B. M. Q.: Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation. Part 2. Coherent structure dynamics, Journal of Fluid Mechanics, vol. 101 (1980), part 3, pp. 493 - 544</p>	<p>Dinamika vrtloga; Dinamika uparivanja vrtloga; Brzinsko polje; HWA; Mlaznica oblika zvona; $Re=32000$; $St_D=0.85$.</p>	<p>Anemometrija sa usijanim vlaknom uz korišćenje X senzora; korišćenje tehnike faznog usrednjavanja. Zaključci: u toku uparivanja vrtloga prvi se usporava i raste u prečniku dok se vrtlog koji ga prati ubrzava i smanjuje i prolazi kroz vodeći vrtlog, vrtlog koji se brže kreće pri ulasku u vrtlog ispred njega prolazi kroz turbulentnu tranziciju, vrtlozi na kraju potencijalnog jezgra mlaza nisu u mogućnosti da sačuvaju perifernu kompaktnost</p>
<p>Hussain, A. K. M. F., Clark, A. R.: On the coherent structures of the axisymmetric mixing layer: a flow - visualization study, Journal of Fluid Mechanics, vol. 104 (1981), pp. 263 - 294</p>	<p>Koherentne strukture u smičućem sloju mlaza sa visokim Reynoldsovim brojevima; eksperimentalni; vizualizacija toka; HWA tehnika; $D=18$ cm; $Re=380000$.</p>	<p>Vizuelizacija upotrebom laserskog snopa u smičućem sloju mlaza sa visokim Re brojevima. Bez pobuđivanja mlaza. Zaključci: koherentne strukture se pojavljuju samo ponekad i žive veoma kratko u mlazovima sa visokim Re, one bivaju razbijene usled velike razlike u brzinama unutar mlaza i okoline mlaza, samo delimično uparivanje vrtloga je verifik., fluidni tok u smičućem sloju je 3D.</p>
<p>Hussain, A. K. M. F.: Coherent structures – reality and myth, Physics of Fluids, vol. 26 (1983), no. 10, pp. 2816 - 2850</p>	<p>Koherentne strukture; Pregledni rad.</p>	<p>Oblasti od interesa: diskusija različitih definicija koherentnih struktura, istorijati i tipične karakteristike, formiranje koherentnih struktura, početni uslovi, mehanizam formiranja, analitička izračunavanja: trostruko i dvostruko razgrađivanje, topologija, dokumentovanje i istraživanje koherentnih struktura, kontrolisana pobuda, uslovno odabiranje uzorka merenja, koherentne strukture u graničnom sloju, koherentne strukture u slobodnim smičućim slojevima.</p>

<p>Hussain, A. K. M. F.: Coherent structure and turbulence, Journal of Fluid Mechanics, vol. 173 (1986), pp. 303-356</p>	<p>Koherentne strukture u tokovima sa smičućim slojem; Pregledni rad.</p>	<p>Oblasti od interesa: Definisanje i karakteristike koherentnih struktura. Kvantitativni pristup. Očekivanja od struktura ovog tipa. Filozofija ispitivanja. Primeri istraživanja korišćenjem kontrolisane pobude. Ispitivanja u potpuno razvijenim mlazevima. Primena. Uticaj okolne sredine. Koherentne strukture i aerodinamični zvuk. Željeni mod pobude i uticaj pobude na osnosimetrični mlaz. Pobuđen eliptični mlaz. Kontrola turbulencije i proizvodnje zvuka pobudom mlaza. Samopobuđeni osnosimetrični mlazevi.</p>
<p>Jambunathan, K., Lai, E., Moss, M. A., Button, B. L.: A review of heat transfer data for single circular jet impingement, International Journal of Heat and Fluid Flow, vol. 13 (1992), no. 2, pp. 106 - 115</p>	<p>Udar osnosimetričnog mlaza o podlogu; Pregledni rad</p>	<p>Oblasti od interesa: karakteristike mlaza – tri tipične zone karakteristike prelaženja toplote – maksimumi i raspodeli koeficijenta prelaženja toplote, razmimoilaženje u eksperimentalno dostupnim podacima: uticaj geometrije mlaznice, uticaj malih vrtložnih struktura, uticaj sprečavanja slobodnog širenja mlaza, uticaj temperature okoline, korelisanje nekih podataka o prelaženju toplote.</p>
<p>Kataoka, K., Kamiyama, Y., Hashimoto, S., Komai, T.: Mass transfer between a plane surface and an impinging turbulent jet: the influence of surface-pressure fluctuations, Journal of Fluid Mechanics, vol. 119 (1982), pp. 91 - 105</p>	<p>Prenos materije i fluktuacija pritiska na udarnoj ploči; eksperimentalni; mlaznica oblika zvona $Re=4000 - 15000$ $L/D=3 - 10$, najviše rezultata dato za $L/D=6$.</p>	<p>Prenos materije je meren elektrohemijskim metodom, pritisak je meren sa dva davača pritiska. Auto-korelacija i unakrsna korelacija eksperimentalno prikupljenih podataka. Fluktuacije pritiska izmerene. Zaključci: za $L/D=6$ vrtlozi nisu više simetrični, turbulencija mlaza utiče na prenos materije, dok na prenos momenta skoro da i ne utiče.</p>
<p>Kataoka, K., Suguro, M., Degawa, H., Maruo, K.: The effect of surface renewal due to large-scale eddies on jet impingement heat transfer, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 30 (1987), pp. 559 - 567</p>	<p>Uticaj nivoa turbulencije na prelaženje toplote u zaustavnoj tački; eksperimentalni; prelaženje toplote; fluktuacije brzine konvergentna i mlaznica oblika zvona; HWA; $Re=6000$ (vizualizacija); $Re=10000 - 30000$; $L/D=1 - 10$.</p>	<p>prelaženje toplote u zaustavnoj tački je korelisano sa turbulentnom energijom dolazećeg mlaza korišćenjem modela osvežavanja površine. Ovaj model koristi turbulentni Rejnoldsov broj ($Re_t=u'D/v$) i turbulentni Strouhal –ov broj ($St_t=D/TU$, U brzina u osi mlaza a T integralna vremenska razmera) da koreliše povećanje prelaženja toplote. Zaključci: prelaženje toplote u zaustavnoj tački je dobro korelisano modelom osvežavanja površine.</p>

<p>Kataoka, K., Ase, H., Sako, N.: Unsteady aspects of large-scale coherent structures and impingement heat transfer in round air jet with and without controlled excitation, <i>International Journal of Engineering Fluid Mechanics</i>, vol. 1 (1988), pp. 365 - 382</p>	<p>Uticaj pobude mlaza na prelaženje toplote u zaustavnoj tački mlaza na udarnoj podlozi; eksperimentalni; HWA; prelaženje toplote u zaustavnoj tački; Konvergentna mlaznica $Re=10000$; $L/D=1-10$; nepobuđen i pobuđen sa $St_D=0.2, 0.4$.</p>	<p>Slično radu Kataoka i dr. (1987). Karakteristična frekvencija prolaska vrtloga je bila izračunata kao broj puta koliko često brzina prelazi opseg između vrednosti srednje brzine U i $U+0.6u'$. Ispitivani su pobuđeni i nepobuđeni mlazevi i meren je prelaženje toplote u zaustavnoj tački. Zaključci: pobuda je usporila proces prelaska u turbulenciju, mlazevi su tretirani modelom osvežavanje površine.</p>
<p>Landreth, C. C., Adrian, R. J.: Impingement of a low Reynolds number turbulent circular jet onto a flat plate at normal incidence, <i>Experiments in Fluids</i>, vol. 9 (1990), pp. 74 - 84</p>	<p>Brzinsko polje u udaru mlaza o ravnu podlogu; eksperimentalni; brzinsko polje korišćenjem PIV tehnike; konvergentna mlaznica sa geometrijskim odnosom 3.5; $Re=6560$; $L/D=4$.</p>	<p>PIV tehnika uz korišćenje dvostrukog pulsog lasera, snimanje na fotografskom materijalu korišćenjem rotacionog ogledala. Oko 30 preseka po prečniku mlaznice. Zaključci: uočeni primarni i sekundarni vrtlozi, primarni vrtlog dolazi na oko $D/2$ iznad udarne podloge i slabi na radijalnom rastojanju $r/D = 1.1$, sekundarni vrtlog se dezintegriše na $r/D \sim 1.8$, povećanje debljine smičućeg sloja na $r/D=1.9-2.3$, nema smičućih napona ali značajan normalni napon u stagnacionoj zoni.</p>
<p>Lee, D. H., Chung, Y. S., Kim, M. G.: Turbulent heat transfer from a convex hemispherical surface to a round impinging jet, <i>International Journal of Heat and Mass Transfer</i>, vol. 42 (1999), pp. 1147 - 1156</p>	<p>Prelaženje toplote sa osnosimetričnog mlaza na konveksnu cilindričnu površ; eksperimentalni; prelaženje toplote; cevna mlaznica dužine $50D$; $Re=11000-87000$; $L/D=2-10$.</p>	<p>Prelaženje toplote meren termohromskom tehnikom sa tečnim kristalima (TLC). Zaključci: izmerene lokalne vrednosti koeficijenta prelaženja toplote.</p>
<p>Lee, D. H., Chung, Y. S., Won, S. Y.: The effect of concave surface curvature on heat transfer from a fully developed round impinging jet, <i>International J. of Heat and Mass Trans.</i>, vol.42(1999), pp. 2489 - 2497</p>	<p>Prelaženje toplote sa osnosimetričnog mlaza na konkavnu cilindričnu površ; eksperimentalni; prelaženje toplote i raspodela pritiska na udarnoj ploči; cevna mlaznica $50D$; $Re=11000, 23000, 50000$; $L/D=2-10$.</p>	<p>Prelaženje toplote mereno termohromskom tehnikom sa tečnim kristalima (TLC). Zaključci: izmerene lokalne vrednosti koeficijenta prelaženja toplote.</p>
<p>Martin, H.: Heat and mass transfer between impinging gas jets and solid surfaces, <i>in: Advances in Heat Transfer. Eds.: Irvine Jr., T. F., Hartnett, J. P.), Academic Press, New York, 1977</i></p>	<p>Prelaženje toplote i materije kod pravougaonog i osnosimetričnog mlaza i njihovih nizova. Pregledni rad.</p>	<p>Najviše fokusiran na primenu kod sušenja u hemijskim procesima. Oblasti od interesa: hidrodinamika procesa, granični uslovi za prelaženje toplote i materije, lokalne promene koeficijenta prelaženja pojedinačnih mlaznica i nizova mlaznica, integralni srednji koeficijent prelaženja. Ostali uslovi koji utiču na prelaženje: turbulatori, žičane mreže, zakrivljenost površine, ugao udara, optimalni raspored mlaznica.</p>

<p>Michalke, A.: On spatially growing disturbances in an inviscid shear layer, Journal of Fluid Mechanics, vol. 23 (1965), part 3, pp. 521 - 544</p>	<p>Stabilnost smičućeg sloja – analitički pristup.</p>	<p>Stabilnost data u funkciji vrtložnosti.</p>
<p>Mladin, E. C., Zumbrunnen, D. A.: Dependence of heat transfer to a pulsating stagnation flow on pulse characteristics, Journal of Thermophysics and Heat Transfer, vol. 9 (1995), pp. 181 – 192</p>	<p>Odgovor graničnog sloja na sinusoidne pulsacije; semi-empirijski model i rezultati numeričke simulacije</p>	<p>Model sličan Pohlhausen-ovom rešenju graničnog sloja u nestacionarnom zaustavnom toku fluida. Zaključci: pulsacije obično smanjuju prelaženje toplote, pulsacije mogu da dovedu do haotičnog ponašanja graničnog sloja.</p>
<p>Mladin, E. C., Zumbrunnen, D. A.: Local convective heat transfer to submerged pulsating jets, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 40 (1997), pp. 3305 - 3321</p>	<p>Pravougaoni sprečeni mlaz sa pulzacijama; eksperimentalni; brzinsko polje i prelaženje toplote; konvergentna pravougaona mlaznica; $Re=1000 - 11000$; $L/D=3 - 8$; $St_D=0 - 0.106$; amplituda 0 – 40%.</p>	<p>Brzinsko polje izučavano korišćenjem anemometra sa usijanim vlaknom HWA; prelaženje toplote mereno brzim fluksmetrom. Zaključci: velika zavisnost od početnih uslova, usled pulsacija dolazi do mnogo uređenijeg formiranja vrtloga u blizini mlaznice, intenzitet turbulencije je smanjen zbog pojave organizovanih vrtloga, prelaženje toplote povećano do 12% u blizini zaustavne linije i do 80% na daljim radialnim rastojanjima, smanjenje zaustavnog prelaženja toplote ako je udarna ploča postavljena unutar potencijalnog jezgra, uticaj pulsacija je mali u oblastima sa visokim gradijentom pritiska.</p>
<p>Orlandi, P., Verzicco, R.: Vortex ring impinging on walls: axisymmetric and three-dimensional simulations, Journal of Fluid Mechanics, vol. 256 (1993), pp. 615-646</p>	<p>Uzajamno dejstvo vrtloga i podloge u zaustavnom toku fluida; numerička simulacija; osnosimetrična i 3D simulacija.</p>	<p>Poređenje sa podacima Walker i dr. (1987) i numeričke simulacije. Spektralni metod je korišćen za 3D simulacije. Zaključci: daje rezultate za poređenje sa Walker i dr. (1987)</p>
<p>Paschereit, C. O., Wygnanski, I., Fiedler, H. E.: Experimental investigation of subharmonic resonance in an axisymmetric jet, Journal of Fluid Mechanics, vol. 283 (1995), pp. 365 – 407</p>	<p>Subharmonična rezonancija u smičućem sloju mlaza; Pobuda istovremeno sa dve frekvencije; eksperimentalno; brzinsko polje; Pobuđivano kroz prorez blizu izlaza iz mlaznice;</p>	<p>Anemometrija sa usijanim vlaknom. Zaključci: - uticaj fazne razlike između noseće frekvencije i subharmonika, - viša amplituda pobude smanjuje uticaj faznog pomeraja, - subharmonična rezonanca smanjuje kinetičku energiju toka i povećava debljinu momenta količine kretanja.</p>

<p>Sakakibara, J., Hishida, K., Maeda, M.: Vortex structure and heat transfer in the stagnation region of an impinging plane jet (simultaneous measurements of velocity and temperature fields by digital particle image velocimetry and laser-induced fluorescence), <i>International Journal of Heat and Mass Transfer</i>, vol. 40 (1997), pp. 3163 - 3176</p>	<p>Vrtložne strukture u ravni simetrije pravougaonog mlaza koji udara o ravnu podlogu; eksperimentalno; brzinsko i temperatursko polje uz korišćenje PIV i LIF tehnika; konvergentna mlaznica sa pravougaonim poprečnim presekom; $Re=2000$; $L/D=8$.</p>	<p>Vrtlozi sa vektorom vrtložnosti usmerenim normalno na ravan simetrije su izučavane. Zaključci: - par vrtloga koji rotiraju u smeru kazaljke na satu i oblast sa vertikalnim kretanjem fluida između njih i oblašću sa suprotnim kretanjem fluida oko njih je posmatrano, par vrtloga je prenesen sa uzvodne lokacije i zadržava se u blizini podloge, - vrtložnost u ovim vrtlozima j pojačana njihovim širenjem, uzajamna korelacija između vrtložnosti i turbulentnog toplotnog fluksa pokazuje da je par vrtloga najverovatnija struktura koja proizvodi toplotni fluks.</p>
<p>Sezai, I., Mohamad, A. A.: Three-dimensional simulation of laminar rectangular impinging jets, flow structure and heat transfer <i>Journal of Heat Transfer</i>, vol. 121 (1999), pp. 50 – 56</p>	<p>Trodimenzionalna simulacija laminarnog udarnog mlaza koji ističe iz pravougaone mlaznice; struktura fluidnog toka i prelaženja toplote; numerička simulacija; pravougaoni poprečni presek; $a/b = 1.0, 1.5, 3.9, 8.1$; $Re=100, 300, 500$; $L/D=2.5, 10.0$.</p>	<p>Struktura toka je dokumentovana. Zaključci: - maksimalne vrednosti brzine van ose mlaza su prisutne kod mlazeva sa pravougaonim poprečnim presekom, postojanje ovih maksimuma dovodi do pojave maksimuma i u raspodeli Nuseltovog broja.</p>
<p>Sheriff, H. S., Zumbrennen, D. A.: Effect of flow pulsations on the cooling effectiveness of an impinging jet, <i>Journal of Heat Transfer</i>, vol. 116 (1994), pp. 886 – 895</p>	<p>Proučavanje udara mlaza o ravnu podlogu moduliranog ili periodično pobuđivanog; eksperimentalno; prelaženje toplote, vizualizacija; anemometrija sa hot-film sensorima; Mlaz pravougaonog poprečnog preseka, konvergentna mlaznica sinusna modulacija; $Re=3\ 100 - 15\ 800$; $St_{\theta} = 0.012 - 0.144$; periodično pobuđivanje: amplituda 0.5 – 85%; $Re=12\ 500 - 19\ 300$; $St_D = 0.15 - 0.51$.</p>	<p>Udara mlaza o ravnu podlogu moduliranog ili periodično pobuđivanog. Zaključci: sinusno modulisan mlaz: prelaženje toplote u zaustavnoj zoni je smanjen nelinearnom reakcijom graničnog sloja. Prelaženje toplote van ose mlaznice ostaje nepromenjen. Periodično pobuđivan: varijacije prečnika mlaza su stvorene usled sustizanja brzih delova mlaza. Dolazi do većeg usisavanja okolnog fluida u mlaz Dolazi do periodičnog obnavljanja graničnog sloja Prelaženje toplote može da se poveća (u radu prikazano povećanje od 33%)</p>

<p>Sheriff, H. S., Zumbrennen, D. A.: Local and instantaneous heat transfer characteristics of arrays of pulsating jets, Journal of Heat Transfer, vol. 121 (1999), pp. 341 – 348</p>	<p>Reakcija niza udarnih mlazeva na pobudu male frekvencije i visoke amplitude; eksperimentalno; struktura fluida i prelaženje toplote; 9 mlazeva, kvadratni niz; $Re=5000$; $L/D=2, 6$; $St_{\theta}=0.004, 0.011$; amplituda 10 – 60%</p>	<p>Merenje anemometrom sa usijanim vlaknom i senzorom za merenje toplotnog fluksa. Srednje vrednosti, spektri signala i rezultati faznog usrednjavanja su prikazani. Zaključci: pulsacije su smanjile ukupno razmenjenu količinu toplote, usled pulsacija raspodela koeficijenta prelaženja toplote postaje uniformnija.</p>
<p>Striegl, S. A., Diller, T. E.: The effect of entrainment temperature on jet impingement heat transfer, Journal of Heat Transfer, vol. 106 (1984), pp. 27 – 33</p>	<p>“problem tri temperature”; uticaj temperature okolnog vazduha na prelaženje toplote; eksperimentalno; prelaženje toplote; mlaz pravougaonog poprečnog preseka različitih odnosa prečnika; $Re=4\ 200 - 18\ 000$; $L/D = 8.5 - 25$; temperatura ambijenta je varirana između temperature mlaza i temperature podloge.</p>	<p>Izmereni rezultati koeficijenta prelaženja toplote su poređeni sa analitičkim modelom koji je predviđao uticaj temperature okolnog fluida. Zaključci: uticaj okolnog vazduha najviše se osećao u oblasti kretanja uz udarnu podlogu, ako se uticaj okolnog vazduha uzme u obzir, korelacija za jedan mlaz se može uzeti i za nizove mlaznica.</p>
<p>Voke, P. R., Gao, S.: Numerical study of heat transfer from an impinging jet, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 41 (1998), pp. 671 – 680</p>	<p>“Large eddy” simulacija udara pravougaonog mlaza o ravnu podlogu; numerička simulacija; potpuno razvijen tok u kanalu; $L/D = 3.61$; Re nije specificiran.</p>	<p>Specifičan slučaj sprečenog toka fluida u kanalima.</p>
<p>Walker, J. D. A., Smith, C. R., Cerra, A. W., Doligalski, T. L.: The impact of a vortex ring on a wall, Journal of Fluid Mechanics, vol. 181 (1987), pp. 99 - 140</p>	<p>Uzajamno dejstvo između podloge i vrtloga u zaustavnoj zoni; teoretski; numerička simulacija; eksperimentalno; vizualizacija toka; vrtlozi proizvedeni pulsacijama u toku, naglim zaustavljanjem i ponovnim uspostavljanjem; blenda-mlaznica;</p>	<p>Uzajamno dejstvo podloge i vrtloga je proučavano teoretski, numerički i eksperimentalno. Zaključci: sekundarni vrtlog je odbijan u spoljašnje oblasti mlaza usled indukovane brzine u njegovoj orbiti oko primarnog vrtloga Biot-Savart-ovom indukcijom, primarni vrtlog se razilazi sa podlogom, smanjuje brzinu, počinje da se kreće u suprotnom pravcu dok se sekundarni kreće oko njega, u zavisnosti od Re vrtloga, uočena je talasasta nestabilnost u smičućem sloju.</p>

<p>Webb, B. W., Ma, C. F.: Single-phase liquid jet impingement heat transfer, in Advances in Heat Transfer (edited by Irvine, T. F. Jr. – Hartnett, J. P.), Academic Press, New York 1995</p>	<p>Udar mlaza o podlogu; Pregledni rad;</p>	<p>Oblasti od interesa: teoretska razmatranja (laminarni mlazevi osnosimetrični i pravougaonog poprečnog preseka), isticanje u fluid istih karakteristika – eksperimentalno istraživanje (osnosimetrični mlaz, mlaz pravougaonog poprečnog preseka, uticaj Re, Pr, L/D, korekcije koeficijenta prelaženja toplote, prelazak u turbulenciju, ...), nizovi mlazeva tečnosti (teoretske studije, eksperimentalno istraživanje), ostali uticajni faktori (nagib mlaznice, podloga drugačijeg oblika, hrapavost, sprej mlaznice, pulsacije u mlazu, kretanje udarne podloge) preporuke i zaključci.</p>
<p>Womac, D. J., Incropera, F. P., Ramadhyani, S.: Correlating equations for impingement cooling of small heat sources with multiple circular liquid jets, Journal of heat transfer, vol. 116 (1994), pp. 482 – 486</p>	<p>Korekcija koeficijenta prelaženja toplote za niz mlaznica sa tečnošću; isticanje u fluid istih i različitih karakteristika; eksperimentalno; prelaženje toplote; kvadratni niz 2×2 i 3×3 mlaznice; tranzicija u turbulenciju; $Re=500 - 20000$; $Pr = 7, 24$; $L/D=4.7 - 9.3$; $L/D = 5, 6, 10, 20$.</p>	<p>Jednačine za korekciju su izvedene kao kombinacija jednačina u zaustavnoj oblasti i oblasti kretanja uz podlogu. Zaključci: isticanje u fluid različitih karakteristika: prelaženje toplote nezavisno od L/D, isticanje u fluid istih karakteristika: prelaženje toplote umanjeno za $L/D < 2$ i $L/D > 10$, u pogledu prelaženja toplote mlazevi koji ističu u okolni fluid istih karakteristika su superiorniji u odnosu na one koji ističu u okolinu sa različitim fluidom.</p>
<p>Yule, A. J.: Large-scale structure in mixing layer of a round jet, Journal of Fluid Mechanics, vol. 89 (1978), part 3, pp. 413 - 432</p>	<p>Prelazak mlaza koji ističe u okolni fluid istih karakteristika u turbulenciju; eksperimentalno; brzinsko polje; konvergentna mlaznica $D=50$ mm; $Re=9000 - 200000$.</p>	<p>Brzinsko polje izučavano korišćenjem tehnika vizuelizacije i anemometrom sa usijanim vlaknom uz tehniku uslovnog odabira signala. Zaključci: - prelazak u turbulenciju kroz talasastu nestabilnost vrtložnog prstena, - trodimenzionalni karakter toka u prelaznoj oblasti.</p>
<p>Zaman, K. B. M. Q., Hussain, A. K. M. F.: Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation. Part 1. General jet response, Journal of Fluid Mechanics, vol. 101 (1980), part 3, pp. 449 - 491</p>	<p>Odgovor mlaza na kontrolisanu zvučnu pobudu i uparivanje vrtloga u mlazu; eksperimentalno; brzinsko polje i vizuelizacija; mlaznica oblika zvona; $Re < 50000$; $0 < St_D < 2.5$.</p>	<p>Brzinsko polje mereno anemometrom sa usijanim vlaknom; razdvajanje brzine na srednju, fluktuacionu i subharmoničnu komponentu. Zaključci: zvučna pobuda modifikira značajno strukturu mlaza, „željeni mod“ mlaza je $St_D=0.3$, gde su najveće amplitude brzine u osi mlaza, dolazi do značajnog smanjenja fluktuacija pri pobudi $St_D=1.6$, uparivanje vrtloga dokumentovano za dve pobude: $St_\theta \sim 0.012$ (mod smičućeg sloja) ili $St_D \sim 0.85$ (mod mlaza), u modu smičućeg sloja moguća tri nivoa uparivanja dok je u modu mlaza primećen samo jedan nivo</p>

<p>Zumbrunnen, D. A.: Convective heat and mass transfer in the stagnation region of a laminar planar jet impinging on a moving surface, Journal of Heat Transfer, vol. 113 (1991), pp. 563 - 570</p>	<p>Analiza uticaja kretanja podloge na prelaženje toplote; analitički model; laminarni tok, mlaz pravougaonog poprečnog preseka.</p>	<p>Brzinsko polje i prelaženje toplote su modelirani modifikacijom Hiemanz-ovog rešenja. Temperatursko polje je modifikovanom primenom temperaturskog gradijenta na podlozi koja se kreće. Zaključci: koeficijent prelaženja toplote je smanjen usled kretanje podloge (za $U_{podloge}/U_{mlaza} = 4$ za 13% ako nema temperaturskog gradijenta na podlozi)</p>
<p>Zumbrunnen, D. A., Aziz, M. : Convective heat transfer enhancement due to intermittency in an impinging jet, Journal of Heat Transfer, vol. 115 (1993), pp. 91 – 98</p>	<p>Proučavanje udara periodično sprečavanog mlaza sa rotirajućim točkom o podlogu; eksperimentalno; prelaženje toplote mlaz pravougaonog poprečnog preseka, konvergentna mlaznica $Re=3\ 400 - 19\ 300$; $St_D = 0 - 0.36$; L/D nije specificirano</p>	<p>Merenje prelaženja toplote sa zagrejanim trakama i termoparovima. Zaključci: - prelaženje toplote je povećano ako je frekvencija pobude dovoljno velika, - povećanje je proporcionalno frekvenciji pobude u ispitivanoj oblasti.</p>

4. EKSPERIMENTALNE INSTALACIJE

4.1 Eksperimentalna postavka sa spoljašnjim izvorom modifikacija u mlazu - ICPF Prag

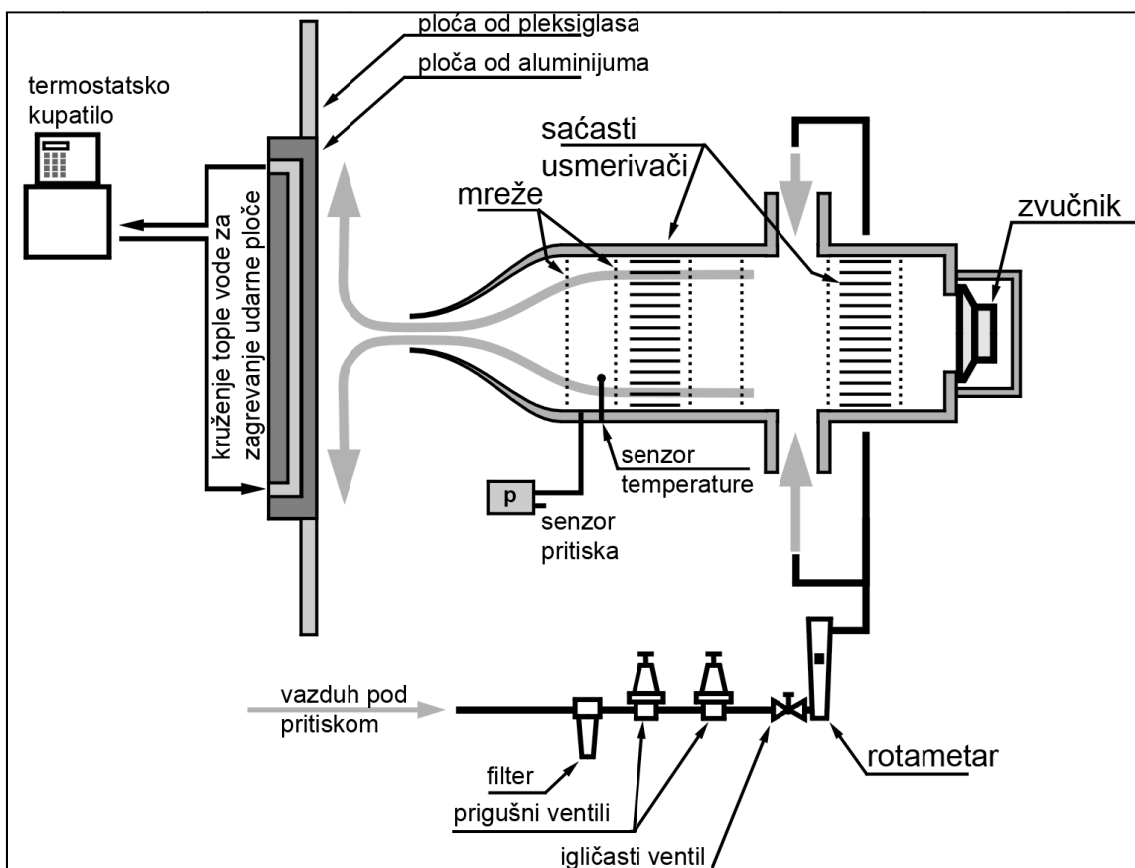
Eksperimentalna postavka sa spoljašnjim izvorom modifikacija u mlazu (locirana u Institute of Chemical Process Fundamentals, ICPF – Prag) za merenje brzinskog polja u fluidnom toku je šematski prikazana na slici 4-1. Sastojala se od udarne ploče, konvergentne mlaznice uzdužnog poprečnog preseka u obliku zvona, komore za pripremu, sistema za unošenje kontrolisanih poremećaja u fluidni tok, sistema za snabdevanje radnim fluidom i sistema za kontrolu i sakupljanje eksperimentalnih podataka.

Mlaznica korišćena u eksperimentima, prečnika 25 mm, ima unutrašnji oblik zvona čija se izvodnica može interpolirati polinomom četvrtog reda, slika 4-2. Mlaznica je napravljena od plastičnog materijala. Hrapavost unutrašnjosti mlaznice se može aproksimovati oblikom trougla visine 0.1 mm i uslovljena je tehnologijom obrade. Izlazna ivica mlaznice je zakošena za oko 0.75 mm, takođe usred korišćene tehnologije obrade. Komora za pripremu fluidnog toka je napravljena od PVC cevi, prečnika 180 mm i dužine 650 mm, slika 4-3.

Vazduh je ulazio u pripremnju komoru kroz dve cevi pričvršćene na sredini i prolazio kroz četiri mreže za umirenje turbulencije i dva sačasta usmerivača fluidnog toka. U poslednjem delu komore su se nalazili senzori pritiska i temperature. Senzor

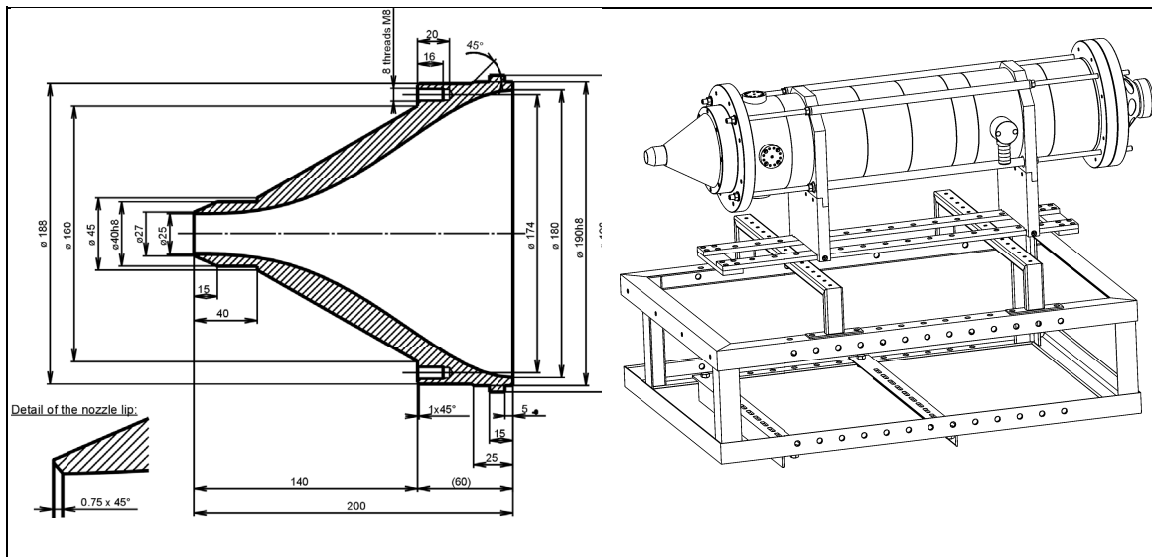
temperature je imao prečnik od 1.7 mm i njegov kraj bio je postavljen na otprilike 30 mm od zida pripremljene komore u toku fluida.

Na zadnjem delu komore bio je postavljen zvučnik za unošenje kontrolisanih poremećaja u fluidni tok. Ovaj zvučnik srednjeg zvuka imao je prečnik od 100 mm. Maksimalno pomeranje membrane zvučnika bilo je ± 2 mm. Zvučnik je bio postavljen iza dve dodatne mreže i sačastog elementa u zatvorenoj kutiji koja je sprečavala prenošenje talasa pritiska izvan komore za pripremu fluidnog toka. Komora je montirana tako da klizi po metalnoj šini, što omogućava laku promenu udaljenosti između mlaznice i udarne ploče bez narušavanja normalnosti između ose mlaza i ravni udarne podloge. Vazduh je obezbeđivan iz laboratorijskog sistema za snabdevanje komprimovanim vazduhom. Komprimovan vazduh je prvo filtriran i sušen.



Slika 4-1 Eksperimentalna instalacija sa spoljašnjim izvorom modifikacija u mlazu – ICPF Prag

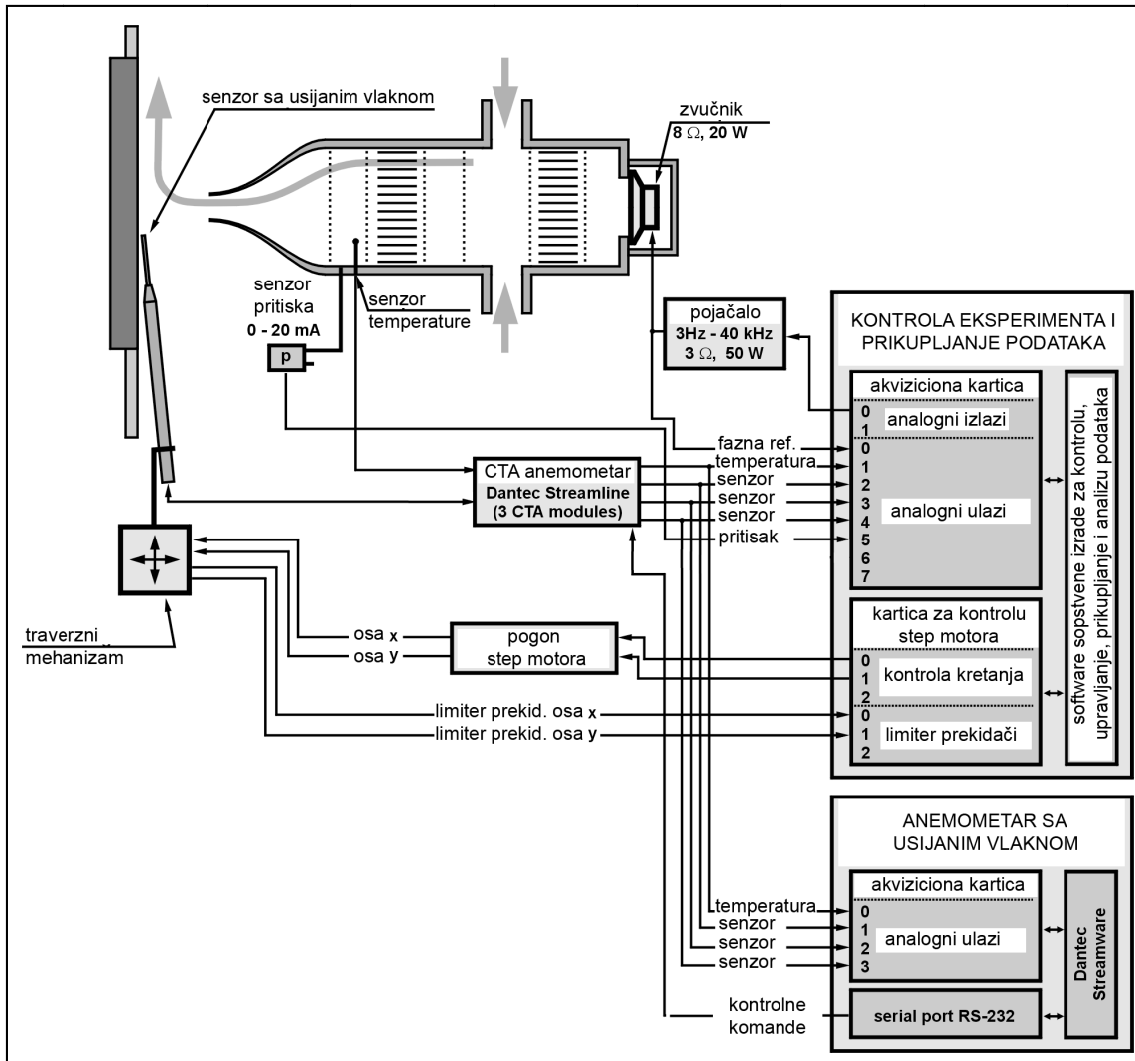
Za stabilizaciju pritiska su korišćena dva redno vezana prigušna ventila za redukciju pritiska, jer je laboratorijski izvor napajanja vazduhom varirao između 2 i 6 bara. Protok je regulisan igličastim ventilom koji je bio integralni deo rotametra. Rotametar je korišćen samo za grube informacije o protoku fluida. Senzor pritiska, koji je merio pritisak u pripremnoj komori, korišćen je za precizno merenje protoka. Udarna ploča je napravljena od organskog stakla oblika kvadrata stranice 600 mm (24D). Za potrebe eksperimenata sa merenjem prelaženja toplote njen centralni deo je uklonjen i zamenjen aluminijumskom pločom, debljine 2 cm, širine 30 cm i visine 15 cm.



Slika 4-2 Dimenzije i oblik mlaznice korišćene u eksperimentima – ICPF Prag

Slika 4-3 Komora za pripremu fluidnog toka na čijem izlazu se nalazi mlaznica – ICPF Prag

Sistem za kontrolu eksperimenta, merenje i prikupljanje izmerenih podataka je prikazan šematski na slici 4-4. Merni element za merenje brzine je anemometarska sonda sa užarenim vlaknom koja je radila u modu konstantne temperature.



Slika 4-4 Šematski prikaz sistema za kontrolu procesa i prikupljanje podataka – ICPF Prag

Za potrebe eksperimenata obavljenih u ICPF – Prag korišćena su komercijalno dostupne sonde tipa Dantec 55P11 sa jednim senzorskim vlaknom i pravim držačima senzorskog vlakna, kao i Dantec 55P13 sa jednim senzorskim vlaknom i zakrivljenim držačima senzorskog vlakna – dizajnirana za merenja u graničnom sloju u blizini podloge. Senzorsko vlakno je bilo izrađeno od volframske žice prečnika $5 \mu\text{m}$ i dužine 1.25 mm. Sonda je radila kao senzor za merenje brzine u modu konstantne temperature sa Dantec Streamline anemometrom. Kao vrednost srednje temperature mlaza u eksperimentima uvek je korišćena vrednost signala sa temperaturnog senzora Streamline anemometra. Sonda je postavljena na 2D traverznom mehanizmu sastavljenom od Isel-ovih elemenata. Postolje traverznog mehanizma je

bilo sprečeno od pomeranja u bilo kom pravcu. Isel elektronika je kontrolisana kontrolnim sistemom sopstvene izvedbe, koji se sastojao od Advantech PCL-839+ PCI kontrolne kartice ugrađene u računar. Rezolucija sistema u obe ose kretanja je bila 0.025 mm. Traverzni mehanizam je bio postavljen na postolje koje je bilo zajedničko za oslanjanje i udarne ploče i sistema sa mlaznicom. Ceo sistem bio je dovoljno ukrućen da eliminiše sve nepoželjne vibracije. Vreme potrebno za prigušivanje vibracija malih amplituda, izazvanih pomeranjem sonde iz jednog mernog položaja u drugi, bilo je kraće od 0.5 s, slika 4-5.



**Slika 4-5 a) Eksperimentalna instalacija – ICPF Prag i
b) Traverzni mehanizam za precizno pozicioniranje**

Pritisak u pripreмноj komori meren je diferencijalnim pretvaračem pritiska - BHV-1000, opsega od 1 kPa i garantovane preciznosti u opsegu merenja od 1 Pa. Najveći deo greške mogao je biti izazvan promenom elektronskog ofset-a u toku izvođenja eksperimenata. Stoga, preciznija merenja su bila izvođena podešavanjem ofset-a uređaja pre očitavanja vrednosti.

Zvučnik, koji je korišćen kao spoljašnji kontrolisani izvor modifikacija u mlazu, je napajan sa analognog izlaza akvizicione kartice, čiji signali su pojačavani pojačivačem od 50 W sa ravnom karakteristikom frekventnog odziva u opsegu od 3 Hz do 40 kHz.

U eksperimentima su korišćena dva računara, slika 4-5, za potrebe kontrole i vođenja eksperimenata, skupljanje podataka i njihovu obradu. Jedan od računara, bio je vodeći

i korišćen je za kontrolu eksperimenta, skupljanje podataka i njihovu obradu. Za prikupljanje podataka korišćena je 12-bitna, 250 kS/s, akviziciona kartica National Instruments PCI-MIO-16E-4. Softver koji je kontrolisao eksperiment razvijen je za potrebe ovog eksperimenta korišćenjem National Instruments Labview 6.0 programski paket.

Drugi računar, korišćen je za upravljanje Streamline anemometrom. Ovaj računar je kontrolisao merenje otpora sonde, regulisanje pregrevavanja sonde, podešavanje nivoa odziva senzora i filtera i za podešavanje kondicionera signala. Ovaj računar nije korišćen za skupljanje podataka sa merenja.



Slika 4-6 Sistem od dva računara za potpunu kontrolu eksperimentalni parametara – ICPF Prag

Za vreme merenja polja brzine, sonda je postavljena na traverzni mehanizam, koji je sondu pomerao na unapred definisane pozicije u mernoj mreži. Sondom je upravljao Dantec Streamline anemometar, koji je radio u CTA (Constant Temperature Anemometer) modu. Za vreme eksperimenata merenja brzinskog polja udarna ploča se nije grejala i njena temperatura bila je ista kao i temperatura okolnog vazduha. Signal sa anemometra zajedno sa signalima pobude zvučnika, merača pritiska i senzora za temperaturu su beleženi u svakoj tački mreže, da bi se kasnije procesirali.

4.1.1 Kalibrisanje sonde za merenje brzina – ICPF Prag

Pre svega, anemometarske sonde sa usijanim vlaknom moraju biti kalibrisane. Kalibrisanje brzine se vršila postavljanjem sonde na sam izlaz mlaznice u osu mlaza. Stvarna brzina mlaza izračunavana je Bernoulli-evom jednačinom iz pritiska u pripremnoj komori i poznavanja geometrije komore. Korišćena je kalibraciona zavisnost u obliku Collin-Williams-ovog zakona:

$$Nu_{hw} \left(\frac{T_m}{T_{amb}} \right)^M = A + B Re_{hw}^N \quad (4.1)$$

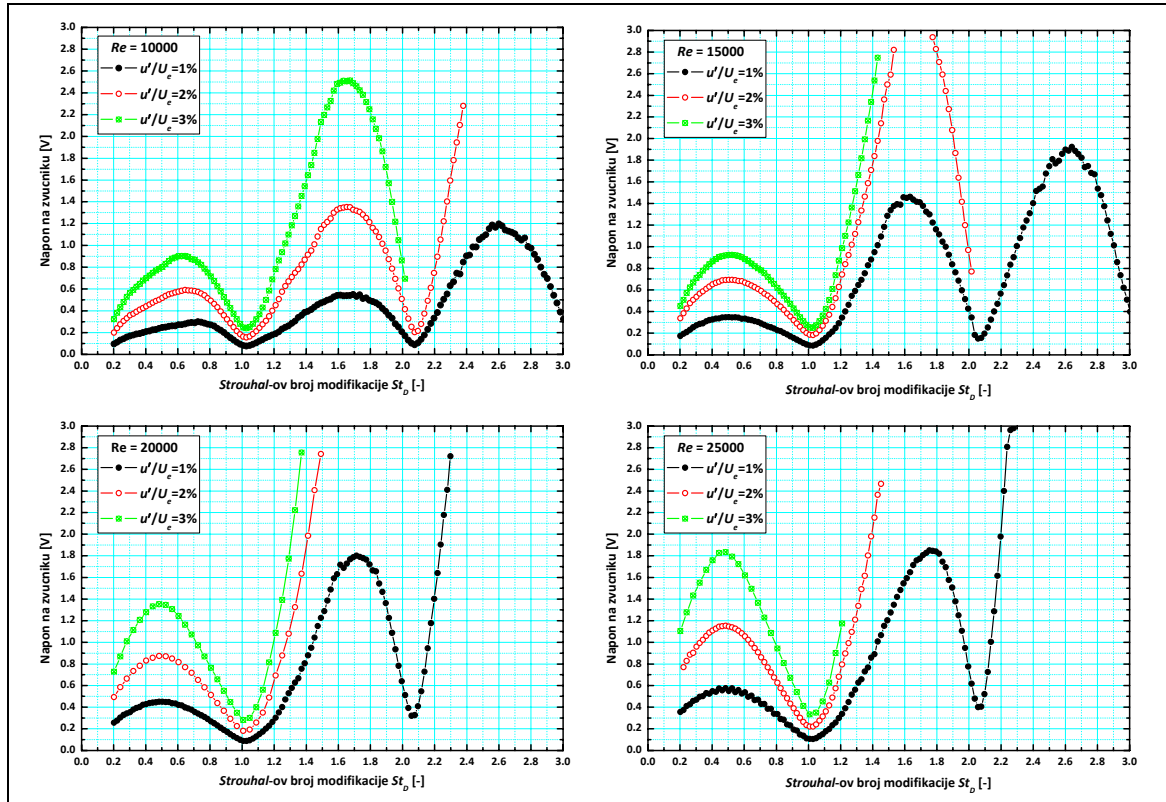
koji povezuje odnos između Reynoldsovog broja usijanog vlakna, Re_{hw} , i odgovarajućeg Nuseltovog broja, Nu_{hw} . Ovaj zakon uzima u obzir promenu svojstva vazduha na visokim temperaturama u graničnom sloju oko usijanog vlakna. Konstante kalibracije A , B , M i N su određivanje iz tačaka kalibracije:

$$\sum_i \left[Nu_{hw,i} \left(\frac{T_{m,i}}{T_{amb,i}} \right)^M - A + B Re_{hw,i}^N \right]^2 = \min \quad (4.2)$$

Pri promeni brzine, menjaju se samo Reynoldsov broj usijanog vlakna, Re_{hw} , i Nuseltov broj usijanog vlakna Nu_{hw} . Da bi se korektno odredila i konstanta M , koeficijent T_m/T_{amb} je menjan za vreme kalibracije promenom pregrejanosti sonde.

4.1.2 Kalibracija sistema za unošenje kontrolisanih poremećaja u tok fluida – ICPF Prag

Veliki deo eksperimenata vršen je u modifikovanom fluidnom toku. Iz preliminarnih testova ispostavilo se da, ako je napajanje zvučnika konstantno, intenzitet poremećaja zavisi direktno od frekvencije modifikacije. To je, verovatno, posledica rezonancije u pripremnoj komori. Promenljiv intenzitet modifikacije bi onemogućio poređenje rezultata izmerenih na različitim frekvencijama. Stoga, napon na zvučniku potreban za postizanje zahtevanog intenziteta modifikacije određen je pre eksperimenata.



Slika 4-7 Potrebni napon na zvučniku za postizanje željene frekvencije i intenziteta modifikacije fluidnog toka u zavisnosti od Reynoldsovog broja strujanja – ICPF Prag

Za potrebe ovog istraživanja, intenzitet modifikacije definisan je kao normalizovana r.m.s. vrednost brzine, u'/U_e , u osi izlaznog otvora mlaznice. Intenzitet poremećaja se kretao u opsegu $u'/U_e=0.01-0.03$. Slika 4-7 prikazuje potreban napon koji je trebalo dovesti na zvučnike da bi se postigao željeni Strouhalov broj modifikacije i željeni intenzitet poremećaja u zavisnosti od Reynoldsovog broja strujanja. Iz prikazanih dijagrama jasno se zaključuje da je potreban napon na zvučniku funkcija intenziteta modifikacije i brzine na izlazu iz mlaznice. Iako je uslov $u'/U_e=const.$ u toku eksperimenata bio ispunjen, intenzitet zvuka nastalog usled unošenja kontrolisane modifikacije u fluidni tok je zavisio od frekvencije unetog poremećaja i mogao se jasno čuti u toku izvođenja eksperimenata. Zvuk je bio skoro nečujan na nekim frekvencijama, dok je na drugim frekvencijama bio neprijatno jak.

4.1.3 Prikupljanje i skladištenje podataka – ICPF Prag

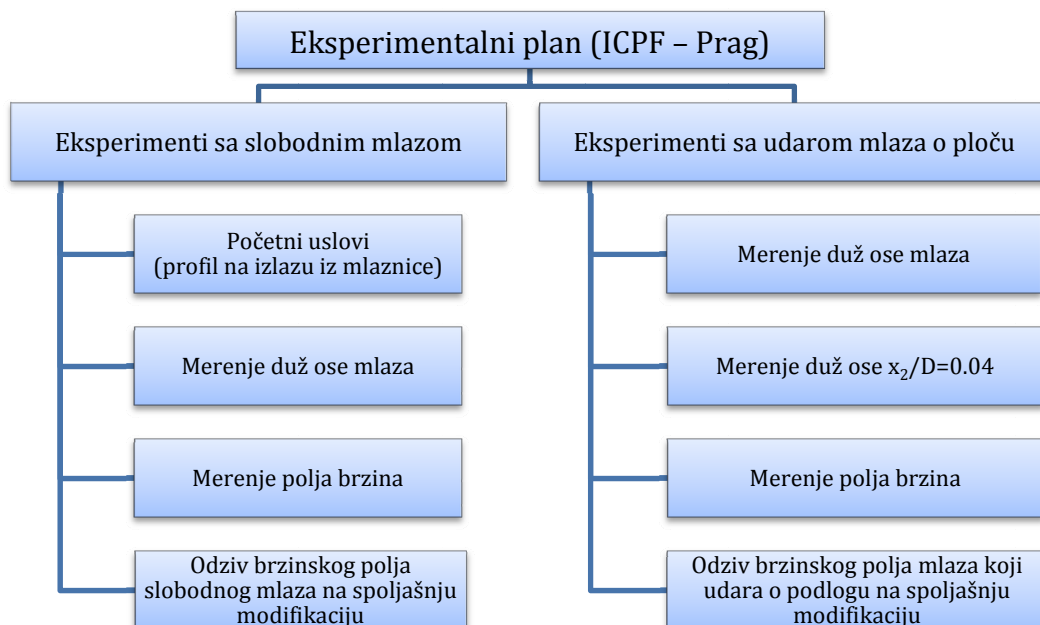
Tokom eksperimenata, obično su bila merena četiri signala. To su signal sa senzora sa usijanim vlaknom, tj. vrednost brzine, temperatura mlaza, pritisak u pripremnoj

komori i napon zvučnika. Signali su prikupljeni brzinom od 12 kS/s. Podaci su prikazivani na ekranu računara i čuvani na hard disku za kasniju obradu.

Prikupljanje podataka je u toku eksperimenata započinjalo bar pola sekunde nakon pomeranja sonde na sledeću tačku. Ovo odlaganje bilo je dovoljno za slabljenje vibracije sonde i traverznog mehanizma usled pomeranja iz tačke u tačku. U eksperimentima u kojima je određivana reakcija fluidnog toka na različite frekvencije, isto odlaganje je primenjeno da bi se fluidnom toku omogućilo da se razvije nakon iznenadne promene frekvencije poremećaja. Vreme prikupljanja i skladištenja podataka po svakoj mernoj tački bilo je između 3 i 5 sekundi kod merenja brzine i polja brzine. Softver za merenje čuvao je srednje i r.m.s. vrednosti svih zabeleženih signala u zapisniku. Za svaku tačku merenja dodavan je dosije, koji je čuvan za kasniju obradu.

4.1.4.1.4 Protočni i geometrijski uslovi obuhvaćeni u eksperimentima – ICPF Prag

Plan eksperimentalnog istraživanja u ICPF-Prag je šematski prikazan na dijagramu koji sledi.



Prva grupa eksperimenata je izvršena na slobodnom mlazu (bez prisustva udarne ploče) da bi se istražio uticaj različitih vrsta modifikacije na profil brzine slobodnog

mlaza. Ti eksperimenti mogu koristiti kao dobra osnova za razumevanje osnovnih pojava, ili kao dodatni izvor za upoređivanje rezultata sa eksperimentima sa udarom mlaza o podlogu.

Tabela 4-1 Karakteristike strujanja i osnovne karakteristike spoljašnje modifikacije u eksperimentima sa slobodnim mlazom – ICPF Prag

Rejnoldsov broj, $Re [-]$	Frekvencija pobude, $f [Hz]$	Struhalov broj, $St_D [-]$	Amplituda pobude, $u'/U_e [%]$
10000	$50 Hz \leq f \leq 500 Hz$	$0.20 \leq St_D \leq 2.02$	1%, 2%
15000	$50 Hz \leq f \leq 800 Hz$	$0.15 \leq St_D \leq 2.19$	1%, 2%
20000	$50 Hz \leq f \leq 800 Hz$	$0.12 \leq St_D \leq 1.62$	1%, 2%, 3%, 4%
25000	$100 Hz \leq f \leq 800 Hz$	$0.16 \leq St_D \leq 1.46$	1%, 2%

Svi rezultati merenja brzine i odgovarajuće r.m.s. vrednosti su predstavljeni u normalizovanoj formi, trenutna brzina i fluktuacija brzine normalizovani vrednošću srednje brzine u centru izlaznog poprečnog preseka mlaznice, U_e .

U eksperimentima sa udarom mlaza o ravnu podlogu postavljenu upravno na osu prostiranja mlaza na različitim daljinama (u ovom radu takođe predstavljena u normalizovanom obliku, normalizovanog vrednošću prečnika mlaznice – od 2 do 8) da bi se istražio uticaj rastojanja između mlaznice i udarne ploče na profile brzine mlaza i r.m.s. brzine.

Tabela 4-2 Karakteristike strujanja i osnovne karakteristike spoljašnje modifikacije u eksperimentima sa udarom mlaza o podlogu – ICPF Prag

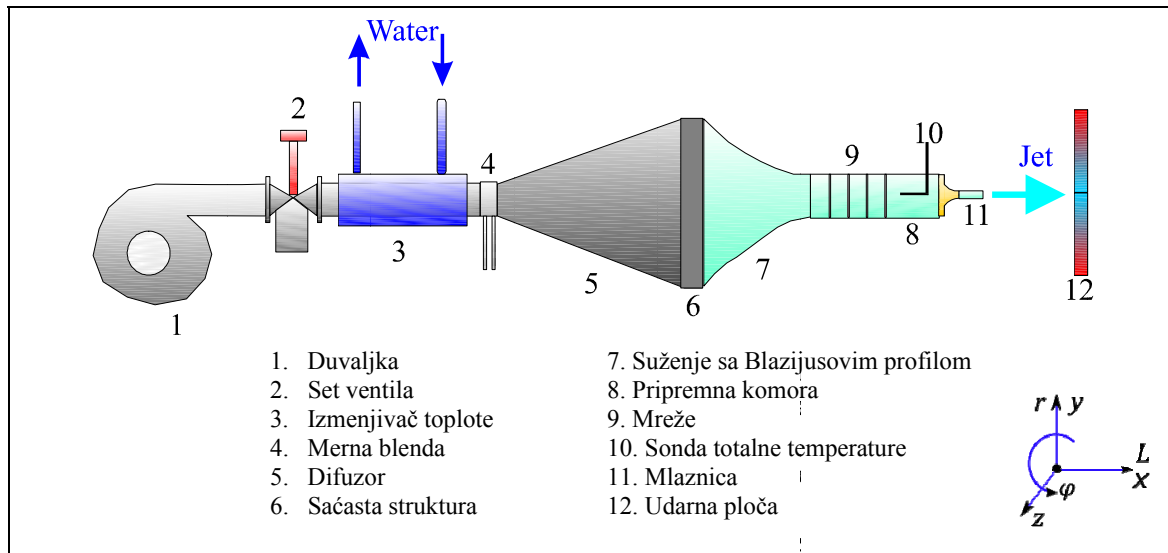
Rejnoldsov broj, $Re [-]$	Frekvencija pobude, $f [Hz]$	Struhalov broj, $St_D [-]$	Amplituda pobude, $u'/U_e [%]$	Rastojanje od udarne ploče, $L/D [-]$
10000	$50 \leq f \leq 500$	$0.20 \leq St_D \leq 2.02$	1%, 3%	2 – 8
20000	$100 \leq f \leq 500$ $f = 830 Hz$	$0.20 \leq St_D \leq 1.01$ $St_D = 1.67$	1%, 3%, 1%	2 – 8

4.2 Eksperimentalna postavka sa samopobudnim izvorom modifikacija u mlazu – HTL Kyoto

Eksperimentalna aparatura je dizajnirana za potrebe ovog eksperimenta i samostalno izrađena u fakultetskoj radionici Mašinskog Fakulteta, Fakulteta za inženjerstvo, Kyoto Univerziteta, Kyoto, Japan. Aparatura je bila locirana u eksperimentalnoj laboratoriji u kojoj je bilo moguće kontrolisati veoma precizno temperaturu (sa odstupanjima manjim od 0.2°C od zadate vrednosti) i vlažnost vazduha, pomoću veoma snažnog air-conditioner uređaja. Kontrola temperature u prostoriji je veoma važna sa stanovišta pravilnog vođenja eksperimenta, o čemu će u narednim paragrafima biti više reči. Šematski prikaz aparature je dat na slici 4-8.

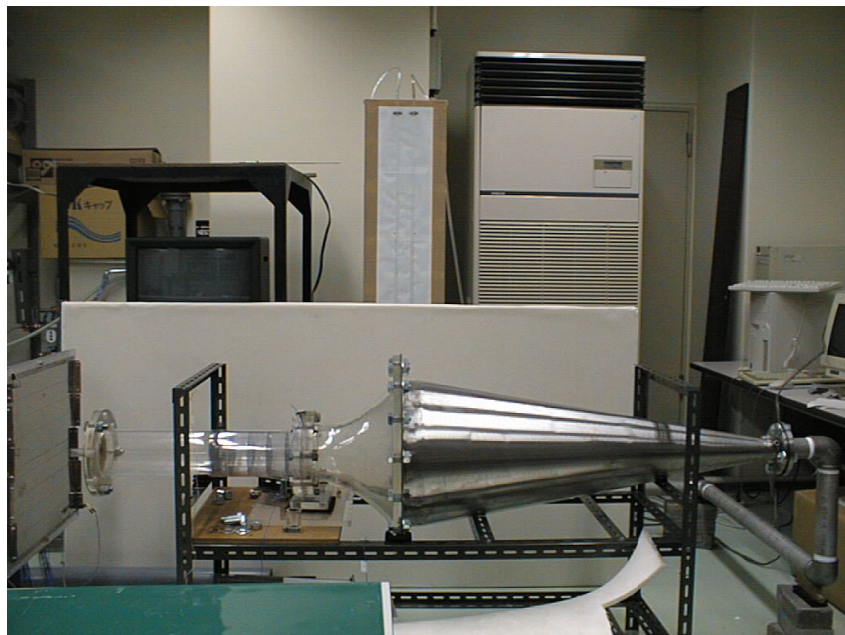
Deo aparature sa ulogom kontinualnog snabdevanja radnim fluidom, u našem slučaju vazduhom, se sastojao od centrifugalne duvaljke i seta ventila za precizno podešavanje željenog protoka vazduha, izmenjivača toplote tipa voda-vazduh za precizno kontrolisanje temperature mlaza vazduha i održavanje totalne temperature mlaza u okviru 0.1°C od temperature okolnog fluida. Protok radnog fluida kroz instalaciju je precizno meren mernom blendom, proračunatom i izrađenom na osnovu planiranih radnih parametara i instaliranom posle sekcije izmenjivača toplote. Merna blenda je kalibrisana pomoću visoko preciznog laminarnog protokomera u celom dijapazonu upotrebe. Sekcija za kondicioniranje mlaza se sastojala iz difuzorskog dela, ugla difuzora od 10° i dužine 1100 mm u kome se struja vazduha značajno usporava do ulaza u saćastu strukturu lociranu na drugom kraju difuzora, koja se sastojala od heksagonalnih ćelija spoljašnjeg prečnika 3.2 mm. Saćasta sekcija je imala dužinu od 50 mm i imala je ulogu da ispravi struju vazduha pre ulaza u deo koji je sa izlaznog prečnika difuzora preko Blazijusovog profila preveo struju na prečnik sekcije za pripremu. U ovoj sekciji aparature usled profila koju je sekcija imala ne dolazi do otcepljenja struje sa zidova. U pripremnom delu sekcije, prečnika 120 mm i dužine 660 mm, nalazilo se 5 mreža za umirenje turbulencije sa veličinom polja mreže od 1.2 mm. Unutar pripremne sekcije na udaljenju 300 mm od konvergentnog dela mlaznice locirana je sonda za merenje totalne temperature mlaza, čiji signal je korišćen za preciznu kontrolu temperature u eksperimentu. Na kraju pripremne sekcije je lociran deo mlaznice koji se sastojao iz

konvergentne mlaznice za kojom sledi whistler mlaznica. Udarne ploče se nalazila na ručno pokretanoj precizno pozicioniranoj traverzi, i bila je specijalno dizajnirana za eksperimente u kojima se merio koeficijent prelaženja toplote sa zagrejane ploče na mlaz. Sa detaljima ovog dizajna se ovde nećemo specijalno baviti, pošto su nerelevantni za eksperimente prikazane u ovom radu.

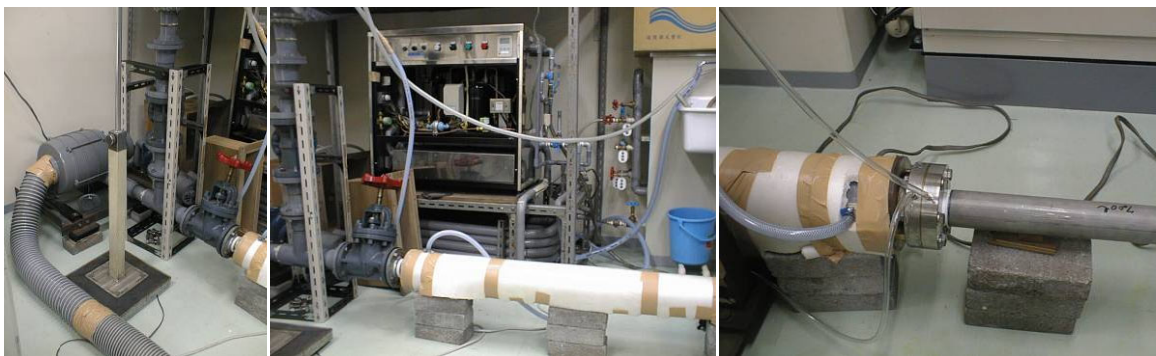


Slika 4-8 Šematski prikaz eksperimentalne aparature – HTL Kyoto

Na slikama koje slede biće prikazane digitalne fotografije nekih delova instalacije, kao i aparature u celini.



Slika 4-9 Deo instalacije za pripremu mlaza i udarne ploče – HTL Kyoto



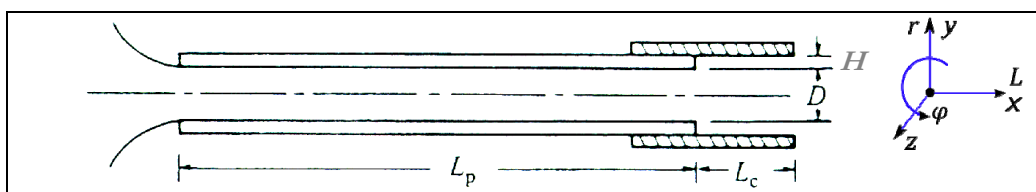
Slika 4-10 Duvaljka i set ventila za regulaciju protoka

Slika 4-11 Izmenjivač toplote i uređaj za hlađenje vode za izmenjivač toplote

Slika 4-12 Merna blenda za merenje protoka radnog fluida

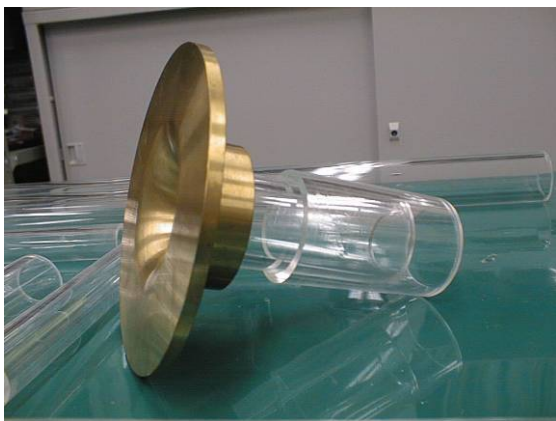
4.2.1 Konstruktivne karakteristike whistler mlaznice – HTL Kyoto

Whistler mlaznica je pasivni uređaj koji se sastoji od cevne mlaznice (pipe nozzle, eng.) konstantnog prečnika D , prikačene za izlazni deo konvergentne mlaznice, i obvojnice (colar, eng.) konstantnog prečnika koja može da se prevlači preko cevne mlaznice. Zavisno od razlike između unutrašnjeg prečnika cevne mlaznice i obvojnice - H , brzine mlaza - U_e i dužine cevne mlaznice - L_p , kada se obvojnica postepeno prevlači (L_c raste) preko cevne mlaznice mlaz stvara veoma jasan i čist zvuk tačno određene frekvencije. Na slici 4-13 dat je šematski prikaz whistler mlaznice sa relevantnim geometrijskim veličinama.



Slika 4-13 Šematski prikaz whistler mlaznice

Za potrebe u ovom radu predstavljenog istraživanja izrađeno je više setova whistler mlaznica sa različitim geometrijskim parametrima, slike 4-14 i 4-15, zbog ispitivanja njihovog uticaja na fenomen. Konvergentna mlaznica je izrađena od mesinga zbog jeftinoće materijala i jednostavnosti mašinske obrade. Pomoću urezanog navoja na nju su se montirali različiti setovi whistler mlaznica koji su bili izrađeni od pleksiglasa.



Slika 4-14 Whistler mlaznica



Slika 4-15 Setovi mlaznica različitih dimenzija

4.2.2 Fenomen whistler mlaznice – HTL Kyoto

Whistler mlaznica je jednostavan uređaj u kome mogu da se ostvare samopobudne oscilacije kontrolisane amplitude i frekvencije što je čini veoma upotrebljivom u primenama koje uključuju turbulentnu razmenu toplote, sagorevanje kao i aerodinamički zvuk. Hussain i Hasan, 1983., su pokazali da je samopobuda kod whistler mlaznice rezultat dva nezavisna rezonantna mehanizma: udara smičućeg sloja koji se stvara na izlazu iz cevne mlaznice o ivicu obvojnice, i rezonancije unutar same cevne mlaznice koja predstavlja slučaj rezonantne cevi sa otvorenim granicama. Reprodukujuci isti fenomen u cev-prsten i cev-rupa konfiguracijama u odsustvu obvojnice oni su pokazali presudni uticaj tona koji proizvodi smičući sloj u ovom fenomenu. Takođe su pokazali da je ovaj fenomen najizraženiji ako se samopobudna frekvencija slaže sa “željenim modom” mlaza.

Fenomen whistler mlaznice se javlja i pri laminarnim i turbulentnim početnim graničnim uslovima. Za razliku od drugih jet tonova i tonova prouzrokovanih smičućim slojem, gde se uspešni nivoi preklapaju – iz jednog proističe drugi, kod whistler mlaznice dolazi do takozvanih “mrtvih zona” gde se uslovi za oba rezonantna mehanizma ne mogu simultano ispuniti. Isto tako, kod whistler mlaznice frekvencija tona ne može da se varira kontinualno promenom brzine strujanja. Glavni razlog ove nepodudarnosti sa sličnim fenomenima u prirodi leži u tome što se ovde radi o udruženom, kuplovanom dejstvu dva rezonantna mehanizma.

Whistler mlaznica, slika 4-13, je pasivni uređaj koji se sastoji od cevne mlaznice konstantnog prečnika, prikačena za izlazni deo konvergentne mlaznice, i obvojnice konstantnog prečnika koja može da se prevlači preko cevne mlaznice. Zavisno od razlike između unutrašnjeg prečnika cevne mlaznice i obvojnice – H , brzine mlaza – U_e , i dužine cevne mlaznice – L_p , kada se obvojnica postepeno prevlači preko cevne mlaznice mlaz stvara veoma jasan i čist zvuk tačno određene frekvencije – ovo je prvo nivo (stage). Sa povećanjem dužine obvojnice – L_c , frekvencija zvuka monotono opada uz istovremeno povećanje jačine zvuka, dostižući svoj maksimum i tada slabi sve dok ne nestane. Sa daljnim povećanjem L_c , zvuk iznenadno ponovo nastaje ali na malo nižoj frekvenciji – to je drugi nivo. Zvuk je rezultat rezonancije u cevnoj mlaznici i može nastati i kao ceo talas i kao polu talas – ovo predstavlja mod akustične pobude.

Hill i Green, 1977., su bili prvi koji su otkrili whistler mlaznicu i njeno specifično dejstvo. Oni su je proučavali sa ograničenim brojem parametara i nisu uspeli da izvuku neku generalnu zavisnost iz seta svojih eksperimentalnih podataka. Hasan i Hussain, 1979., su iz svojih eksperimentalnih podataka, pokazali da kontrolni parametri podležu sledećoj zavisnosti:

$$\frac{f}{a_0 n} \left(L_p + 1.65 \frac{L_c}{j} + 0.7D \right) = 1 \quad (4.3)$$

gde a_0 predstavlja brzinu zvuka, n (=1/2 ili 1) predstavlja mod, a j (=1, 2, 3...) predstavlja nivo (stage). Drugi i treći član jednačine (4.3) predstavljaju korekcije dužine cevne mlaznice: jedna usled nivoa eksitacije i usled dužine obvojnice L_c (ova korekcija takođe uključuje efekt stepenika H – razlike između unutrašnjih prečnika cevne mlaznice i obvojnice) i druga usled uticaja prečnika cevne mlaznice D . Dve konstante (1.65 i 0.7) su dobijene metodom najmanjih kvadrata iz seta od 32 klase eksperimentalnih podataka. Standardna devijacija leve strane jednačine (4.3) je bila manja od 0.003 za sve podatke.

4.2.3 Frekvencija whistler mlaznice - HTL Kyoto

Frekvencija u cevi sa obe granice otvorene može da se izrazi na sledeći način:

$$f = \frac{\alpha_0}{\lambda} \quad (4.4)$$

gde α_0 predstavlja brzinu zvuka a λ je talasna dužina. Tačnije, efektivna dužina cevi mora biti proporcionalna polu talasne dužine, tako da će frekvencija puta dupla vrednost efektivne dužine biti proporcionalna brzini zvuka.

$$\lambda = \frac{L_p}{n}; \quad f = \frac{\alpha_0}{\frac{L_p}{n}}; \quad \frac{f L_p}{\alpha_0 n} = 1 \quad (4.5)$$

gde n ($=1/2$ ili 1) predstavlja mod (isto kao u jednačini (4.3)).

Poređenje eksperimentalnih rezultata sa vrednostima dobijenim jednačinom (4.3) dato je u tabeli ispod.

Tabela 4-3 Eksperimentalni rezultati merenja fluktuacija pritiska u zaustavnoj tački na udarnoj ploči. $Re=50000$, $L_p=0.110$ m, $D=0.020$ m, $H=0.005$ m

a) prvi nivo pobude

L/D=1		L/D=1.5		L/D=2		L/D=2.5		L/D=4	
L_c/D	f [Hz]	L_c/D	f [Hz]	L_c/D	f [Hz]	L_c/D	f [Hz]	L_c/D	f [Hz]
1.0	1155	1.0	1162.5	1.0	-	1.0	-	1.0	-
1.1	1135	1.1	1145	1.1	1145	1.1	1145	1.1	1145
1.2	1102.5	1.2	1120	1.2	1120	1.2	1122.5	1.2	1125
1.3	1080	1.3	1092.5	1.3	1095	1.3	1095	1.3	1097.5
1.4	1050	1.4	1065	1.4	1067.5	1.4	1070	1.4	1072.5
1.5	1022.5	1.5	1040	1.5	1040	1.5	1037.5	1.5	1047.5
1.6	995	1.6	1002.5	1.6	1002.5	1.6	-	1.6	-

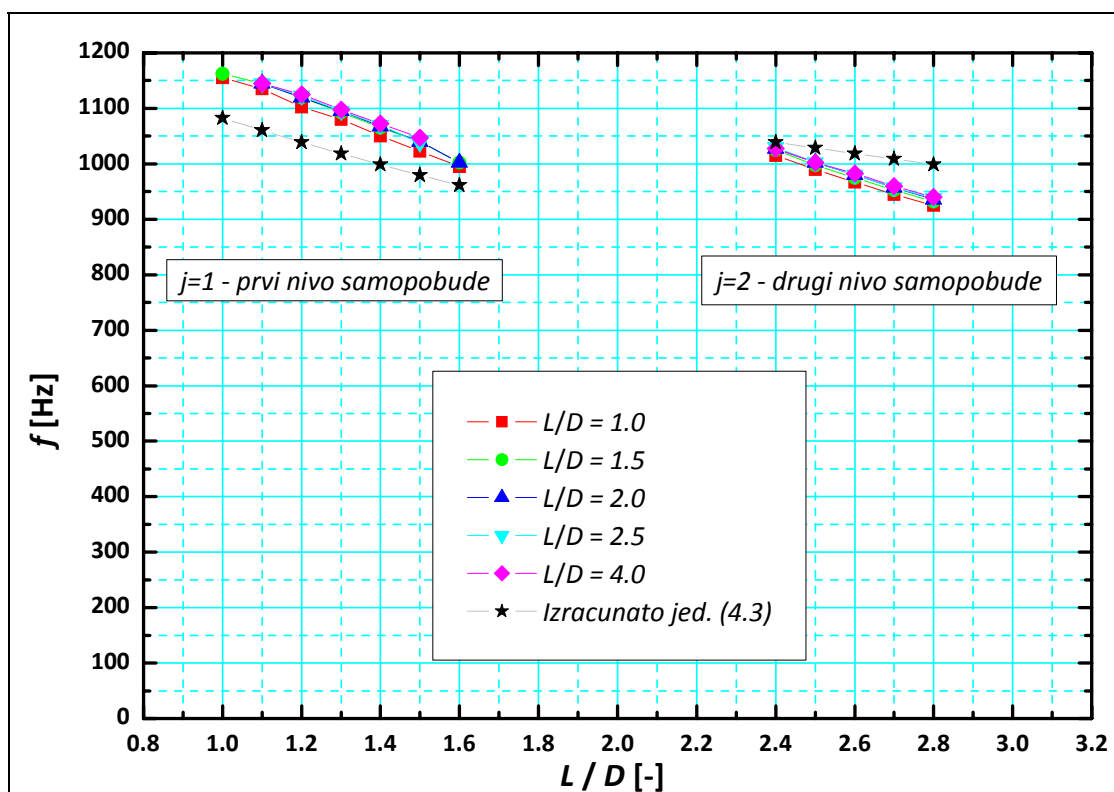
b) drugi nivo pobude

L/D=1		L/D=1.5		L/D=2		L/D=2.5		L/D=4	
L_c/D	f [Hz]	L_c/D	f [Hz]	L_c/D	f [Hz]	L_c/D	f [Hz]	L_c/D	f [Hz]
2.2	1070	2.2	1085	2.2	1085	2.2	-	2.2	-
2.3	1045	2.3	1050	2.3	1052.5	2.3	1052.5	2.3	-
2.4	1015	2.4	1025	2.4	1027.5	2.4	1030	2.4	1027.5
2.5	990	2.5	997.5	2.5	1002.5	2.5	1002.5	2.5	1002.5

2.6	967	2.6	975	2.6	980	2.6	980	2.6	982.5
2.7	945	2.7	952.5	2.7	957.5	2.7	957.5	2.7	960
2.8	925	2.8	932.5	2.8	936	2.8	937.5	2.8	940
2.9	915	2.9	917.5	2.9	923	2.9	926	2.9	931
3.0	900	3.0	912.5	3.0	912.5	3.0	915	3.0	-

Korišćenjem jednačine (4.3) za preračunavanje eksperimentalnih rezultate se dobija:

	f [Hz]		f [Hz]
1.0	1082.8		
1.1	1060.5	2.4	1039.10
1.2	1039.1	2.5	1028.74
1.3	1018.5	2.6	1018.57
1.4	998.8	2.7	1008.60
1.5	979.8	2.8	998.82
1.6	961.5		



Slika 4-16 Poređenje eksperimentalnih rezultata sa korelacijom datom u jednačini (4.3)

Poređenje naših eksperimentalnih rezultata i vrednosti dobijenih proračunom korišćenjem jednačine (4.3) govori o relativno dobrom slaganju rezultata – u okviru

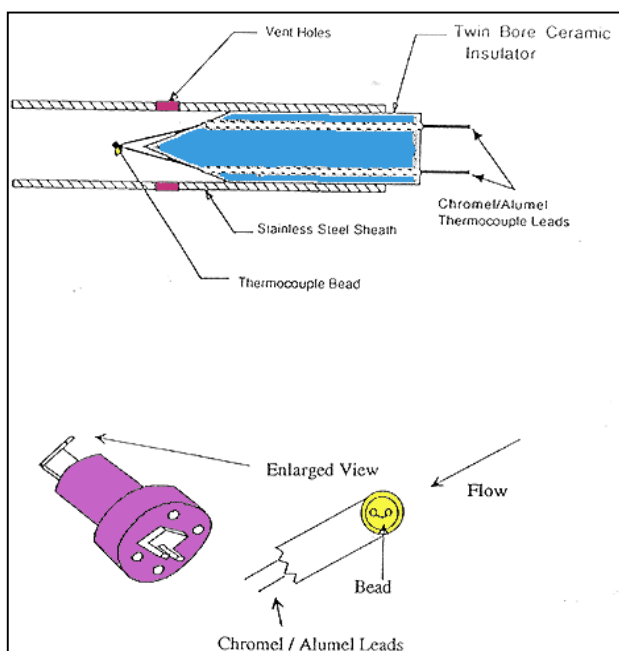
4-6%, vidi sliku 4-16. Razlike koje postoje se mogu objasniti korišćenjem različitih eksperimentalnih metoda za određivanje frekvencije pobuđenih oscilacija u mlazu. U eksperimentima Hasan-a i Hussain-a, merenja su vršena u slobodnom samopobuđenom mlazu i kao reprezent pobude je služio linearizovan signal sa senzora sa užarenim vlaknom koji je analiziran u analizatoru signala, dok se u našim eksperimentima kao reprezent samopobude koristio signal sa minijaturnog diferencijalnog davača pritiska lociranog u zaustavnoj tački na udarnoj ploči pri udaru mlaza o ravnu test sekciju, koji je takođe odvođen na analizator signala.

4.2.4 Merene veličine, korišćene merne tehnike, senzori i njihove izvedbe

Merenje temperature – HTL Kyoto

Kontrolu temperature mlaza, kao jednog od najvažnijih parametara, kako u eksperimentima koji su se odnosili na prelaženje toplote sa zagrejane podloge na mlaz tako i u merenjima brzinskih profila u mlazu, izvršena je na osnovu merenja totalne temperature mlaza specijalnom izvedbom senzora lociranim u pripremnoj sekciji aparature. Dizajn senzora je veoma sličan onom preporučenom od strane Moffat-a 1962., kao najjednostavnija i najpraktičnija izvedba za smanjenje greške merenja usled brzine vazduha unutar senzora. Senzor se sastojao od košuljice od nerđajućeg čelika spoljašnjeg prečnika od 1.8 mm i unutrašnjeg prečnika od 1.45 mm. Ulaz u prohromsku košuljicu je mašinskim putem zašiljen tako da se može reći da je prečnik senzora mnogo bliži unutrašnjem prečniku košuljice. Unutra je postavljena keramička cevčica spoljašnjeg prečnika 1 mm, sa dva paralelna otvora kroz koju su se jednostavno mogle provući tanke žice termopara. Keramička cevčica je na taj način služila kao dobar izolator između žica termoparova i zida košuljice od nerđajućeg čelika, a istovremeno služila i za ostvarivanje zaustavne tačke u kojoj je bio pozicioniran spoj termopara, u našem slučaju je korišćen termopar tipa K. Šematski prikaz izvedbe sonde za merenje totalne temperature je prikazan na slici 4-18. Spoj termopara je lociran 1.8 mm od ulaza u košuljicu sonde, dok su dva otvora za ventiliranje bila locirana sa dve strane sonde na rastojanju od 40 mm od usta košuljice. Košuljica je bila hermetički zatvorena sa zadnje strane aralditom tako da se može reći da jedina greška merenja vezana za brzinski doprinos u temperaturi je ona koja ode sa malom strujom vazduha kroz otvore za ventilisanje između košuljice

i keramičke cevčice. Pošto su dimenzije košuljice i keramičke cevčice veoma bliske možemo reći da je količina vazduha dovoljno mala da ne utiče značajno na grešku



Slika 4-18 Šematski prikaz sonde za merenje totalne temperature mlaza -preporučena izvedba, Moffat 1962.

merenja i dovoljno velika da ostvari brz odziv senzora na promenu temperature u mlazu. Sa ovakvom konstrukcijom senzora pretpostavlja se da se totalna temperatura može meriti sa tačnošću od 0.1 °C u celom dijapazonu brzina.

Signal sa svih termoparova korišćenih u eksperimentima su kompenzovani u odnosu na hladnu tačku, tako što su krajevi termoparova prvo vođeni u vodeno kupatilo sa

mešavinom vode i leda (15 %) u kome je održavana konstantna temperatura 0°C, a posle vođeni na 60-to kanalni data-logger preko kompenzacionog ravnog kabla, slika 4-17. Prikupljanje podataka na personalni računar sa data-logger-a je obavljano preko uređaja za trigerovanje i multipleksera a preko GPIB konekcije.



Slika 4-17 Data-logger i multiplekser za očitavanje sa termoparova

Merenje pritiska - HTL Kyoto

Srednja i fluktuaciona komponenta pritiska u zaustavnoj tački na udarnoj podlozi je merena pomoću visoko osetljivog poluprovodničkog pretvarača pritiska proizvođača Kulite Semiconductor Inc., model XCS-062, spoljašnjeg prečnika 1.62 mm. Poluprovodnički pretvarač pritiska je radio u diferencijalnom modu (meren je diferencijalni pritisak tj. razlika između pritiska u zaustavnoj tački i pritiska sa

druge strane test sekcije kroz koju je senzor bio provučen). Osetljivost senzora je bila veoma visoka 2.982 mV/Pa. Signal je pojačavan odgovarajućim pojačivačem signala proizvođača TEAC, model SA-57, i tako pojačan odvođen do FFT analizatora proizvođača ONO-SOKKI, model CF5220, sa veoma velikim mogućnostima digitalne analize signala. Na slikama 4-19 do 4-21, biće prikazane digitalne fotografije opreme korišćene u eksperimentima merenja pritiska na udarnoj ploči.



**Slika 4-19 Pretvarač pritiska
Kulite Semiconductor XCS-062**



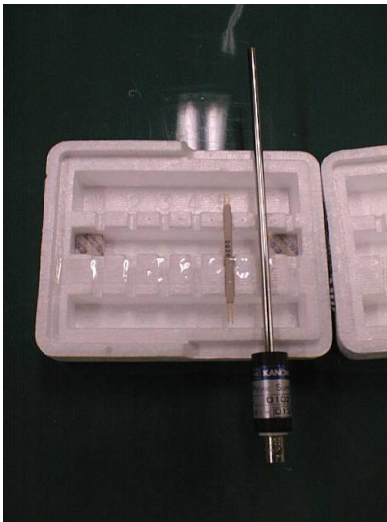
**Slika 4-20 Pojačivač signala sa pretvarača
TEAC SA-57**



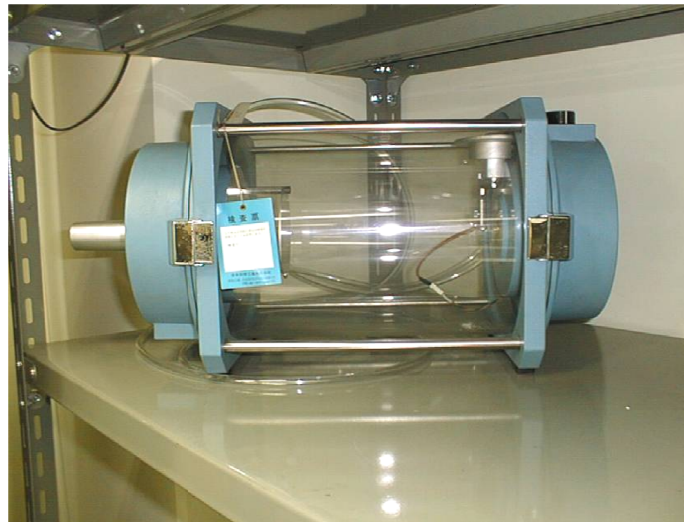
Slika 4-21 FFT analizator ONO-SOKKI CF-5220

Merenje brzina – anemometrija korišćenjem senzora sa užarenim vlaknom – HTL Kyoto

Merenje je vršeno sa jednodimenzionalnim senzorom komercijalno dostupnim od američkog proizvođača TSI Corporation, koji koristi kao senzor volframsku žicu prečnika $4\ \mu\text{m}$, koja je zlatom odvojena od uticaja držača senzora i tako osetljiva dužina senzora svedena na $1.4\ \text{mm}$, što ovom senzoru daje visoku tačnost i pouzdanost merenja jedne komponente brzine u slobodnom strujanju, odnosno apsolutne brzine u tački prostora, pošto je jednodimenzionalni senzor u nemogućnosti da detektuje pravac upadnog vektora brzine na senzoru. Senzor je izabran zbog kompatibilnosti sa ostatkom opreme, pošto su sve komponente sistema bile od istog proizvođača. Senzor se tokom merenja nalazio na kompjuterski upravljivoj traverzi sa mikro stepping motorom koja je imala najsitniji korak od $5\ \mu\text{m}$, što je omogućilo veoma tačno pozicioniranje tokom eksperimenta.



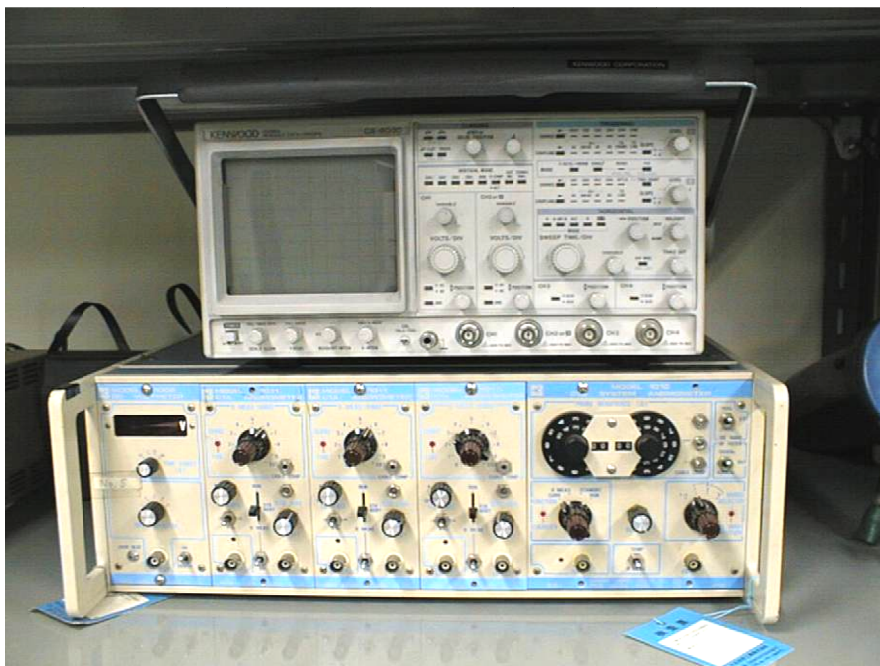
Slika 4-22 Senzor sa držačem senzora



Slika 4-23 Komora za kalibraciju senzora

Brzinsko polje je mereno na više aksijalnih odstojanja od izlaza iz mlaznice (sve do 10 prečnika mlaznice) i u velikom broju pozicija radijalno od ose mlaza. Podaci su skupljani korišćenjem A/D konvertora povezanog na personalni računar. Brzina semplovanja je bila ista u svim eksperimentima i iznosila je 10000 semplova u sekundi, a jedan set podataka je prikupljan u vremenu od jedne sekunde. Prikupljano je najmanje 10 setova podataka svake od merenih brzina. Prikupljene vrednosti su

kasnijom obradom podataka usrednjavane u vremenu i određivane su fluktuacije brzine iz kojih je računat intenzitet turbulencije. Grupa digitalnih fotografija, slika 4-22 do 4-24, prikazuju osnovne elemente sistema za merenje brzina korišćenog u našim eksperimentima merenja brzine metodom anemometrije sa senzorom sa užarenim vlaknom.



Slika 4-24 Anemometar TSI-Kanomax Corp. i Kenwood višekanalni osciloskop

Merenje brzinskog polja u slobodnom mlazu – eksperimentalni plan – HTL Kyoto

Eksperimentalni program merenja brzinskog polja je obuhvatao veoma širok dijapazon geometrijskih i strujnih karakteristika zbog potrebe za preciznim opisivanjem funkcije whistler mlaznice i njenih radnih osobenosti. Za potrebe ovog istraživanja je izrađen set mlaznica prečnika $D=18$ mm, više različitih dužina, zbog toga što je slobodna dužina cevnog dela mlaznice parametar koji direktno utiče na frekvencije samopobude, slike 4-14 i 4-15. U ovom radu će biti prikazan set rezultata merenja sa cevnim mlaznicama dužine $L_p=3D, 6D, 9D$ i $12D$. Debljina zida cevi, za uspostavljanje same funkcije whistler mlaznice bitan geometrijski parametar, je za sve mlaznice iznosio $H=D/8$, koji se nametnuo u preliminarnim ispitivanjima i planiranju eksperimenta gde je probano više različitih debljina. U određivanju svih geometrijskih karakteristika mlaznice išlo se na to da geometrija u potpunosti

odgovara geometriji korišćenoj u najpriznatijim radovima u ovoj oblasti (pre svih radovi Hasan i Hussain, sa Univerziteta u Hjustonu, Teksas) zbog mogućnosti poređenja dobijenih rezultata. Pri tome nije postojala opasnost da se naučni doprinos ograniči ponavljanjem rezultata nečijeg rada, zato što glavni cilj projekta – određivanje karakteristika prelaženja toplote sa zvukom modifikovanog mlaza na podlogu nije istraživan od strane drugih istraživača već je uređaj samo preporučen za korišćenje u te svrhe jer se slutilo da može biti efikasan u tom polju. Serija eksperimenata sa mlaznicama prečnika $D=30$ mm ovde neće biti prikazana jer ostvareni obim eksperimentalnog istraživanja nije bio dovoljno reprezentativan zbog nemogućnosti instalacije da obezbedi dovoljan protok vazduha za širi opseg rada. Reynoldsovi brojevi strujanja koji su obrađeni u eksperimentima sa mlaznicom prečnika 18 mm su se kretali od 48000-95000, što odgovara brzinama na izlazu iz mlaznice 40-90 m/s. Unutrašnji prečnik svih obvojnica koje su korišćene u eksperimentima je odgovarao spoljašnjem prečniku cevnog dela whistler mlaznice, bez zazora između njih, tako da nije postojala mogućnost uvlačenja vazduha.

Tabela 4-4 Geometrijske i strujne karakteristike eksperimenata merenja brzinskog polja u slobodnom mlazu – HTL Kyoto

Prečnik, D [mm]	Dužina, L_p [-]	Reynoldsov broj, Re [-]	Brzina, U [m/s]
18	3D, 6D, 9D, 12D	48000-95000	40-90

Brzinsko polje je mereno na više aksijalnih odstojanja od izlaza iz mlaznice (sve do 10 prečnika mlaznice) i u velikom broju tačaka radijalno od ose mlaza. Podaci su skupljani korišćenjem A/D konvertora povezanog na personalni računar. Brzina semplovanja je i u eksperimentima sa samopobudom i bez nje bila stalna, i iznosila je 10000 semplova u sekundi, a jedan set podataka je prikupljan u vremenu od jedne sekunde. Prikupljano je najmanje 10 setova vrednosti svake od merenih brzina. Prikupljene vrednosti su kasnijom obradom podataka usrednjavane u vremenu i određivane su fluktuacije brzine iz kojih je računat intenzitet turbulencije.

Kao veoma relevantan parametar, u ovim eksperimentima se pratio uticaj Struhalovog broja na karakteristike strujanja. Pošto se kod upotrebe ovog uređaja ne koristi spoljašnji izvor pobude, jedini način za variranje Struhalovog broja je bila

promena brzine na izlazu iz mlaznice, jer se uvek sa određenom geometrijom (odnosno dužinom cevnog dela L_p) dobijala određena frekvencija zvuka, dok se sa smanjenjem brzine menjala samo amplituda zvuka. Na taj način je mogao biti variran Struhalov broj, s tim što postoji razlika između nivoa samopobude koja će kroz pregled eksperimentalnih rezultata biti pokazana.

Merenje brzina – PIV (Particle Image Velocimetry) tehnika merenja brzinskog polja – HTL Kyoto

PIV sistem meri brzinu na osnovu proračuna pomeranja čestica trasera u fluidu u vremenu koristeći pulsirajuće lasere konfigurisane u paru. Laserski snop, uz korišćenje odgovarajućeg optičkog sistema, osvetljava mernu ravan u fluidnom toku, dok se pozicija čestica u mernoj ravni beleži digitalnom kamerom. Samo delić vremena kasnije još jedan laserski puls osvetljava istu mernu ravan a brza kamera beleži drugu sliku iz para slika, koje će služiti za proračun brzinskog polja. Kvantitativna razlika između digitalnih slika u funkciji pomeranja čestica, daje dovoljno informacija o brzinskom polju u stotinama hiljada lokacija u mernoj ravni fluidnog toka istovremeno.

Primena PIV tehnike

PIV tehnika, kako smo već mogli da steknemo utisak iz početnog objašnjenja, predstavlja kombinaciju kvantitativnog određivanja brzine koju smo ranije mogli dobiti korišćenjem LDV (Laser Doppler Velocimetry) tehnike sa mogućnostima savremenih tehnika vizuelizacije u fluidnim tokovima. Kao takva PIV tehnika pruža mogućnosti za otkrivanje skrivenih struktura u fluidnom toku koje je bilo nemoguće identifikovati korišćenjem drugih mernih tehnika.

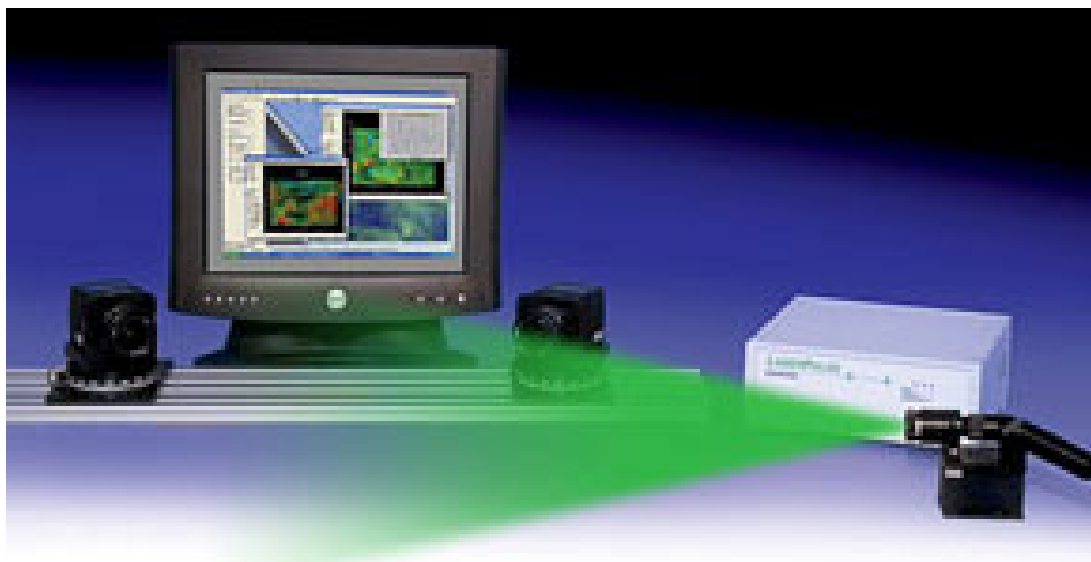
PIV tehnika se može koristiti u svim virtuelnim strukturama koje su optički dostupne, tj. kojima možemo vizuelno pristupiti uz korišćenje odgovarajućeg optičko-laserskog sistema. Primeri korišćenja opisivane merene tehnike su: istraživanje procesa sagorevanja, aerodinamička strujanja u vazduhoplovnoj i auto industriji, nestacionarna aerodinamička i turbulentna strujanja vode u kanalima, simulacije vremenskih promena, kompleksne rotirajuće turbo-mašine i drugi primeri periodičnih tokova, vremenski zavisni tokovi, mlazevi, prepreke, turbulentni smičući slojevi i istraživanje prirodne konvekcije.

Osnovni delovi PIV sistema (TSI POWERVIEW™ PIV)

U ovom poglavlju su data polazna objašnjenja kako pripremiti i izvesti merenje brzinskog polja korišćenjem PIV (Particle Image Velocimetry) sistema. Srce sistema predstavlja par Nd:YAG lasera koji mogu da se koriste u najvećem broju primena kod tokova tečnosti i gasova, čak i za supersonične brzine, zavisno od energije izabranog lasera. U eksperimentima koji su obrađeni u ovom radu korišćeni su laseri američke korporacije TSI LASERPULSE™ Nd:YAG snage 50 mJ/puls, najsnažniji dostupni na tržištu zbog namenjene primene u tokovima tečnosti (drugi projekti).

Tipični PIV sistem zasnovan na korišćenju Nd:YAG lasera (osnovne komponente), slika 4-25:

1. LASERPULSE™ integrisani par Nd:YAG lasera, P=50 mJ/puls, f=15 Hz
2. LASERPULSE™ sistem za sinhronizaciju
3. Optički sistem za korišćenje sa Nd:YAG laserima
4. Kamera: Model PIVCAM 4-30 unakrsno/auto-korelaciona CCD video kamera (rezolucija 768 x 484 piksela, 30 frejmova/sekundi)
5. Veza CCD kamere sa uređajem za skladištenje slika, velike brzine
6. INSIGHT™ PIV Software for Windows® NT – programska podrška proizvođača
7. Personalni računar visokih performansi
8. Odgovarajući sistem za precizno pozicioniranje optičkog sistema
9. Sistem za doziranje česticama u tok fluida



Slika 4-25 **Prikaz PIV sistema koji koristi par Nd:YAG lasera**

Nd:YAG laser

Nd:YAG laseri generišu par laserskih pulseva da osvetle fluidni tok. U najvećem broju sistema, laseri se sinhronizuju tako da svaki od lasera proizvodi jedan puls u paru. Odgovarajući optički sistem koji se sastoji od cilindričnih i sfernih sočiva proizvodi lasersku ravan u fluidnom toku koji se ispituje. Sistem omogućuje veoma kratki vremenski interval između laserskih pulseva, kao i laserski puls odgovarajuće snage da bi skladištene slike dale dovoljnu rezoluciju za proračun brzinskog polja. Po specifikaciju proizvođača sistema mogu se meriti brzine u opsegu 0 do 1000 m/s.

Optički sistem

Standardni optički sistem se sastoji od tri cilindrična i tri sferna sočiva. Uloga seta cilindričnih sočiva je da proizvede divergenciju ulaznog laserskog snopa i stvori lasersku ravan. Divergencija se kontroliše fokalnom dužinom sočiva (što je kraća fokalna dužina laserski snop brže divergira). Set sfernih sočiva kontroliše debljinu laserske ravni izoštravanjem u pravcu normalnom na lasersku ravan. Najuža oblast laserske ravni se najčešće postavlja u oblast od najvećeg interesovanja u fluidnom toku. Nominalna debljina laserske ravni je najčešće 1 mm.

Sistem za sinhronizaciju

Da bi se prikupile reprezentativne slike na osnovu kojih se vrši preračunavanje brzinskog polja u PIV tehnici, laserski puls i kamera moraju biti veoma precizno sinhronizovani, u veoma preciznoj sekvenci i vremenskom intervalu proračunatim na osnovu karakteristika fluidnog toka koji se ispituje. TSI Corporation, USA, računarski kontrolisani LASERPULSE™ sistem za sinhronizaciju povezuje sisteme za proizvodnju laserske ravni, video snimanje i skladištenje snimljenih slika u jedan integrisani i automatizovani sistem. Sistem za sinhronizaciju je računarski kontrolisan preko serijskog RS-232 interfejsa. Sistem omogućuje željeni signal za okidanje koji se prenosi do laserskog modulatora koji kontroliše pulsaciju Nd:YAG lasera u željenoj konfiguraciji (pojedinačno, u paru ili u radu sa više lasera). Sistem za sinhronizaciju omogućuje da se modulator i kamera usklade uzimajući u obzir njihove pojedinačne karakteristike i brzine odziva samih uređaja. Sistem može biti okidan i iz spoljašnjeg izvora što može biti veoma korisno u eksperimentima sa rotirajućim mašinama gde je potrebno fazno usrednjeno merenje. Takođe, za kompleksna ispitivanja koja

uključuju merenje drugih fizičkih veličina, kao recimo temperature i pritiska, zajedno sa PIV merenjem brzinskog polja, sistem za sinhronizaciju može da okida i spoljašnji analogno-digitalni konvertor da bi se sva merenja odvijala u željenim vremenskim intervalima.

PIVCAM 10-30 unakrsno/auto-korelaciona CCD video kamera



Slika 4-26 PIV unakrsno/auto-korelaciona CCD video kamera model: TSI PIVCAM 10-30

PIVCAM 10-30 unakrsno/auto-korelaciona CCD video kamera, slika 4-26, ima rezoluciju 1Kx1K piksela i brzinu snimanja od 30 slika u sekundi. Budući da tačnost PIV tehnike direktno zavisi od rezolucije sakupljenih slika korišćena može se zaključiti zašto je proizvođač bio prinuđen da poveća veličinu video čipa koji je sastavni deo ove kamere. Kamera ima mogućnost da prikupi dve uzastopne slike sa veoma malim vremenskim intervalom između njih. Vremensko kašnjenje između dva uzastopna laserska pulsa mogu biti manja od $0.5 \mu\text{s}$. Dve uzastopno prikupljene slike se zatim analiziraju korišćenjem unakrsno-korelacione tehnike i dobija se slika brzinskog polja. Ova tehnika omogućava da se računa vektorsko polje i bez promene pravca vektora, tako da dodatni uređaj za veštačko pomeranje slike nije potreban kad se koriste CCD kamere sa unakrsno-korelacionim karakteristikama.

Karakteristike kamere Model 630046 korišćene u eksperimentima merenja brzine PIV tehnikom

Imaging device	Progressive scanning interline transfer CCD with microlens
Total pixels	1024 (H) x 1024 (V)
Light sensitive pixels	1008 (H) x 1018 (V)
Pixel size	9.0 mm x 9.0 mm
Center-to-center pixel spacing	9.0 mm, vert. and horiz. (60 percent fill factor)
Active area for the imager	9.07 mm (H) x 9.16 mm (V)
Pixel clock rate	20 MHz

Camera Control and Output

Frame rate	30 frames/sec maximum; single frame user-definable via trigger pulse
Control settings	Free Run; Triggered Exposure, Triggered Double Exposure
Control interface	Via serial interface, RS-232, or RS-422
Video output	8-bit digital

Camera Body

Lens mount	F-mount
Camera interconnects	
Digital interface	68-pin SCSI-2B/AIA standard high density, dual row D
Power	2-pin LEMO (DC input)
Strobe out	SMA
Trigger in	SMA
Dimensions	17.5 cm x 7.6 cm x 8.4 cm (6.9 in. x 3 in. x 3.3 in.)
Power required	10 to 30 VDC, 10 Watts (AC convertor supplied)
Weight	1.9 kg (4.25 lb)
Tripod mounts	1/4-20 threads and 3/8-16 threads
Operating temperature	0 to 40°C (32 to 104°F) non-condensing
Storage temperature	-25 to +80°C (-13 to 176°F) non-condensing

Model 610044 lens (included with the Model 630046 camera)

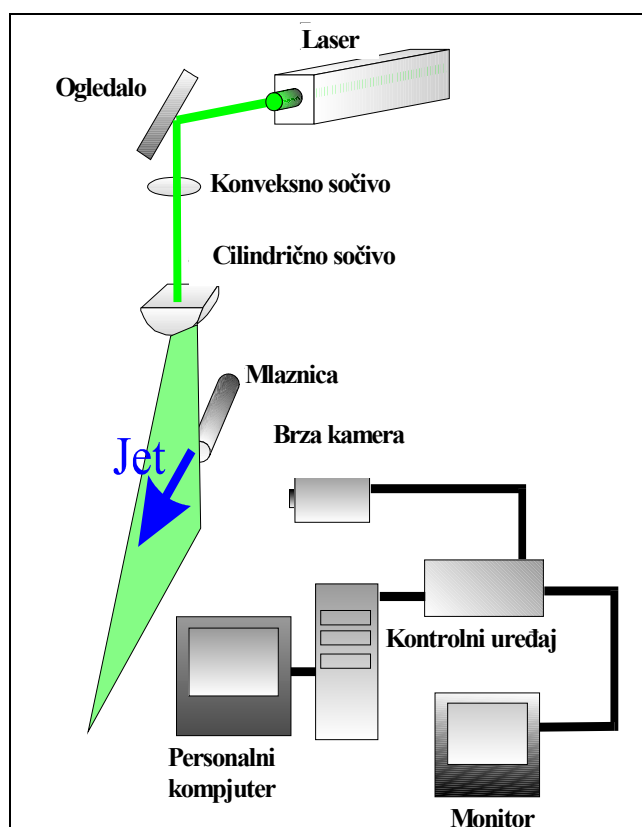
Type	Nikon Micro-Nikkor 60/F2.8 lens
F-stop number	2.8 to 32
Working distance	0.22 m to infinity
Mount	F-mount

Vizuelizacija fenomena – HTL Kyoto

U eksperimentima vizuelizacije kada je radni fluid vazduh se najčešće koristi dim, pri čemu se pod ovim pojmom podrazumeva ceo spektar dimolikih materijala kao što su to pare, isparenja i magle. Dim koji se generiše mora zadovoljavati mnoštvo sigurnosnih osobina ali i obavezan nivo reflektovane svetlosti da bi se struktura mogla i fotografisati. Posebno je važno da dim na neki način ne naruši fenomen od interesa, ili vazdušni tunel kroz koji prolazi. Jedan od najznačajnijih sigurnosnih kvaliteta koji mora biti zadovoljen je apsolutna netoksičnost dima, čak i u slučaju ne izlaganja osoblja pod njegov uticaj tokom rada. Veliki broj materijala su se sa uspehom koristili u dosadašnjoj praksi, kao što su to: dim od sagorevanja duvana, specijalnih vrsta drveta, stabljike žitarica, produkti reakcija različitih hemijskih supstanci kao što su titanium tetrahlorid i vodena para, kao i produkti isparavanja hidrokarbonskih ulja. Čestice dima moraju biti što manje moguće da bi mogle striktno da prate strujnu sliku koja se ispituje. Isto tako čestice moraju biti dovoljno velike da sa uspehom reflektuju dovoljan nivo svetlosti sa svoje površine da bi mogle biti detektovane optičkim uređajima. Opšte je prihvaćeno da veličina čestica koje se upotrebljavaju u eksperimentima vizuelizacije treba da bude reda veličine 1 μm , dok se isto tako zna da čestice manje od 0,15 μm ne reflektuju dovoljno svetlosti da bi bile detektovane.

Kao izvor svetlosti se mogu koristiti razne blic lampe, strobo lampe dok se u današnje vreme najčešće koriste jaki laseri, kontinualni ili pulsni, najčešće sinhronizovani sa fotografskim delom sistema.

Foto kamere su korišćene godinama za procese vizuelizacije fenomena pri čemu se specijalno moralo voditi računa o vremenu ekspozicije, koji je morao odgovarati prirodnoj frekvenciji fenomena koji se prati. Sa razvojem tehnike, u današnje vreme su dostupne brze kamere, sa brzinom snimanja od čak nekoliko stotina hiljada frejmova u sekundi, tako da se njihovim korišćenjem mogu sa uspehom vizuelizovati i veoma brze pojave. Šematski prikaz eksperimentalne postavke u eksperimentima vizuelizacije dat je na slici 4-27.



Slika 4-27 Šematski prikaz sistema i eksperimentalne postavke za vizuelizaciju fenomena

Sistem koji je korišćen u eksperimentima vizuelizacije se sastojao od:

1. Brze kamere sa uređajem za kontrolu i skladištenje fotografija, EASTMAN KODAK EKTAPRO HS motion analyzer model 4540, koji je imao memorijski kapacitet od 64 MB i sve se skladištilo u dinamičku memoriju kamere DRAM, odakle se po uspešnom eksperimentu moglo prebacivati na fiksni disk računara vezanog za sistem. Maksimalna brzina fotografisanja, koju ova kamera dozvoljava je bila 46000 frejmova u sekundi. Fotografije su gray level sa 256 boja u gradaciji, 8-mo bitne, sa rezolucijom od 256x256 pixela po inču. Svi eksperimenti su rađeni sa brzinom fotografisanja od 4500 frejmova u sekundi, što je bila i najveća moguća brzina za fotografisanje u punoj veličini frejma. Ukupno vreme prikupljanja imidža je moglo biti 0.22 s, što znači da se pri ovoj brzini moglo se prikupiti ukupno 1024 fotografije.
2. Laser koji je služio kao izvor svetlosti u eksperimentima vizuelizacije je bio kontinualni YAG laser, proizvođača Spectra-Physics, model Millenium sa

talasnom dužinom od 532 nm i maksimalnom izlaznom snagom od 5 W, što ga svrstava u snažne lasere. Prečnik laserskog snopa je bio 2 mm, a pomoću specijalnog ekspandera snop se proširivao na prečnik od 6 mm sa minimalnim gubitkom snage.

3. Optički sistem koji se sastojao iz ogledala, konveksnog sočiva fokusne daljine od 600 mm i cilindričnog sočiva fokusne daljine od 19 mm je korišćen za precizno širenje laserskog snopa i formiranje površi koja je osvetljavala željeni deo mlaza.
4. Uređaj za pravljenje dima u eksperimentima vizuelizacije je bio proizvod Dainitikonougyou, Porta Smoke uređaj koji je bio sposoban da proizvede 36 m³ dima u sekundi, isparavanjem jedne vrste hidrokarbonskog ulja, totalno bezopasnog za udisanje od strane eksperimentatora. Uređaj, inače, ne spada u klasičnu opremu za laboratorijski rad, već se koristi u šou biznisu za zadimljavanje prostorija ili koncertnih dvorana. Pretpostavka istraživača je bila da za potrebe našeg eksperimenta ovaj uređaj potpuno zadovoljava svojim karakteristikama, što se pokazalo kao veoma opravdano.

Grupa digitalnih fotografija, slika 4-28 do 4-30, prikazuju osnovne delove i eksperimentalnu postavku korišćenog sistema za vizuelizaciju.



Slika 4-28 Kontrolni uređaj, digitalna memorija, PC i monitor



Slika 4-29 YAG Laser i brza kamera



Slika 4-30 Optički set za kontrolu laserskog polja

Merenje temperature tehnikom termohromskih tečnih kristala (Thermochromic Liquid Crystals)

Savremena istraživanja i inženjerska ispitivanja zahtevaju merenje temperaturske raspodele na određenoj površini koja je predmet istraživanja. Konvencijalna metoda koja je odavno u primeni je postavljanje uklopljenih termoparova na površinu, ali to predstavlja merenje temperature samo na mestu gde se nalazi glava termopara. Kada je merenje u samo nekoliko tačaka nedovoljno najčešće se koristila infracrvena kamera. Ova tehnika ne može biti primenjena kad je površina koja je interesantna, naprimer, ispod neke tečnosti koje najčešće nisu propusne za infracrvene zrake. Još jedna je mana ove tehnike, visoka cena. Tehnike koja koriste termohromske tečne kristale (Thermochromic Liquid Crystals – TLC) ili lasersku fluorescenciju mogu biti dobar izbor u tim slučajevima.

Korišćenje TLC-a je zasnovano na osobinama ovih materijala da menjaju svoju boju u zavisnosti od temperature kojoj su izloženi. Kada se TLC materijal izloži temperaturi T_{rs} , temperature “crvenog starta”, tečni kristali počinju da gube svoju providnost. Usled zagrevanja ovim materijala oni gradualno menjaju svoju boju od sive, preko crvene, žute i zelene. Ako im se temperature približi vrednosti T_{bs} , temperaturi “plavog starta”, polako im boja prelazi u plavu. Kada dalje povećavamo temperature sva boja polako nestaje i tečni kristali ponovo vraćaju svoju osobinu providnosti. Materijali sa ovim osobinama su komercijalno dostupni u oblicima boja, tankih folija u obliku filma ili u obliku granula sa temperaturom T_{rs} od 30 °C do 120 °C radnim opsegom $T_{bs} - T_{rs}$ u opsegu 0.5 °C do 30 °C (proizvođač Hallcrest, Inc., USA).

TLC metod se koristi već jedan broj godina za vizuelizaciju, merenje temperaturskog polja kao i merenje koeficijenta prelaženja toplote, kao što se može videti iz Hoogendoorn, 1977, Goldstein i Timmers, 1982, Baughn i Shimizu, 1989, Camci, 1994, Farina i dr., 1994 i Nakabe i dr., 1998. Ključna stvar u metodi je što verniji način prikazivanja boje tečnog kristala u zavisnosti od temperature kojoj su izloženi. Gore pomenuti radovi koriste različite tehnike za to, počev od pionirskih radova Hoogendoorn, koji je koristio vizuelno upoređivanje sa nekim postojećim setovima boja, preko crno-bele kamere koju koriste Goldstein i Timmers za dobijanje analognih fotografija sa kojih su određivanje izoterme kao najsajnije linije u polju. Istu tehniku primenjuju i Baughn i Shimizu uz dodatno korišćenje tehnike filterovanja kojom su detaljnije određivali izolinije u temperaturskom polju.

Noviji radovi koriste kolor kamere i računarske metode za obradu digitalnih fotografija. Digitalne fotografije se sastoje iz određenog broja piksela čija je boja određena iz tri komponente boje R, G, B (crvene, zelene i plave) za koje se može reći da predstavljaju vektor boje koji se dalje može predstaviti skalarnom vrednošću intenziteta boje H (hue, eng.). Kalibracijom se može odrediti zavisnost $H = H(T)$ u željenom opsegu radnih temperature, kao što to predlažu Camci i Farina i dr. Mnogo kompleksniji algoritam je predložen u radu Nakabe i dr., metodu razvijenu u HTL u Kjotu, koji uključuje model zasnovan na korišćenju neuronskih mreža za određivanje zavisnosti boje od temperature bez korišćenja intenziteta boje, već se radi po svakoj R, G, B komponenti boje posebno.

Camci (1994) i Farina i dr. (1994) je standardna metoda pri korišćenju TLC-a. Ipak, ova metoda ima neke značajne nedostatke:

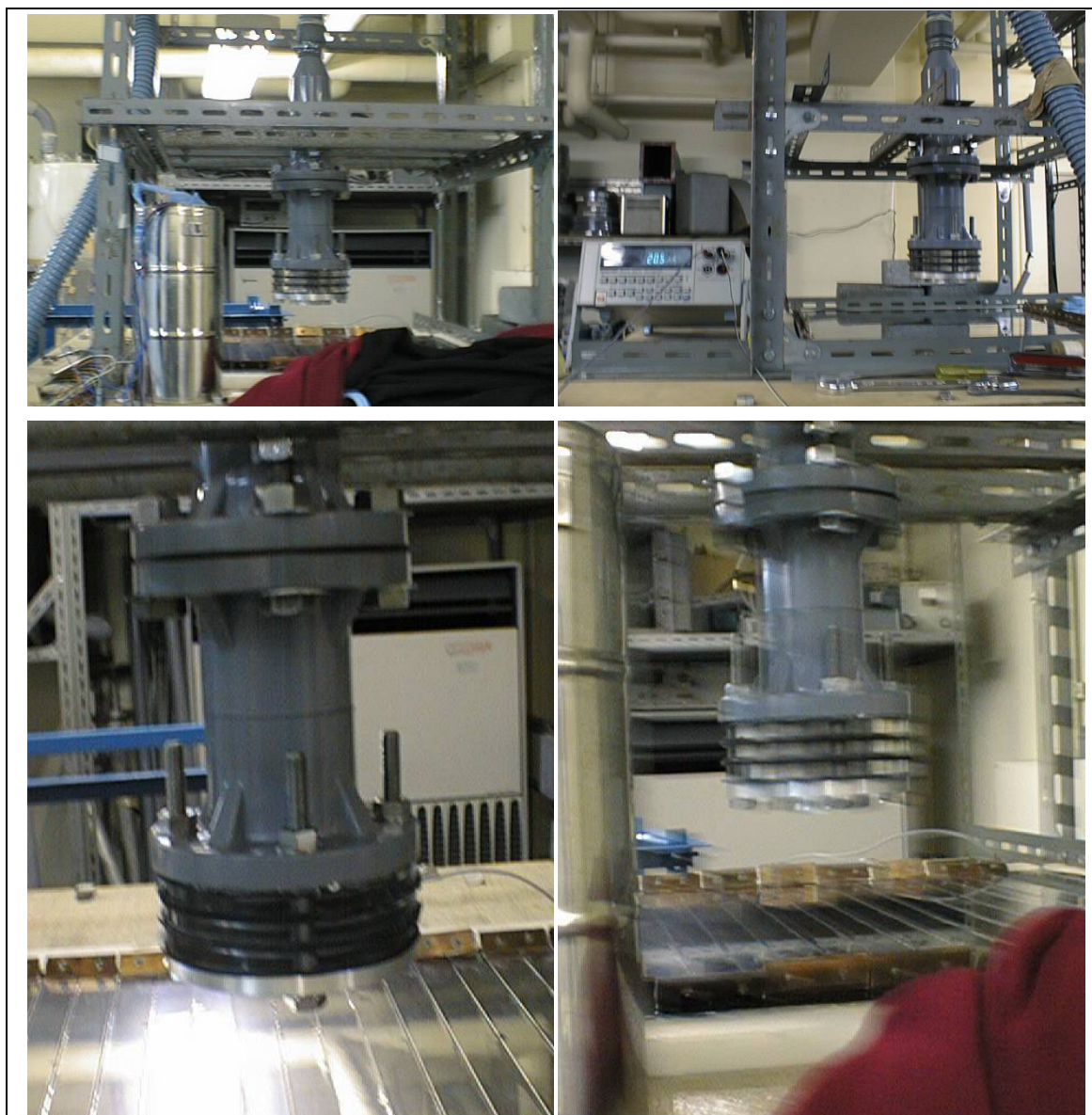
1. za temperature preko T_{bs} , vrednost intenziteta H se veoma malo menja iako sam tečni kristal ima još određenu osetljivost na promenu boje, što značajno utiče na primenljivost metode.
2. funkcija $H = H(T)$ veoma često ima diskontinuiteta. Ova funkcija odgovara određenom uglu u trodimenzionalnom R, G, B polju a ovi diskontinuiteti se javljaju kad ugao pređe vrednost od 360° .

U teoriji boja, intenzitet nije odgovarajuća kvantitativna vrednost za opisivanje boje te zbog toga metoda koju preporučuju Nakabe i dr. daje veće izgleda za uspeh zato što u karakterisanju boje koristi sve tri komponente odvojeno bez redukcije na jednu vrednost kao što je to intenzitet boje. Metod prevazilazi problem osetljivosti u plavoj oblasti ali isto tako se mora napomenuti da korišćenje algoritma sa neuronskim mrežama gubi fizički pristup zavisnosti boje od temperature.

Veoma važan faktor koji direktno utiče na tačnost i primenljivost same metode je kvalitet svetlosti kojom se osvetljava površina sa tečnim kristalima. Svetlost mora biti ista prilikom kalibracije i samog merenja, ukoliko to nije slučaj neće biti verno prikazana zavisnost boje i temperature koja je definisana kalibracijom. Ako to nije moguće ostvariti postoje različite metode da se razlika između kalibracionog osvetljenja i mernog osvetljenja nekako uračuna i kompenzuje.

Eksperimentalna instalacija za merenje tehnikom tečnih kristala

Eksperimentalna instalacija za merenje koeficijenta prelaženja toplote sa ravne zgrejane podloge na mlaz vazduha koji udara normalno na nju, korišćenjem tehnike tečnih kristala, je prikazan na slici 4-31.

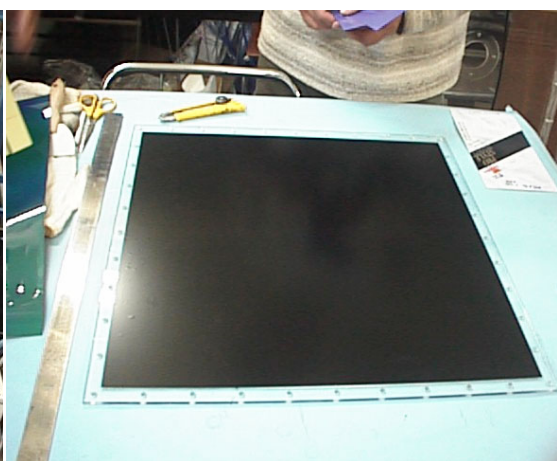
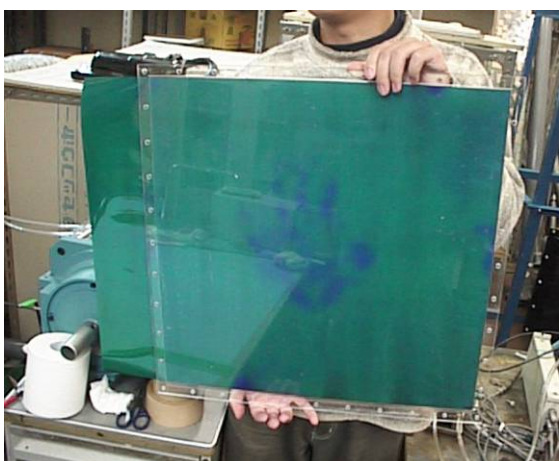
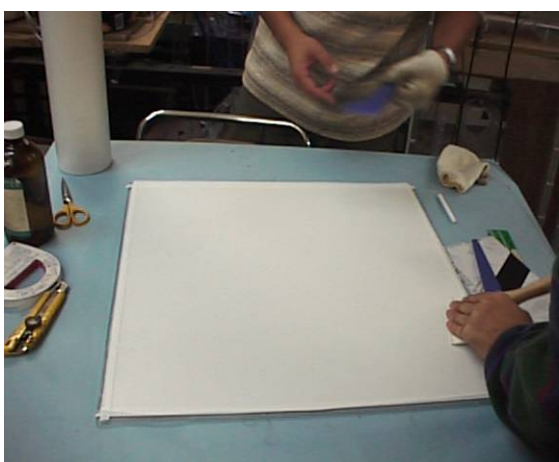
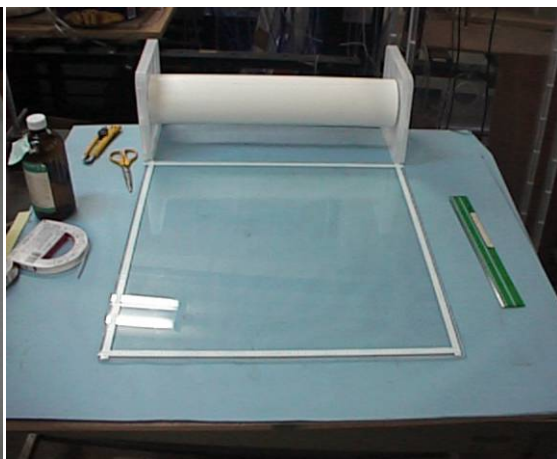
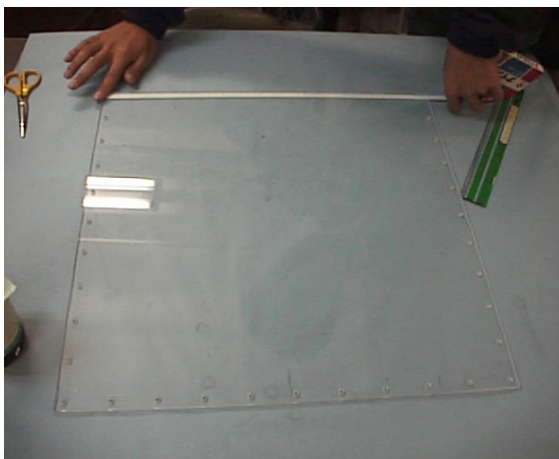


Slika 4-31 Eksperimentalna instalacija u HTL Kyoto za merenje koeficijenta prelaženja toplote tehnikom tečnog kristala – TLC

Postupak izrade udarne podloge sa tečnim kristalima za eksperimente merenja koeficijenta prelaženja toplote sa ravne zagrejane podloge na mlaza vazduha koji udara normalno na nju, je opisan kroz sledeće korake i prikazan kroz seriju digitalnih fotografija, slika 4-32:

- 1. Kao podloga se koristi 2 sloja od pleksiglasa (u našem slučaju 60 x 50mm) debljine 5 mm (za eksperimente sa vazduhom ovo je dovoljna debljina zato što je u eksperimentu sa obe strane vazduh i nije tako velika razmena toplote između*

- fluida i materijala; u eksperimentima sa tečnostima koristi se pleksiglas debljine 15 mm što u svakom slučaju smanjuje njegovu providnost) između kojih se nalazi mali izolacioni sloj vazduha (apsorber za vlagu je ubačen između dva sloja),*
- 2. na pleksiglasu se označi veličina polja od tečnog kristala (najbolje je koristiti lepljivu traku koju kasnije možemo odstraniti),*
 - 3. površina pleksiglasa se očisti alkoholom i uklone se sve nečistoće koje mogu da naruše kvalitet digitalnih fotografija,*
 - 4. preko očišćene površine se prelepi tanka providna folija koja je lepljiva sa obe strane (vrlo osetljiv deo posla jer ne sme da bude vazdušnih čepova koji se mogu videti na digitalnoj fotografiji, što naravno, mnogo zavisi od rezolucije korišćene kamere) koja će služiti za pričvršćavanje folije sa tečnim kristalima za podlogu od pleksiglasa,*
 - 5. folija se iseče na označenu veličinu,*
 - 6. sa folije sa tečnim kristalom se skine zaštita i vrlo pažljivo se prelepi preko folije, takođe pazeći da ne ostane vazdušnih čepova između dve folije,*
 - 7. izvrši se probni snimak sa video kamerom u posebno zamračenoj komori. Ovaj deo je izuzetno važno uraditi zato jer još nije kasno otkloniti moguće nedostatke, a samo jedna folija sa tečnim kristalima ove veličine košta približno 800 €,*
 - 8. posle uspešne kontrole pristupa se lepljenju tankih samolepljivih traka (15 μ m) od nerđajućeg čelika, preko senzora od tečnog kristala. Trake su širine 25 mm, a ostavlja se duže na krajevima i ti krajevi se ne lepe. Trake se ređaju tako što se oznaci sredina senzora i tačno na sredinu se postavi prva traka. Ostale se lepe na levu i desnu stranu sa razmakom od oko 1 mm između njih,*
 - 9. konačno, postavljaju se konektori za povezivanje ovako improvizovanog grejača od traka od nerđajućeg lima, čijim se priključenjem na naizmeničan napon ostvaruje željeni toplotni fluks sa udarne podloge.*



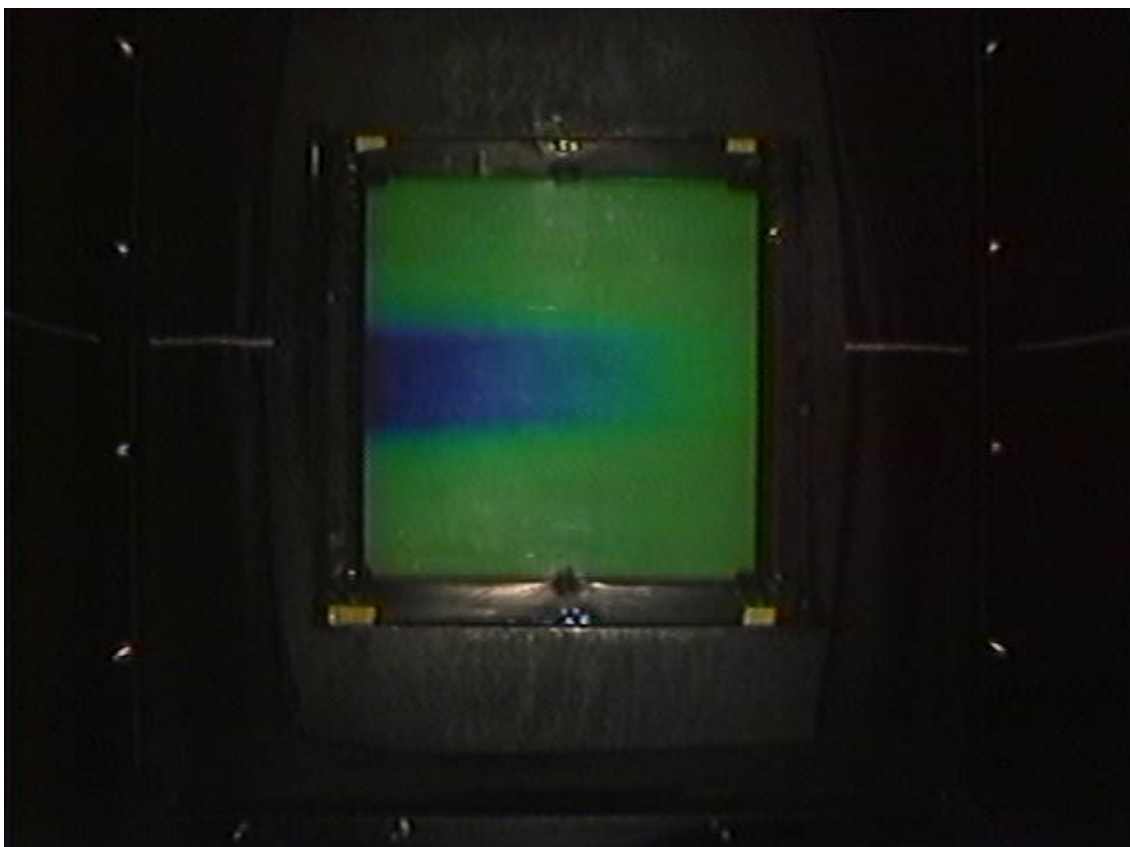


Slika 4-32 Postupak izrade test sekcije udarne ploče sa tečnim kristalima

Digitalna fotografija se snimala korišćenjem SONY CCD kamere rezolucije 2Mpix koja je bila direktno povezana sa PC računarom tako da se digitalna fotografija direktno smešala na tvrdi disk računara a bila je postavljena u svetlosno izolovanoj komori direktno ispod sekcije sa udarnom pločom. Foliya se sa donje strane osvetljavala fluorescentnim svetlom koje proizvodi svetlost uniformnog intenziteta a pri tom i ne zagreva okolinu. Pri tome se vodilo računa da na digitalnim fotografijama nema refleksije od izvora svetlosti na podlozi od plexiglasa.

Kalibracija tehnike merenje je obavljena uz korišćenje specijalno konstruisanog kalibracionog panela koji je bio bakarna ploča konstantne debljine koja je bila prikačena na naizmenični napon koji se mogao kontrolisati preko varijaka i na taj način je mogla da se kontroliše snaga grejanja. Kalibraciona sekcija je bila vodom hladena samo sa jedne uže strane, tako da se na taj način moglo ostvariti

temperatursko polje ispod kalibracione sekcije od neke maksimalne temperature sa nehlađene strane do najniže na hlađenoj strani kalibracione sekcije. Temperatura rashladne vode je veoma precizno kontrolisana korišćenjem izmenjivača toplote. U osi bakarne ploče su veoma precizno bili uklopljeni 18 termoparova tipa K, čije su glave bile izolovane od materijala ploče, čije vrednosti i tačna pozicija su korišćenje u procesu kalibracije. Tipičan imidž koji se dobijao u procesu kalibracije je prikazan na slici 4-33.



Slika 4-33 Tipična slika sa kalibracije za eksperimente određivanja koeficijenta prelaženja toplote upotrebom tehnike termohromskih tečnih kristala

5. REZULTATI EKSPERIMENTALNIH ISTRAŽIVANJA

5.1 Merenje početnih karakteristika mlaza – HTL Kyoto

Merenje početnih karakteristika mlaza na izlazu iz mlaznice podrazumeva merenje unutar graničnog sloja na izlazu iz mlaznice. Za potrebe ovog eksperimenta korišćen je veoma precizan traverzni mehanizam na kome je bio montiran držač sa senzorom i koji je imao najmanji moguć ostvarljiv pomeraj od $5 \mu\text{m}$, što je u potpunosti omogućavalo merenje unutar graničnog sloja na izlazu iz mlaznice. Željeno pomeranje traverznog mehanizma se ostvarivao preko računarom upravljane daljinske komande.

Značajne vrednosti koje treba uzeti u obzir prilikom određivanja početnih karakteristika mlaza:

- debljina istiskivanja graničnog sloja na izlazu iz mlaznice

$$\delta = \int_0^{\infty} (1 - U/U_e) dy_1 \quad (5.1)$$

- debljina gubitka impulsa (kod nekih autora debljina količine kretanja)

$$\theta = \int_0^{\infty} (U/U_e) (1 - U/U_e) dy_1 \quad (5.2)$$

- formparametar, tj. parametar oblika

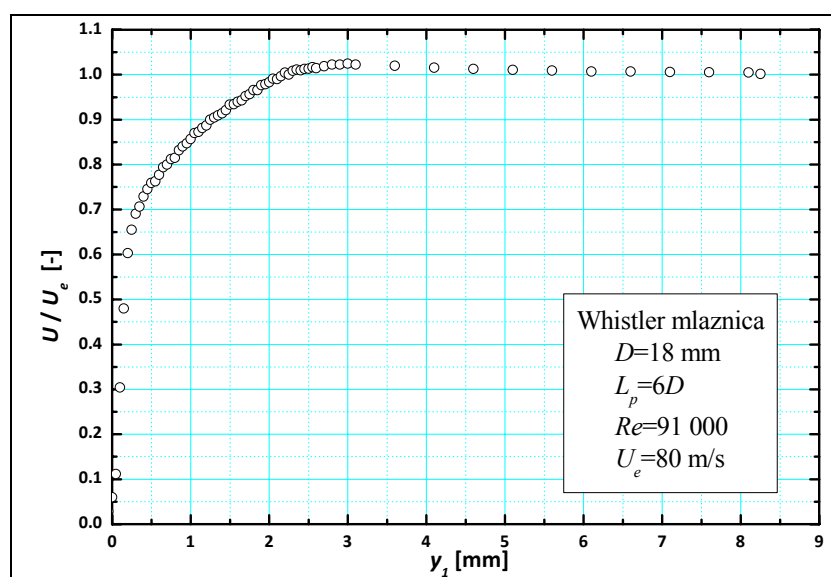
$$H = \delta / \theta \quad (5.3)$$

gde je y_1 – rastojanje od unutrašnje površi mlaznice mereno ka osi mlaza, U_e je srednja brzina na izlazu iz mlaznice.

Struhalov broj definisan na osnovu frekvencije samopobude – f , prečnika mlaznice – D i srednje brzine na izlazu iz mlaznice – U_e je:

$$St_D = \frac{fD}{U_e} \quad (5.4)$$

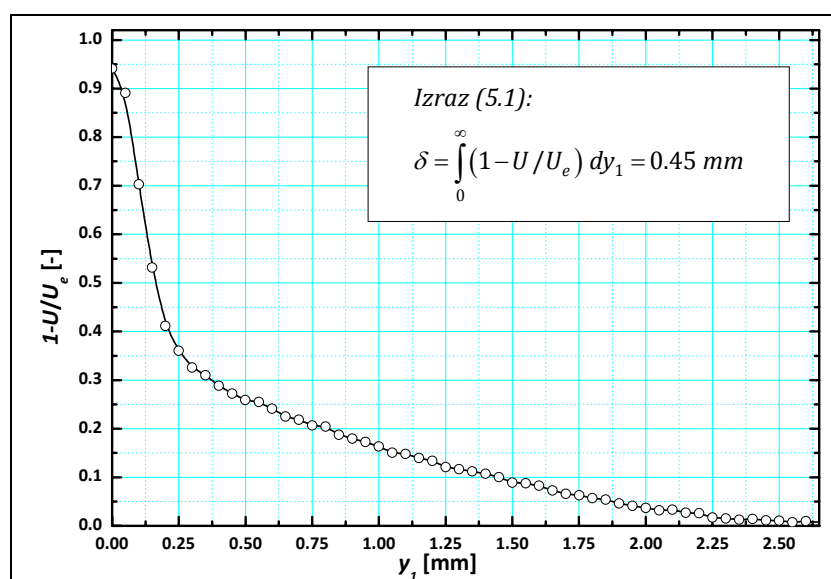
Kao reprezent velike sopstvene eksperimentalne baze podataka početnih uslova strujanja na izlazu iz mlaznice uzmimo samo jedan od eksperimenata sa whistler mlaznicom prečnika cevnog dela mlaznice $D=18$ mm, i dužinom cevnog dela mlaznice $L_p=6D$. Reynoldsov broj strujanja u ovom eksperimentu je 91000, što odgovara brzini na izlazu iz mlaznice od preko 80 m/s. Ovi uslovi strujanja su se pokazali kao jedan od najreprezentativnijih za funkcionisanje whistler mlaznice, što će kasnije biti pokazano, i zato su ovde prikazana kao reprezent izmerenih početnih uslova strujanja.



Slika 5-1 Normalizovana srednja brzina u izlaznom preseku cevne mlaznice u slučaju bez samopobude

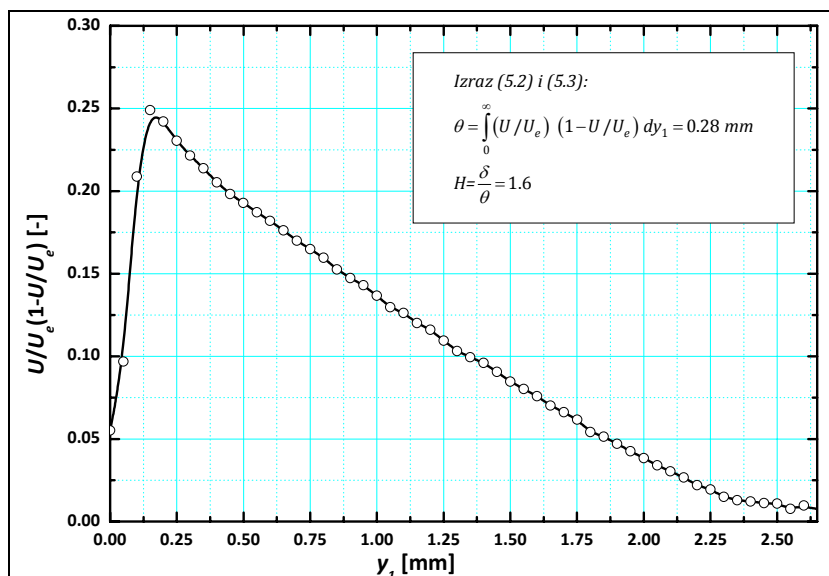
Na slici 5-1, je prikazana normalizovana srednja brzina u funkciji rastojanja od zida mlaznice. Izmereni profil brzine pokazuje izgled karakterističan za turbulentna strujanja. Na slici su prikazane sve izmerene eksperimentalne tačke da bi se

prikazala detaljnost obavljenog merenja posebno u oblasti smičućeg sloja, s tim što je merenje obuhvatilo tačke samo do ose mlaza ($y_1=D/2=9\text{ mm}$) zbog osnosimetričnosti problema. Na osnovu izmerenih vrednosti srednje brzine u izlaznom preseku mlaznice u slučaju bez samopobude i potrebnim procesiranjem rezultata došlo se do zaključka da su početni uslovi strujanja turbulentni, tako da za sve u ovom radu prikazane rezultate važi da se oni odnose na turbulentne početne uslove strujanja. Debljina istiskivanja graničnog sloja na izlazu iz mlaznice, δ , dobijena određivanjem površine ispod krive prikazane na slici 5-2 iznosila je 0.45 mm, dok je debljina gubitka impulsa, θ , dobijena na isti način, izračunavanjem površine ispod krive prikazane na slici 5-3 je za ovaj slučaj strujanja iznosila 0.28 mm. Na osnovu ove dve vrednosti izračunati faktor oblika iznosi $H=1.6$ što odgovara turbulentnom slobodnom mlazu.⁵



Slika 5-2 Zavisnost veličine $1-U/U_e$ u funkciji od rastojanja od zida mlaznice. Debljina istiskivanja graničnog sloja iznosi $\delta=0.45\text{ mm}$.

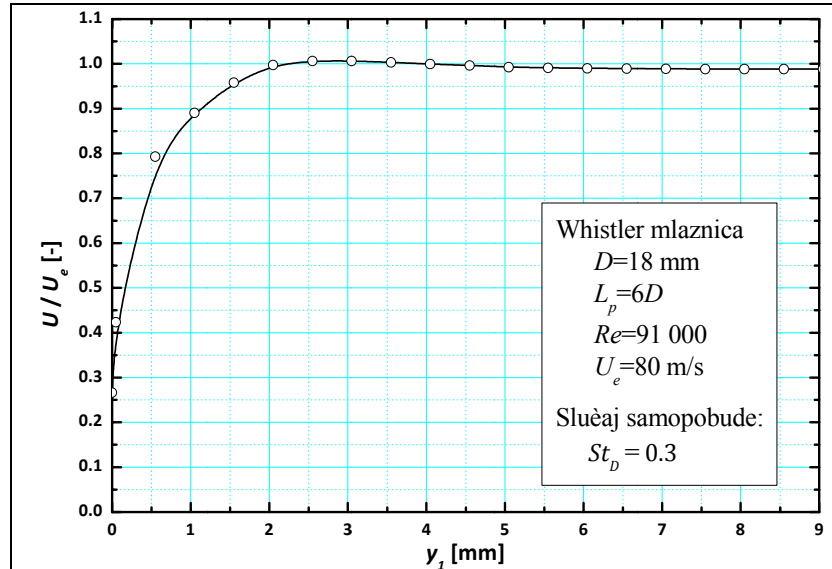
⁵ Vrednosti parametra oblika za laminarno i turbulentno strujanje se razlikuju u stručnoj literaturi (postoje razlike zavisno od upotrebene eksperimentalne tehnike, načina obrade eksperimentalnih podataka i sl.) ali se može reći da je vrednost H za laminarno strujanje ima vrednost >2.2 , dok se vrednosti za turbulentno strujanje kreću u opsegu 1.3-1.7. Vrednosti između predstavljaju tranziciju u turbulenciju. Pogledati rad David W. Weyburne, 2008.



Slika 5-3 Promena veličine $U/U_e(1-U/U_e)$ u funkciji od rastojanja od zida mlaznice na osnovu koje su, saglasno izrazima (5.2) i (5.3) izračunate vrednosti $\theta=0.28$ mm i $H=1.6$

Na osnovu izmerenog profila brzina u izlaznom preseku cevne mlaznice u prisustvu obvojnice i sa samopobudom frekvencijom od $f=1270$ Hz, što odgovara vrednosti Struhalovog broja od 0.30 - prikazane na slici 5-4, izračunate su vrednosti $\delta=0.37$ mm i $\theta=0.24$ mm. Dakle, možemo zaključiti da samopobuda smanjuje vrednosti debljine istiskivanja graničnog sloja, kao i debljine gubitka impulsa, međutim izračunati parametar oblika $H=1.58$ i dalje govori da se radi o turbulentnom strujanju. Prikazani sopstveni rezultati verifikacije početnih uslova u potpunosti su u saglasnosti sa rezultatima drugih autora, kao naprimer, Hasan i Hussain, 1982.

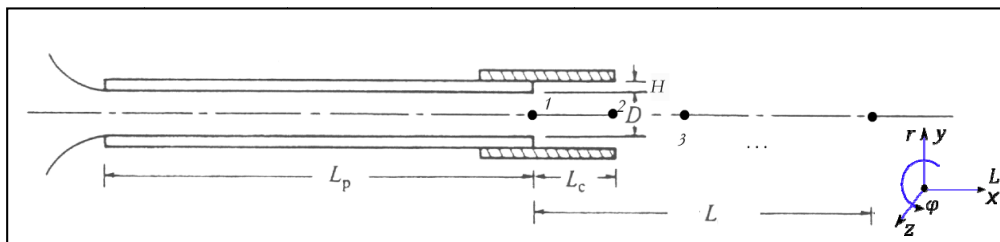
Sa stanovišta eksperimenta i zaključaka koji će proisteći analizom dobijenih rezultata bilo je veoma bitno ispitati početne uslove strujanja u slučaju sa i bez samopobude zbog potvrde pretpostavke da se fluidni tok bez samopobude i sa samopobudom mogu porediti. Samopobuda, dakle, ne menja režim strujanja, jer strujanje i dalje ostaje turbulentno, kao što je to bio slučaj i bez samopobude u mlazu.



Slika 5-4 Normalizovana srednja brzina u izlaznom preseku cevne mlaznice u slučaju samopobude $St_D \approx 0.3$

5.2 Merenje brzine duž ose slobodnog mlaza - HTL Kyoto

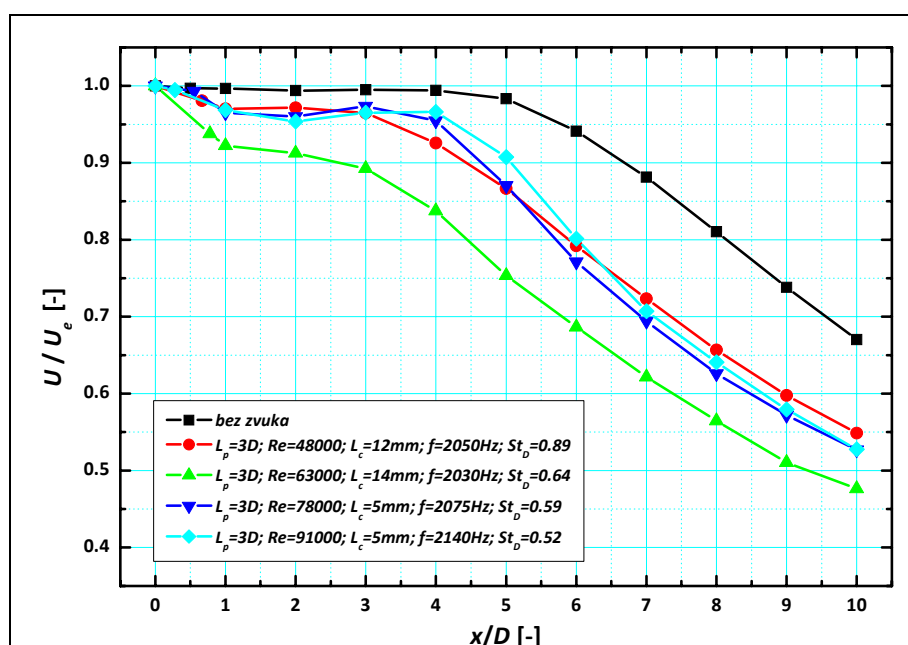
Profili srednje brzine u aksijalnom pravcu su mereni u više pozicija na osi mlaza: na izlazu iz cevnog dela mlaznice, pozicija 1 na slici 5-5, na izlazu iz dela obvojnice, pozicija 2 na izlazu iz obvojnice, i u više tačaka sve do aksijalnog rastojanja od $10D$. Sa slike se vidi da je merodavno aksijalno rastojanje, $x \geq L$, uvek mereno od izlaza iz cevnog dela mlaznice (pozicija 1) nezavisno od toga da li je preko cevne mlaznice prevučena obvojnica u slučajevima strujanja modifikovanih samopobudnim zvučnim oscilacijama. Prisustvo anemometarske sonde unutar obvojnice mlaznice, u eksperimentima sa samopobudom, ne narušava u velikoj meri strujnu sliku što je potvrđeno i održanjem nepromenjene frekvencije zvučnih oscilacija tokom merenja u poziciji 1, slika 5-5.



Slika 5-5 Osnovne geometrijske veličine relevantne za merenje vrednosti brzina u tačkama na osi mlaza

Profili srednje brzine u aksijalnom pravcu na osi mlaza normalizovane brzinom na izlazu iz cevnog dela mlaznice u funkciji normalizovanog aksijalnog odstojanja od izlaza iz cevnog dela mlaznice prikazani su za $L_p=3D$ na slici 5-6, za $L_p=6D$ na slici 5-8, za $L_p=9D$ na slici 5-10 i za $L_p=12D$ na slici 5-12, dok su odgovarajuće nizstrujne raspodele intenziteta turbulencije u tačkama na osi mlaza predstavljene na slikama 5-7, 5-9, 5-11 i 5-13.

Profili normalizovane srednje brzine u aksijalnom pravcu na osi mlaza za whistler mlaznicu sa dužinom cevnog dela mlaznice $L_p=3D$, prikazani na slici 5-6, odgovaraju opsegu Reynoldsovih brojeva strujanja 48000-91000, što je odgovaralo promeni Strouhalovog broja samopobudnih oscilacija u intervalu 0.52-0.89. Raspodele normalizovane srednje brzine nepobuđenog mlaza nisu pokazivale značajnije razlike pri povećanju brzine strujanja, i na slici je nepobuđeni mlaz predstavljen samo jednom krivom, kao što će biti prikazano i na ostalim slikama koje prikazuju druge geometrije whistler mlaznice. Profil normalizovanih srednjih brzina u aksijalnom pravcu nepobuđenog mlaza, prikazan crnom bojom na Slici 5-6, ima karakterističan oblik za isticanja radnog fluida iz mlaznice.



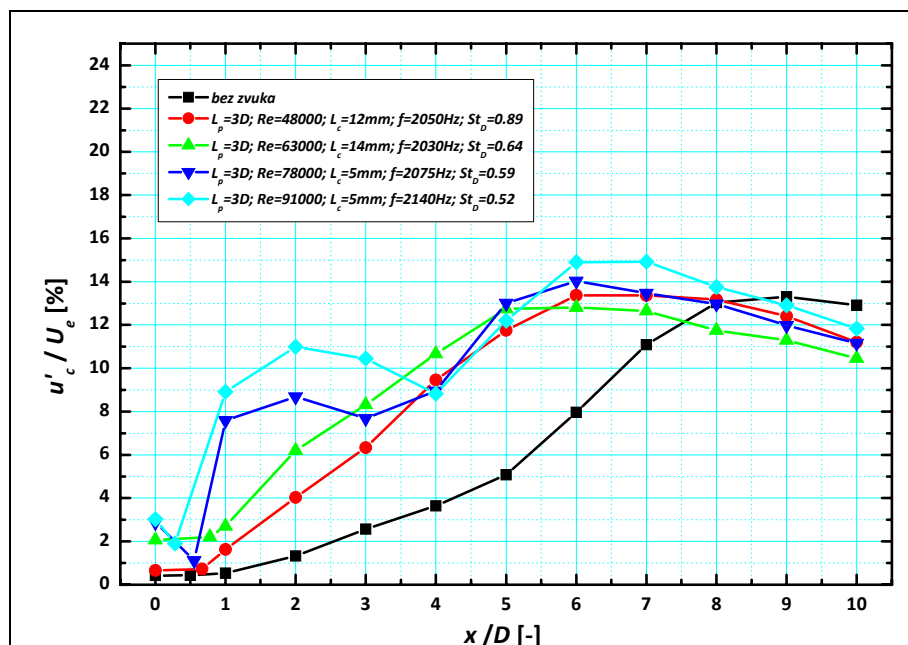
Slika 5-6 Uticaj Strouhalovog broja samopobudnih oscilacija na profil normalizovane srednje brzine u aksijalnom pravcu na osi mlaza za cevnu mlaznicu dužine $L_p=3D$

Sve do nizstrujnog aksijalnog rastojanja $L/D=4$ vrednosti srednje brzine ne pokazuje odstupanje od vrednosti brzine na izlazu iz mlaznice. Na rastojanju $L/D=5$ prvi put dolazi do smanjenja vrednosti srednje brzine na osi mlaza, da bi se to usporavanje struje nastavilo sa povećanjem aksijalnog udaljenja od mlaznice sve do zadnjeg izmerenog aksijalnog rastojanja $L/D=10$. Ovakva distribucija ukazuje na postojanje potencijalnog jezgra strujanja, sa gotovo neizmenjenom srednjom brzinom strujanja duž ose mlaza, koje se proteže u mlazu sve do aksijalnog rastojanja između 4 i 5 prečnika mlaznice.

Profili normalizovanih srednjih brzina u svim prikazanim slučajevima sa samopobudnim zvučnim oscilacijama u mlazu pokazuju usporavanje strujanja u poređenju sa nepobuđenim mlazom. Do značajnog usporenja strujanja dolazi već na aksijalnom rastojanju od $1D$. Eksperimenti sa samopobudnim oscilacijama koje odgovaraju Struhalovim brojevima 0.51; 0.59 i 0.89 imaju slične raspodele normalizovane srednje brzine, dok samopobuda $St_D=0.64$ pokazuje izraženije usporavanje strujanja. Razlog drugačijeg ponašanja mlaza pri ovoj samopobudi može biti u tome što je za postizanje rezonancije, tj. samopobude u ovom slučaju bilo potrebno obvojnici pomeriti na najveće udaljenje ($L_c=14$ m), u poređenju sa ostalim eksperimentima, kao i malo izmenjeno ponašanje mlaznice pri ovim strujnim uslovima, što se može videti i po frekvenciji samopobude koja se uspostavila na nešto nižoj vrednosti nego što se to očekivalo. U pojedinim eksperimentalnim uslovima se javljalo ovakvo ponašanje, što autor pripisuje samoj prirodi fenomena whistler mlaznice. Naime, sopstvene frekvencije pojedinih delova aparature moraju imati uticaj na proces stvaranja samopobude u mlazu. Prilikom konstruisanja aparature se vodilo računa o tome da sopstvene frekvencije ne budu celobrojni umnožak mogućih, očekivanih zvučnih oscilacija, ali je moguće da svi slučajevi nisu pravilno predviđeni. To se nedvosmisleno i pokazivalo pri otežanom izvođenju pojedinih eksperimenta, a specijalno pri eksperimentima sa manjim Reynoldsovim brojevima strujanja. Ovih slučajeva je bilo neznatno malo i neće posebno biti obuhvaćeni analizom u ovom radu.

Za sve profile je karakteristično da posle naglog usporavanja strujanja po izlazu iz mlaznice, vrednosti normalizovane srednje brzine imaju ujednačenu vrednost sve do

akijalnog udaljenja od $4D$, posle koje nastaje usporavanje strujanja. Ovo ukazuje, kao i u slučaju nepobuđenog mlaza, na postojanje potencijalnog jezgra strujanja, oblasti u kojoj je očuvana vrednost srednje brzina strujanja i pored značajnog usporenja odmah po izlazu iz mlaznice.



Slika 5-7 Uticaj Strouhalovog broja samopobudnih oscilacija na profil intenziteta turbulencije u aksijalnom pravcu na osi mlaza za cevnu mlaznicu dužine $L_p=3D$

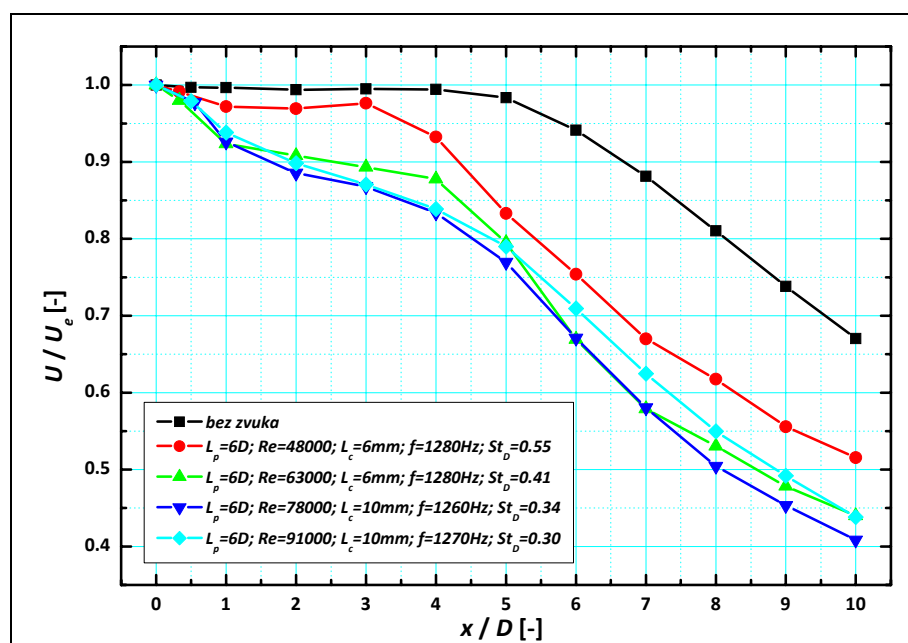
Raspodela intenziteta turbulencije u aksijalnom pravcu na osi mlaza, prikazani na slici 5-7, za iste eksperimente sa mlaznicom dužine cevnog dela $L_p=3D$, pokazuju znatno izmenjene vrednosti u odnosu na nepobuđeni mlaz. Može se takođe reći da, raspodela intenziteta turbulencije u aksijalnom pravcu za nepobuđeni mlaz ima karakterističan oblik za isticanje iz mlaznice. Posle veoma niskog nivoa na samom izlazu iz mlaznice (kao posledica mera za smanjenje turbulencije u izlaznom delu eksperimentalne aparature) intenzitet turbulencije raste sa aksijalnim udaljenjem od izlaza iz mlaznice, da bi dosegao svoj maksimum na aksijalnom udaljenju od $9D$, posle čega počinje da opada zbog velikog usporavanja struje na većim aksijalnim rastojanjima. Sa stanovišta prelaženja toplote sa mlaza na podlogu, aksijalna pozicija maksimuma u profilu intenziteta turbulencije predstavlja i optimalno rastojanje za prelaženje toplote, tako da se upravo pri tom aksijalnom rastojanju

mogla očekivati i najveća vrednost Nuseltovog broja. Upravo to se i pokazalo u kasnijim eksperimentima merenja lokalne distribucije koeficijenta prelaženja toplote, što je ovde samo napomenuto kao pokazatelj verodostojnosti merenja.

Prikazane raspodele vrednosti intenziteta turbulencije za mlaz modifikovan samopobudim oscilacijama pokazuju totalno izmenjen karakter u odnosu na nepobuđeni mlaz. Prvo što treba napomenuti je da postoje razlike u početnom nivou oscilacija, tj. amplitudi samopobude na samom izlazu iz mlaznice. Na žalost, ovaj parametar u našim eksperimentima sa whistler mlaznicom nismo mogli kontrolisati zbog same prirode samopobude, i uzajamnom dejstvu više fizičkih mehanizama pri stvaranju zvuka. Može se primetiti da pri slučajevima niske amplitude samopobude, kao što je to u slučaju samopobude Struhalovim brojem $St_D=0.89$, raspodela intenziteta turbulencije ostaje slična distribuciji nepobuđenog mlaza, dok u slučajevima većeg početnog intenziteta turbulencije na izlazu iz mlaznice raspodela u aksijalnom pravcu poprima sasvim drugačiji karakter. Autor ovo objašnjava samim načinom obrade rezultata merenja, u kojoj nije bilo moguće iz proračunatih vrednosti intenziteta turbulencije odstraniti udeo sinusnog kretanja oko srednje vrednosti brzine u mlazu. Ovom problemu je posvećeno više pažnje u Prilogu 3 ovog rada koji prikazuje energetske spektre signala brzine. U tom smislu, prilikom sinusne promene trenutne brzine male amplitude, koje odgovara slučajevima modifikacije samopobudnim oscilacijama sa malim početnim intenzitetom turbulencije na izlazu iz mlaznice, udeo samog sinusnog kretanja u vrednostima proračunatog intenziteta turbulencije nije toliko veliki, dok u slučajevima sa većim udelom sinusnog kretanja oko srednje vrednosti brzine dovodi do pojave lokalnih maksimuma u profilu intenziteta turbulencije na manjim aksijalnim rastojanjima od izlaza iz mlaznice. Pošto se sinusno kretanje oseća u mlazu sve do udaljenja 5-7D (zavisno od slučaja do slučaja samopobude), to će i profili intenziteta turbulencije biti pod tim uticajem za ova rastojanja od izlaza iz mlaznice. U svakom slučaju, može se zaključiti da se maksimum intenziteta turbulencije pomera ka oblastima bližim izlazu iz mlaznice za sve prikazane slučajeve samopobude. Lokalni maksimumi u distribuciji intenziteta turbulencije na aksijalnom rastojanju $L/D=2$, koji se javljaju kod slučaja samopobude

$St_D=0.52$ i $St_D=0.59$, predstavljaju po autorovom mišljenju udeo prirodno pojačanog sinusnog kretanja u izračunatom intenzitetu turbulencije.

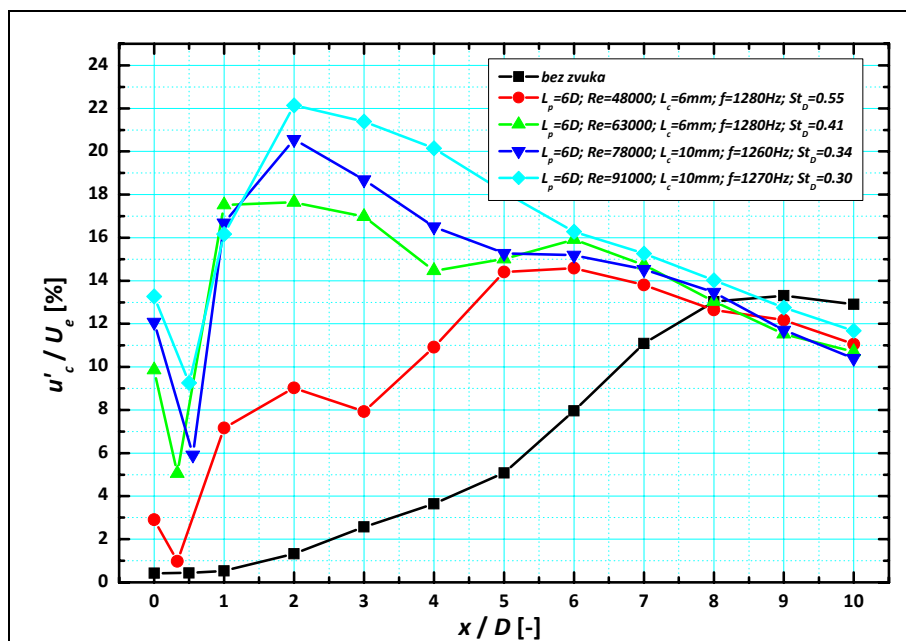
Profili normalizovane srednje brzine strujanja u aksijalnom pravcu na osi mlaza za whistler mlaznicu sa dužinom cevnog dela mlaznice $L_p=6D$, prikazani na slici 5-8, pokazuju mnogo izraženije smanjenje srednje brzine strujanja sa aksijalnim udaljenjem od izlaza iz mlaznice nego što je to bio slučaj kod prethodno prikazane mlaznice sa dužinom cevnog dela $L_p=3D$, osim u slučaju samopobude Struhalovim brojem $St_D=0.55$, što predstavlja približno istu pobudu kao u slučaju $L_p=3D$, $Re=91000$, $St_D=0.52$ prikazanu na prethodnom paru slika, 5-6 i 5-7.



Slika 5-8 Uticaj Strouhalovog broja samopobudnih oscilacija na profil normalizovane srednje brzine u aksijalnom pravcu na osi mlaza za cevnu mlaznicu dužine $L_p=6D$

Poređenjem ova dva izdvojena slučaja modifikacije samopobudnim oscilacijama može se izvesti zaključak da su profili normalizovane srednje brzine strujanja i intenziteta turbulencije veoma slični i pored značajnih razlika u parametrima strujanja (Rejnoldsov broj u jednom slučaju je 48000 a u drugom 91000), što ukazuje na presudni značaj i uticaj Struhalovog broja na karakteristike modifikovanog mlaza. U preostala tri slučaja samopobude $St_D=0.30$; 0.34 i 0.41 usporavanje struje je mnogo izraženije i skoro da se može reći da potencijalno jezgro mlaza u ovim

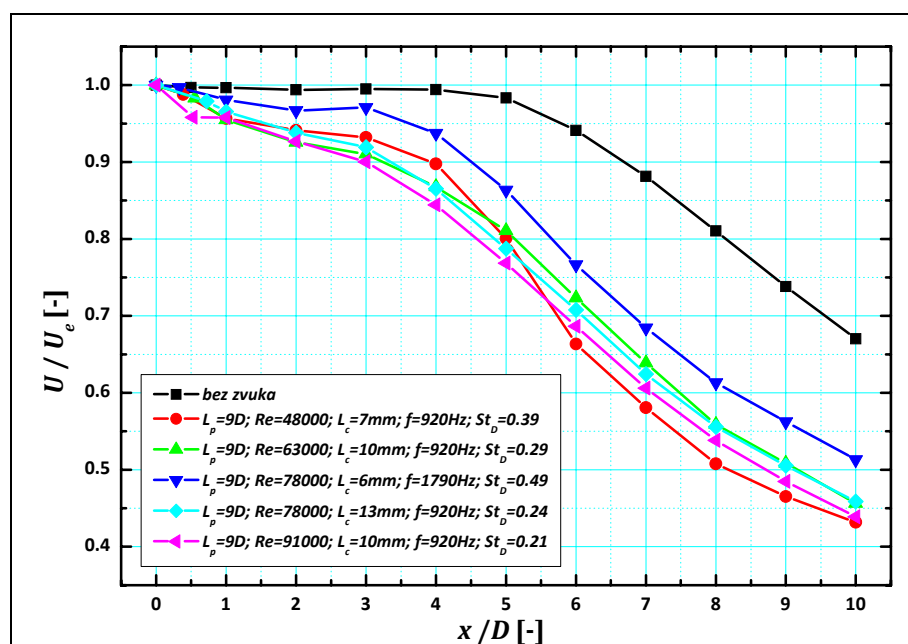
slučajevima i ne postoji, jer i pored manjeg gradijenta smanjenja srednje brzine u oblasti $L/D=1-4$, usporenje struje i u toj oblasti je uočljivo.



Slika 5-9 Uticaj Strouhalovog broja samopobudnih oscilacija na profil intenziteta turbulencije u aksijalnom pravcu na osi mlaza za cevnu mlaznicu dužine $L_p=6D$

Raspodele intenziteta turbulencije prikazani na slici 5-9 za mlaznicu sa dužinom cevnog dela $L_p=6D$, pokazuju veoma veliku (značajno veću u odnosu na prethodno prikazane slučajeve) početnu samopobudu u mlazu na samom izlazu iz cevnog dela mlaznice. Može se primetiti da kod slučajeva sa samopobudom $St_D=0.30$; 0.34 i 0.41 početni intenzitet turbulencije iznosi od 10 do 14 %, što predstavlja samopobudne oscilacije veoma velike amplitude oscilacija. Ovde se mora napomenuti da se ovako visoke vrednosti amplitude ne mogu ostvariti u slučajevima eksperimenata sa eksternom pobudom – zvučnicima. Raspodele intenziteta turbulencije karakteriše veoma visok početni nivo, da bi na izlazu iz obvojnice došlo do značajnog smanjenja intenziteta turbulencije, uz nagli skok već na udaljenju $L/D=1$, uz dostizanje lokalnih maksimuma na udaljenju $L/D=2$. Sinusno kretanje u mlazu sa velikim amplitudama prouzrokuje vrednosti intenziteta turbulencije koji premašuju 20%, a maksimalni su u slučaju samopobude najbližem “željenom modu” samopobude, čime se potvrđuje konstatacija Crow i Champagne, 1971., da pobuda Strouhalovim brojem $St_D \approx 0.3$

(računatim na osnovu prečnika mlaznice) vodi do najvećeg efekta na promenu strukture mlaza. Ova samopobuda je proizvela najveću početnu amplitudu oscilacija i najveće vrednosti intenziteta turbulencije od svih ispitivanih slučajeva samopobude. Zbog toga je ovaj slučaj bio i najatraktivniji za sva eksperimentalna istraživanja koja su obavljena u okviru predmetne Disertacije.

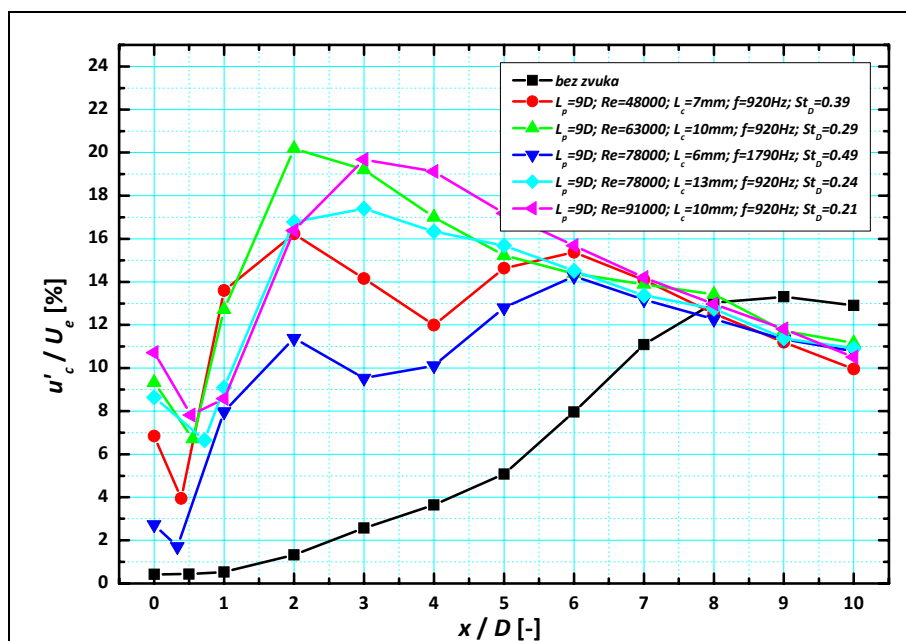


Slika 5-10 Uticaj Strouhalovog broja samopobudnih oscilacija na profil normalizovane srednje brzine u aksijalnom pravcu na osi mlaza za cevnu mlaznicu dužine $L_p=9D$

Raspodela normalizovane srednje brzine strujanja u aksijalnom pravcu na osi mlaza za whistler mlaznicu sa dužinom cevnom dela mlaznice $L_p=9D$, date na slici 5-10, za razliku od prethodnih, uključuju i slučaj samopobude $L_p=9D$, $Re=78000$, $L_c=6$ mm, $f=1790$ Hz, $St_D=0.49$, koji predstavlja samopobudu višim harmonikom oscilacija u odnosu na slučaj $L_p=9D$, $Re=78000$, $L_c=13$ mm, $f=920$ Hz, $St_D=0.24$, prikazan na istoj slici. Veoma je interesantno porediti ova dva slučaja samopobude, zbog verifikacije uticaja Strouhalovog broja. Prvi slučaj $St_D=0.49$ predstavlja samopobudu koju bismo mogli svrstati u one koje smo mogli ostvariti sa mlaznicom $L_p=3D$ i karakter profila normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije potpuno odgovara onima dobijeni u eksperimentima za tu mlaznicu. Drugi slučaj samopobude $St_D=0.24$ spada u grupu samopobude Strouhalovim brojem manjim od samopobude "željenim

modom”, $St_D=0.21$; 0.24 i 0.29. Ovu grupu karakterišu nešto manja usporavanja strujanja i početne samopobude na izlazu iz mlaznice nešto niže od onih koje su karakterisali prethodnu grupu samopobuda.

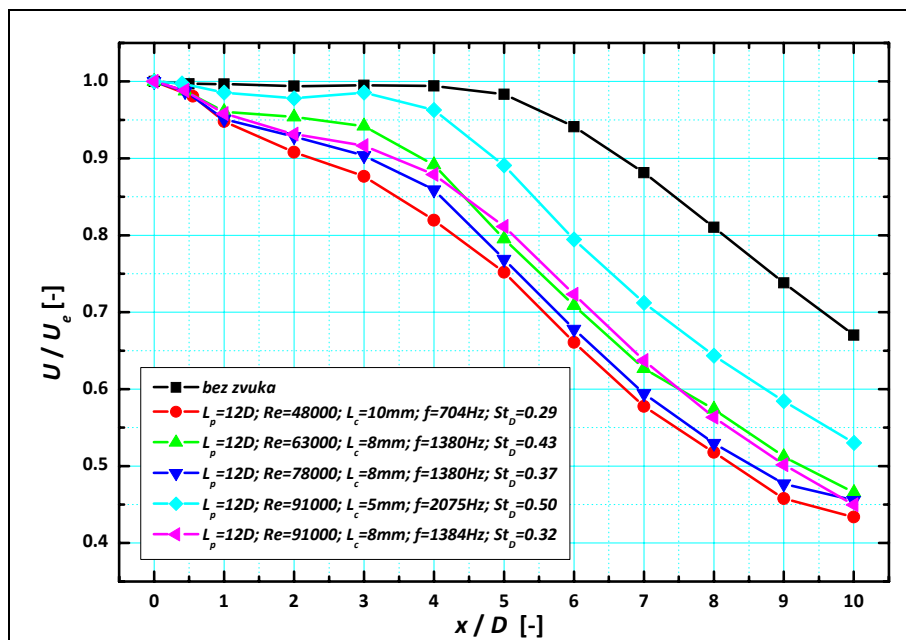
Raspodele normalizovanih srednjih brzina u aksijalnom pravcu na osi mlaza pokazuju izraženije usporavanje strujanja duž ose mlaza i istovremeno se ne može tvrditi da postoji očuvano potencijalno jezgra strujanja, osim u slučaju samopobude $St_D=0.49$ gde potencijalno jezgro, iako skraćeno, i dalje postoji. Intenziteti turbulencije prikazani na slici 5-11, pokazuju rast intenziteta turbulencije sa približavanjem Strouhalovog broja “željenom”. Amplituda samopobude Strouhalovim brojevima nižim od “željenog” je nešto niža nego u slučajevima eksperimenata sa mlaznicom $L_p=6D$, što se može videti iz vrednosti intenziteta turbulencije na izlazu iz cevnog dela mlaznice i kreću se od 7-11 %. To dovodi do neznatno niže maksimalne vrednosti intenziteta turbulencije zbog udela već pomenutog sinusnog kretanja u izračunavanju intenziteta turbulencije, koja se ovde kretala ispod 20%.



Slika 5-11 Uticaj Strouhalovog broja samopobudnih oscilacija na profil intenziteta turbulencije u aksijalnom pravcu na osi mlaza za cevnu mlaznicu dužine $L_p=9D$

Eksperimenti sa whistler mlaznicom dužine cevnog dela $L_p=12D$, pokrivali su opseg promene Strouhalovog broja $St_D=0.29-0.50$. Aksijalne distribucije normalizovane

srednje brzine duž ose mlaza, prikazane na slici 5-12, pokazuju karakter već opisan iz prethodnih eksperimenata, izraženo usporenje struje prilikom samopobude Struhalovim brojevima bliskim “željenom”.

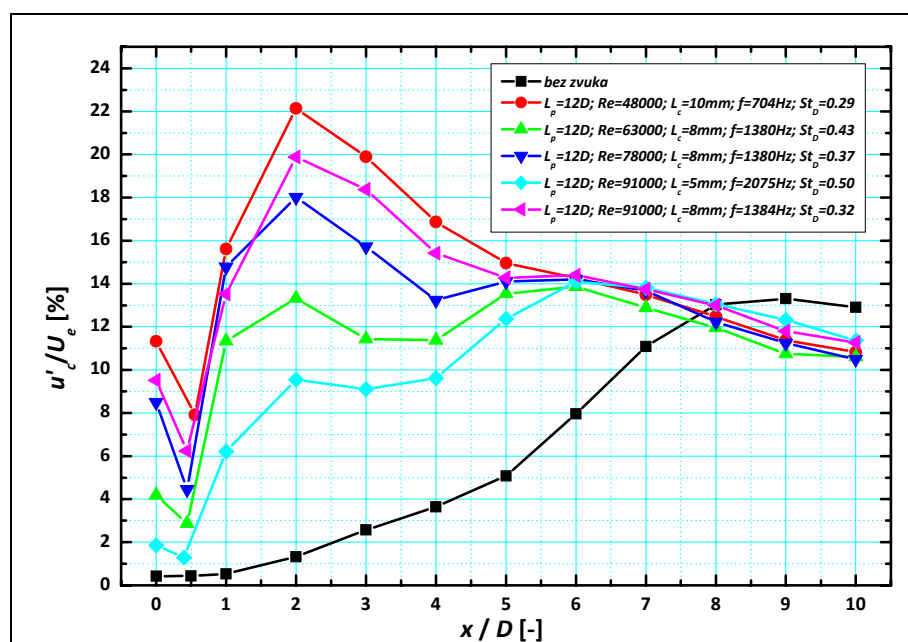


Slika 5-12 Uticaj Strouhalovog broja samopobudnih oscilacija na profil normalizovane srednje brzine u aksijalnom pravcu na osi mlaza za cevnu mlaznicu dužine $L_p=12D$

Jedini slučaj samopobude, koji dovodi do takve modifikacije u mlazu kojom se očuvava potencijalno jezgro strujanja, je samopobuda sa $St_D=0.50$. Ova samopobuda poseduje sve karakteristike samopobude višim Struhalovim brojevima.

Raspodele intenziteta turbulencije u aksijalnom pravcu za eksperimente sa whistler mlaznicom dužine cevne mlaznice od $L_p=12D$, prikazani na slici 5-13, u postignutom opsegu Struhalovih brojeva (od “željenog moda” prema višim vrednostima) ukazuju na jasnu zavisnost postignute modifikacije strukture mlaza od vrednosti Struhalovog broja samopobude. Jasno je uočljivo opadanje početne amplitude zvučnih oscilacija kao i maksimalnih vrednosti intenziteta turbulencije sa povećanjem Struhalovog broja samopobude. Početni intenzitet turbulencije u izlaznom preseku cevne mlaznice opada sa vrednosti 11.3 %, za samopobudu blisku “željenom modu”, do nešto ispod 2 % za samopobudu Struhalovim brojem $St_D=0.50$. Maksimalne vrednosti na aksijalnom rastojanju $L/D=2$ od izlaznog preseka cevne

mlaznice opadaju sa vrednosti nešto veće od 22 % na 9 % sa povećanjem Struhalovog broja samopobude od 0.29 do 0.50.



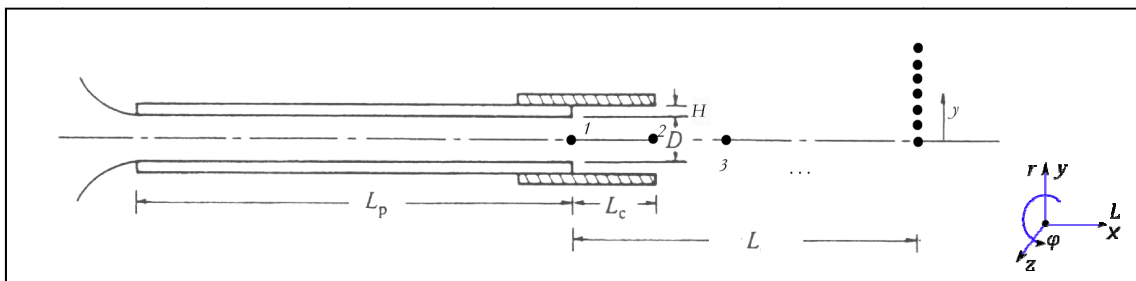
Slika 5-13 Uticaj Strouhalovog broja samopobudnih oscilacija na profil intenziteta turbulencije u aksijalnom pravcu na osi mlaza za cevnu mlaznicu dužine $L_p=12D$

Prikazani rezultati merenja brzina duž ose mlaza u nepobuđenom i samopobuđenom osnosimetričnom turbulentnom mlazu nedvosmisleno su pokazali nekoliko veoma bitnih karakteristika mlaza modifikovanog samopobudnim zvučnim oscilacijama. Prva karakteristika, koju ovde treba istaći, je primetno smanjenje brzine strujanja duž ose mlaza sa promenom aksijalnog rastojanja od izlaznog preseka cevnog dela mlaznice, za sve ispitivane slučajeve samopobude i sve ispitivane geometrije whistler mlaznice. Potvrđeno je postojanje “željenog moda” pobude $St_D=0.30$ u mlazu, koji dovodi do najvećih amplituda brzinskih oscilacija i proizvodi najveću modifikaciju osnosimetričnog turbulentnog mlaza ispitivanog u ovim eksperimentima. U ispitivanom opsegu promene Strouhalovih brojeva samopobude, $St_D=0.21-0.89$, prikazane raspodele normalizovane srednje brzine strujanja i raspodele intenziteta turbulencije u aksijalnom pravcu na osi mlaza, se mogu jasno svrstati u grupe u zavisnosti od vrednosti Strouhalovog broja samopobudnih oscilacija.

Promene vrednosti normalizovanih srednjih brzina u aksijalnom pravcu na osi mlaza za Struhalove brojeve veće od $St_D=0.40$, ukazuju na očuvanje potencijalnog jezgra strujanja, iako se javlja značajno usporenje struje odmah po izlasku iz dela obvojnice. Potencijalno jezgro u tim slučajevima je bilo očuvano do kraćih aksijalnih rastojanja u odnosu na nepobuđeni osnosimetrični turbulentni mlaz. Samopobuda Struhalovim brojevima bliskim “željenom modu” i nižim Struhalovim brojevima je karakterisana izraženijom modifikacijom raspodele normalizovane srednje brzine u aksijalnom pravcu na osi mlaza i strujanjem sa potpuno narušenim potencijalnim jezgrom mlaza. Usporenje strujanja je najizraženije u slučajevima samopobude modom bliskim “željenom”. Raspodele intenziteta turbulencije u aksijalnom pravcu na osi mlaza mogu slično da se grupišu u zavisnosti od vrednosti Struhalovog broja samopobude. Najveće vrednosti početne amplitude oscilacija i maksimalnih vrednosti u raspodeli intenziteta turbulencije su uočeni za slučajeve samopobude sa modom bliskim “željenom”, dok su vrednosti sa slučajeve samopobude nižim i višim Struhalovim brojevima monotono opadali sa smanjenjem, odnosno povećanjem vrednosti Struhalovog broja.

5.3 Merenje radijalnih profila srednje brzine slobodnog mlaza u poprečnim presecima na različitim aksijalnim rastojanjima od izlaza iz mlaznice – HTL Kyoto

Radijalni profili srednje brzine su merene u više poprečnih preseka na različitim aksijalnim udaljenjima od izlaza iz cevne mlaznice. Zbog osnosimetričnosti problema merenje je izvršeno samo u jednoj polovini poprečnog preseka. Radijalna osa y (označavana i kao r) je merena od ose mlaza, kao što je to prikazano na slici 5-14.

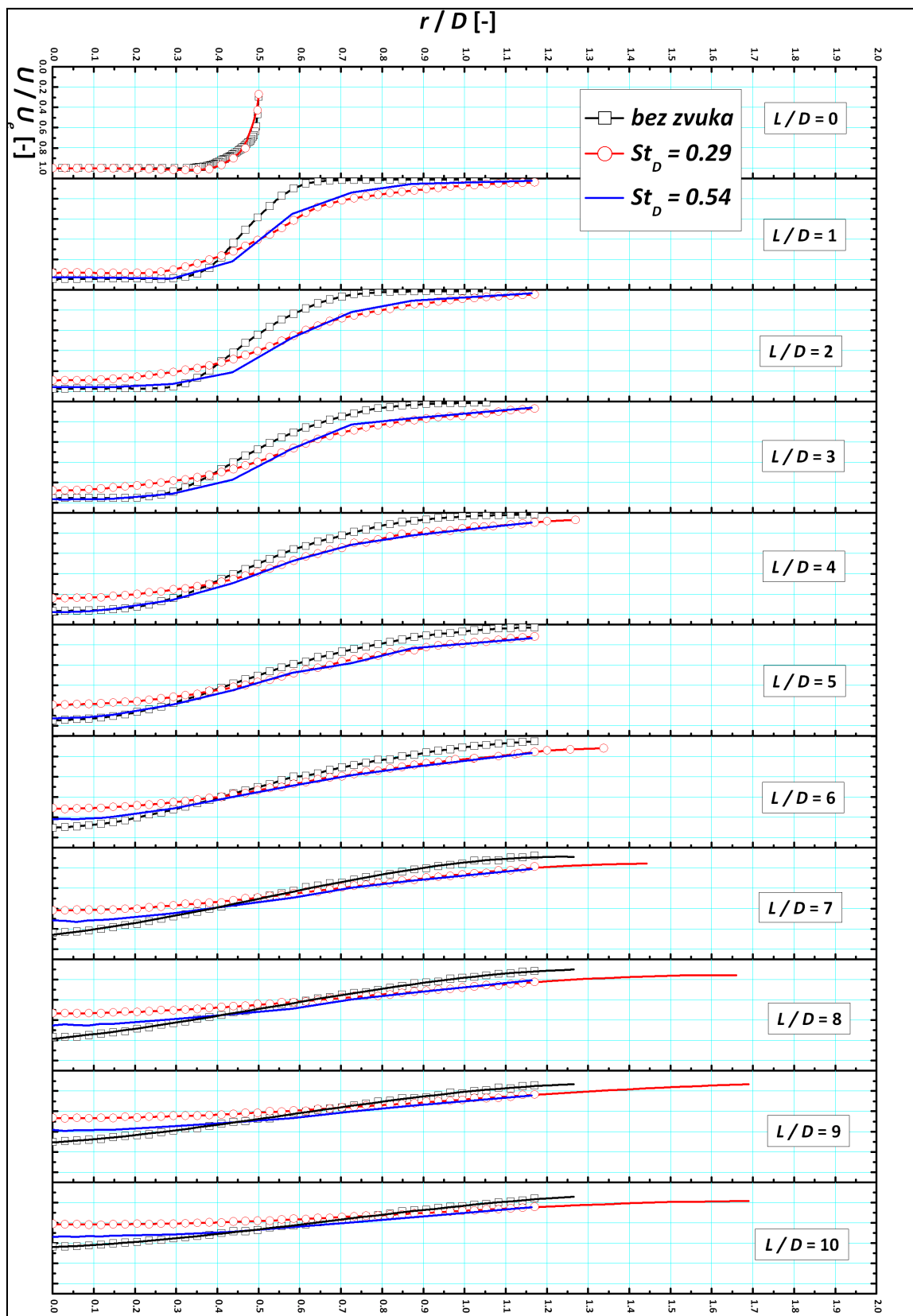


Slika 5-14 Osnovne geometrijske veličine relevantne za merenje radijalnih profila srednje brzina u mlazu

Rezultati merenja radijalnih profila srednje brzine za različita aksijalna rastojanja poprečnih mernih preseka od izlaza iz mlaznice za slučaj bez samopobude, sa samopobudom sa Struhalovim brojem bliskim “željenom” modu $St_D=0.29$ i samopobudom sa Struhalovim brojem $St_D=0.54$ su prikazani na slici 5-15. Reynoldsov broj strujanja za sva tri slučaja iznosio je 91000.

Radialne raspodele srednjih brzina jasno pokazuju osnovne efekte modifikacije osnosimetričnog turbulentnog mlaza zvučnim oscilacijama, a to su: značajno usporavanje mlaza duž ose mlaza i značajno širenje mlaza za oba prikazana slučaja samopobudnih oscilacija. Samopobuda Struhalovim brojem bliskim “željenom” modu pobude pokazuje znatnije izmenjen radijalni profil srednjih brzina, najviše u okolini ose mlaza, sa mnogo izraženijim usporavanjem struje duž ose mlaza. Profili srednjih brzina na većim radijalnim rastojanjima od ose mlaza, za oba prikazana slučaja samopobude, pokazuju veliku sličnost. Ova činjenica ukazuje na značajniju izmenu vrtložnih struktura u slučaju samopobude bliske “željenom modu” nego što je to slučaj kod samopobude Struhalovim brojem $St_D=0.54$. Radialna raspodela srednje brzine na malim aksijalnim rastojanjima od izlaza iz mlaznice, u slučaju samopobude Struhalovim brojem $St_D=0.29$, ima oblik karakterističan za mnogo dalja aksijalna rastojanja za slučaj strujanja bez samopobude. Ovo potvrđuje prethodno pomenutu konstataciju da u slučaju samopobude modom bliskim “željenom” mlaz gubi svoj standardni izgled, tj. vrtložne strukture u mlazu su u toj meri izraženije, da se potencijalno jezgro mlaza u potpunosti gubi na udaljenjima veoma bliskim izlazu iz mlaznice. U slučaju samopobude Struhalovim brojem $St_D=0.54$, vrtložne strukture na periferiji mlaza su takođe pojačane, ali potencijalno jezgro mlaza ostaje i dalje očuvano do nekih rastojanja od izlaza iz mlaznice. Ove konstatacije je potrebno potvrditi vizuelizacijom problema zbog manjkavosti zaključivanja samo na osnovu radialne raspodele srednjih brzina, upravo iz razloga što su brzine usrednjavane po vremenu.

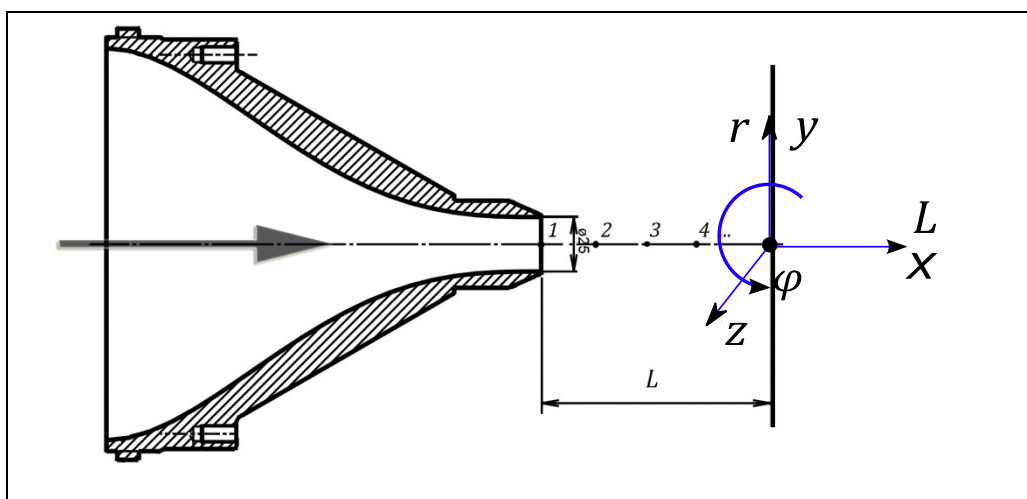
Na osnovu prikazanih efekata samopobude na osnosimetrični turbulentni mlaz, može se zaključiti da ovako verifikovana modifikacija mlaza mora imati veoma jak uticaj i na prelaženje toplote sa mlaza na podlogu, ako ni u čemu drugom, ono bar u smanjenju optimalnog rastojanja između podloge i mlaznice.



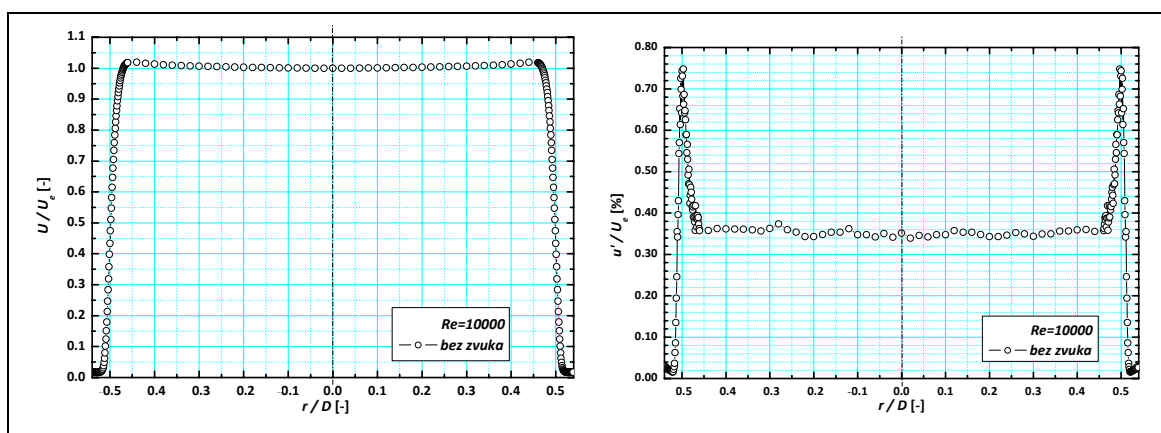
Slika 5-15 Radijalne raspodele srednje brzine whistler mlaznice pri $Re = 91000$ u više poprečnih preseka za slučaj bez samopobude, $St_D = 0$, kao i samopobude Struhalovim brojevima $St_D = 0.29$ i 0.54 .

5.4 Merenje početnih karakteristika mlaza – ICPF Prag

Merenje početnih karakteristika mlaza unutar graničnog sloja na izlazu iz konvergentne mlaznice čiji je meridijanski presek u obliku zvona, Slika 5-16, unutrašnjeg prečnika 25 mm, obavljen je korišćenjem računara upravljanoj preciznog traverznog mehanizma, na kome je bio montiran držač sa senzorom i koji je imao najmanji ostvarljiv pomeraj od $2.5 \mu\text{m}$. Merenje je bilo potpuno automatizovano uz korišćenje personalnog računara i kompleksnog računarskog programa pisanog samo za potrebe ovog eksperimenta u LabView 6.0 programskom paketu, koji je obezbeđivao apsolutnu kontrolu nad svim parametrima eksperimenta.



Slika 5-16 Osnovne geometrijske karakteristike i položaj mernih osa u eksperimentima sa mlaznicom u obliku zvona - ICPF Prag



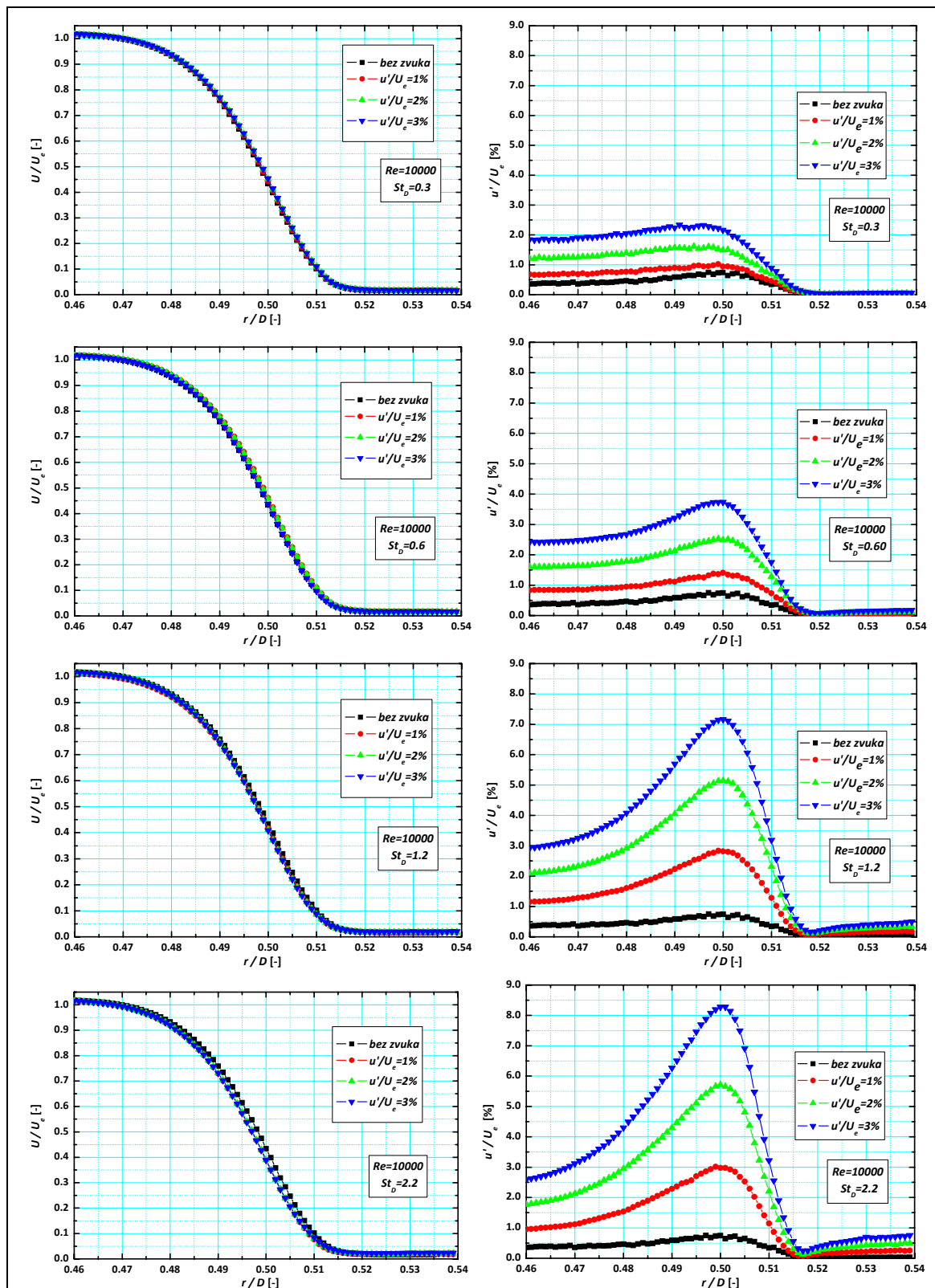
Slika 5-17 Radijalna raspodela normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u ravni na izlazu iz mlaznice; - bez zvuka, $Re=10000$

Radijalne raspodele normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulenciju na izlazu iz mlaznice bez zvučne modifikacije, pri brzini strujanja koja odgovara $Re=10000$, su prikazani na slici 5-17. Brzine su merene u ravni koja je udaljena 0.5 mm niz struju od izlaznog preseka mlaznice, isključivo zbog sigurnijeg rukovanja anemometarskom sondom u blizini zida mlaznice, usled čega u radijalnim raspodelama normalizovane srednje brzine postoje neke male vrednosti brzine na obodu mlaznice.

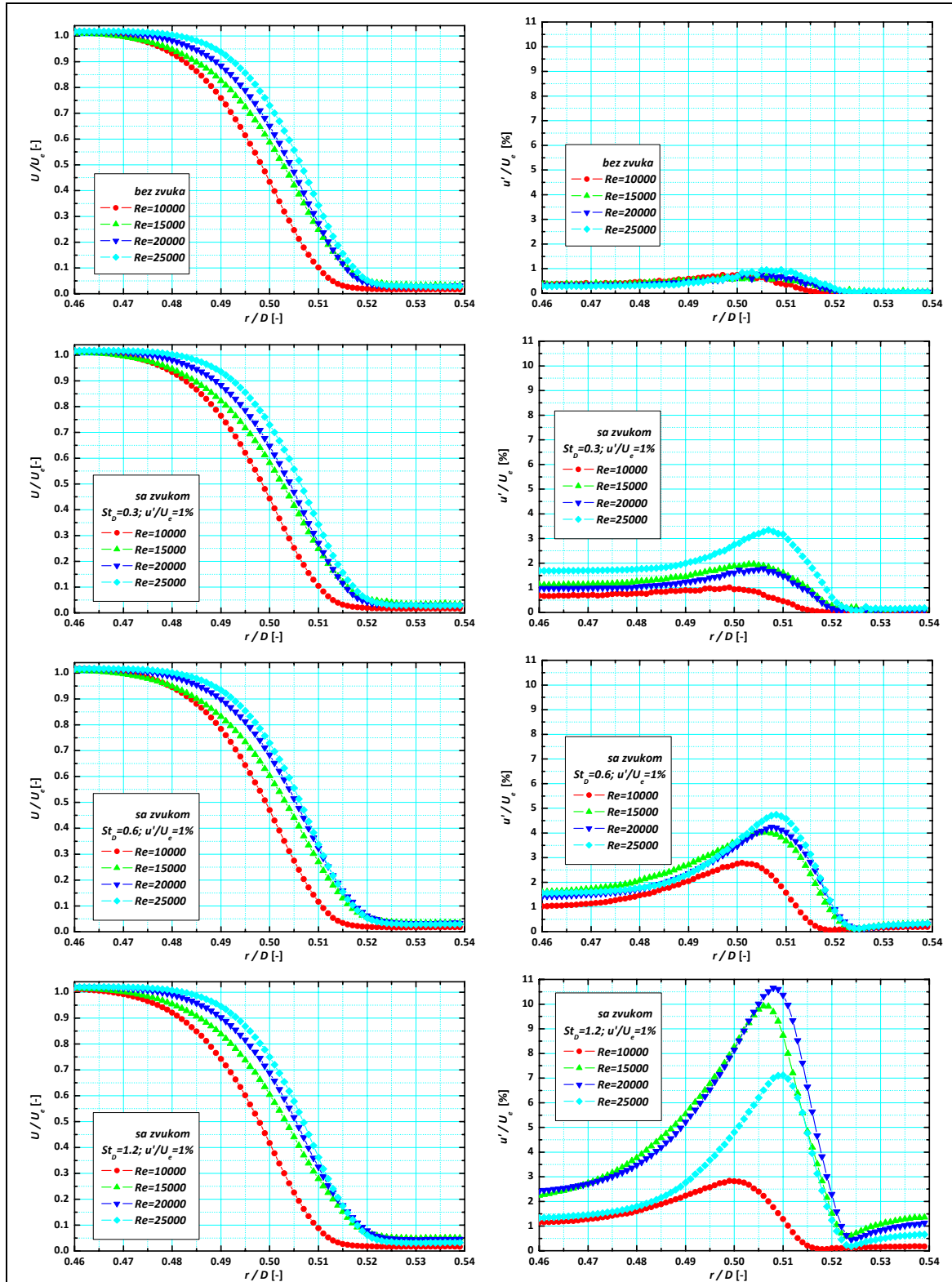
Iz prikazanih vrednosti se može videti da je vremenski usrednjena brzina na obodnim ivicama mlaznica za oko 0.4% veća od brzine u osi mlaza, dok se iz radijalne raspodele intenziteta turbulencije može videti skok sa vrednosti u osi mlaza od 0.35 % na vrednost 0.8 % na obodu. Povećanje intenziteta turbulenciju na radijalnim rastojanjima većim od $r/D=\pm 0.49$ potvrđuje da granični sloj ima tranzicioni karakter, dok je intenzitet turbulencije van graničnog sloja bio ispod 0.4% za $Re=10000$. Taj intenzitet turbulencije je bilo potrebno ostvariti na dosta niskom nivou (a reprezentuje uticaj pripremnog dela eksperimentalne aparature na eksperimentalne uslove) zbog isključivanja uticaja ovog eksperimentalnog uslova na celu pojavu koja se istraživala.

I pored veoma velikog broja tačaka u radijalnom pravcu u izlaznom preseku mlaznice, primećuje se da su profili veoma ravni i glatki, bez naglih promena vrednosti, što dovodi do zaključaka da je eksperiment dobro pripremljen i fizički proces koji se istražuje može biti verodostojno prikazan rezultatima merenja.

Sa slika 5-18 se zaključuje da povećanje Struhalovog broja pobude u mlazu dovodi do veoma značajne promene u radijalnim profilima normalizovanog intenziteta turbulencije, dok se ništa značajno ne može uočiti u radijalnim raspodelama normalizovane srednje brzine. Značajno je istaći da je intenzitet pobude u mlazu veoma uticajan parametar, koji dovodi do značajnih promena intenziteta turbulencije na obodu mlaza. Intenzitet turbulencije monotono raste sa povećanjem amplitude oscilacija brzine strujanja. Kao što je već napomenuto kod analize vrednosti izmerenih intenziteta turbulencije u slučaju modifikacije samopobudnim oscilacijama, i u ovim vrednostima postoji udeo organizovanog sinusnog kretanja koji nije bilo moguće izdvojiti iz izmerenog signala brzine.



Slika 5-18 Uticaj Struhalovog broja oscilacija na radialnu raspodelu normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u ravni na izlasku iz mlaznice; – sa i bez zvuka; $r/D > 0.46$; $St_D = 0.3-2.2$; $Re = 10000$; $u'/U_e = 1-3\%$

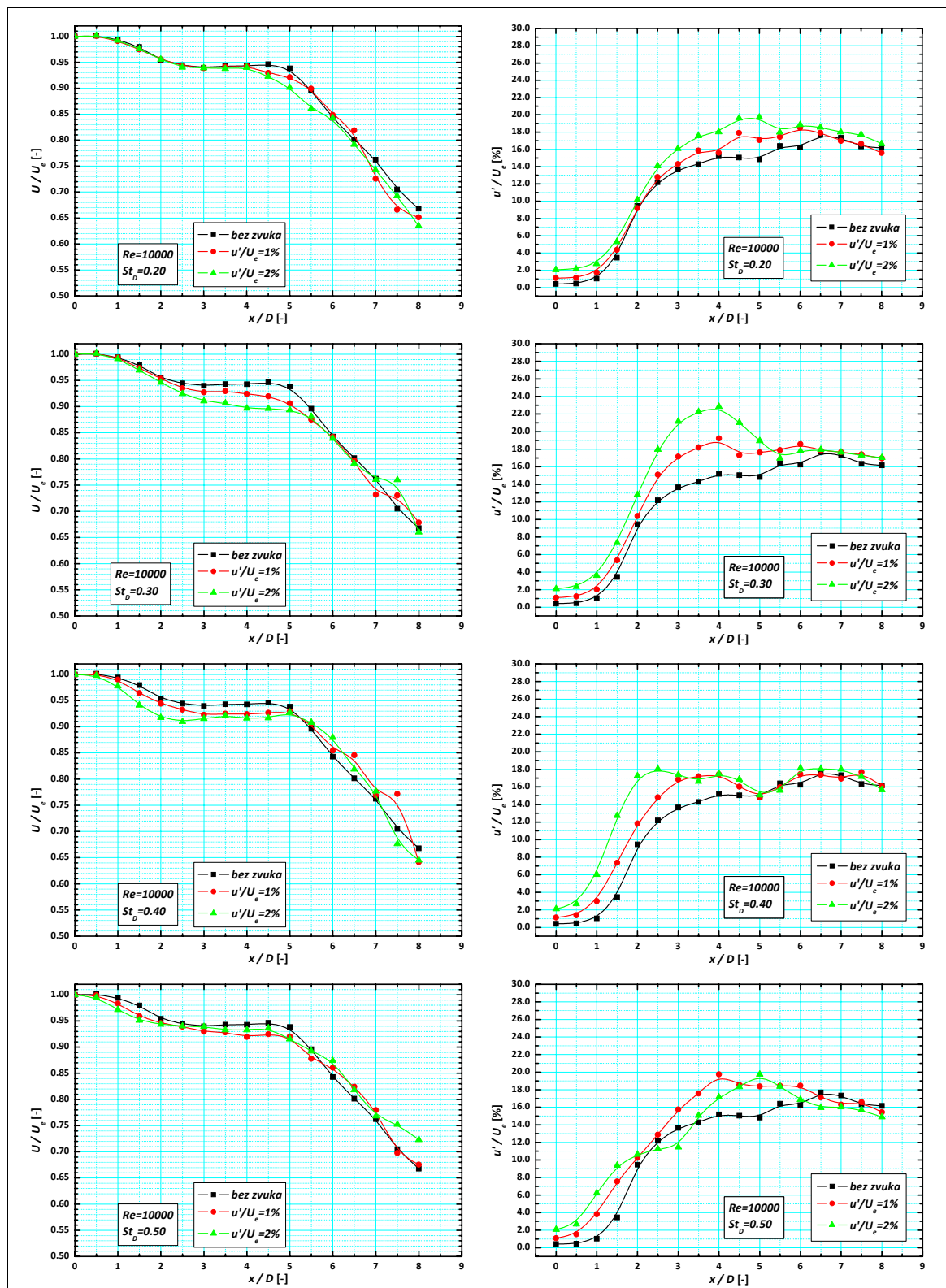


Slika 5-19 Uticaj Reynoldsovog i Struhalovog broja na radialnu raspodelu normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u ravni na izlasku iz mlaznice; - sa i bez zvuka; $r/D > 0.46$; $St_D = 0.3-1.2$; $Re = 10000-25000$; $u'/U_e = 1\%$

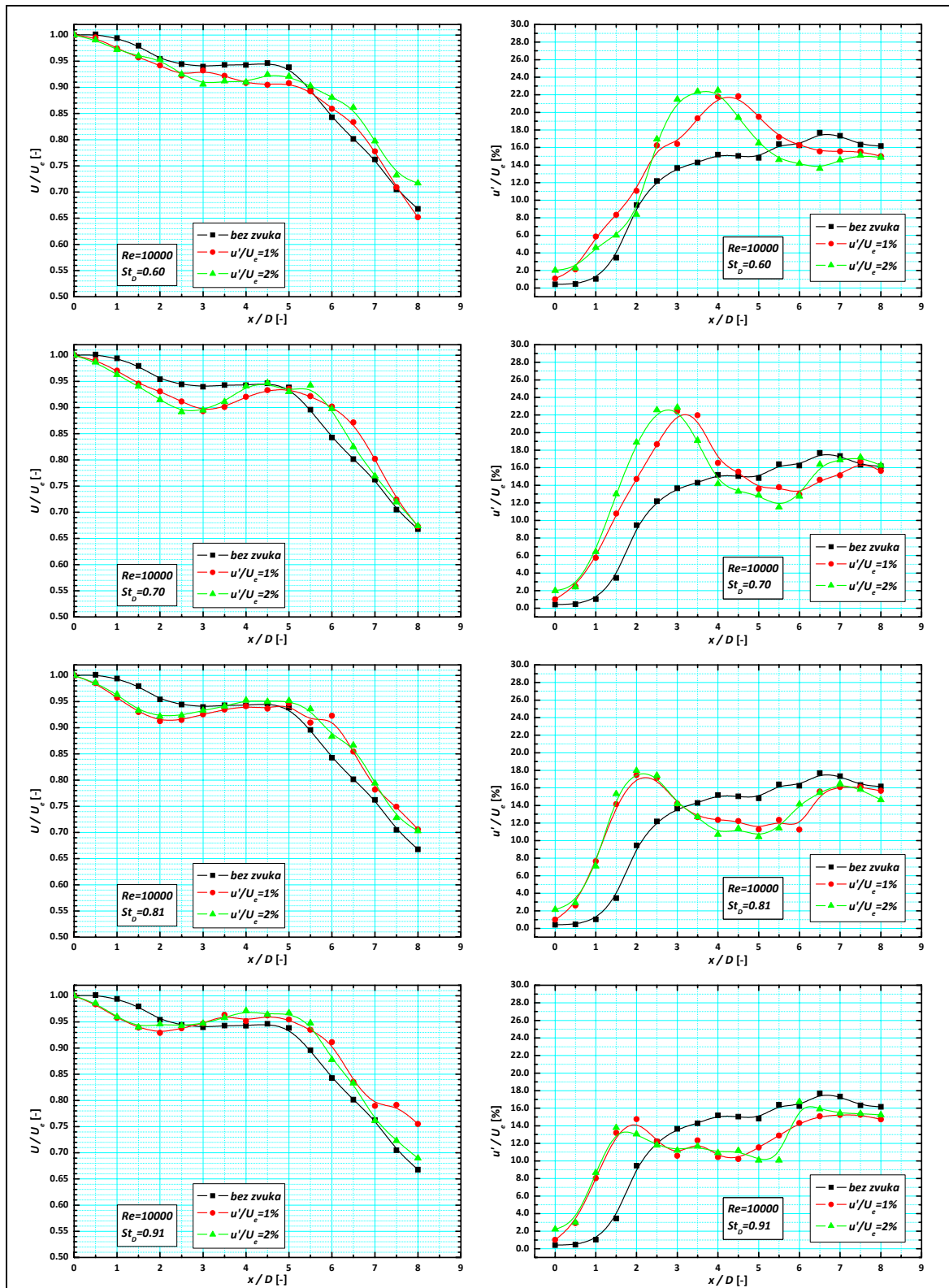
Iz radijalnih raspodela normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u ravni na izlasku iz mlaznice, slike 5-19, na kojima su prikazane izmerene vrednosti u eksperimentima sa konstantnim amplitudom pobude od 1% i promenljivim Reynoldsovim brojem strujanja i Struhalovim brojem pobude, može se veoma jasno videti značajan uticaj Reynoldsovog broja strujanja na početne karakteristike mlaza. Radijalne raspodele normalizovane srednje brzine na obodu mlaza jasno su grupisane u zavisnosti od Reynoldsovog broja strujanja i u slučaju nemodifikovanog i modifikovanog mlaza ali ne pokazuju razlike u zavisnosti od Struhalovog broja oscilacija. Smičući sloj na obodu mlaza se gradualno sužava sa povećanjem Reynoldsovog broja strujanja i u slučaju modifikovanog i nemodifikovanog mlaza, što se ogleda u očuvanoj vrednosti normalizovane srednje brzine na većim radijalnim rastojanjima (kod $Re=25000$ normalizovana srednja brzina ostaje nepromenjena i do $r/D=0.48$). Radijalna raspodela intenziteta turbulencije u izlaznom preseku mlaznice, takođe pokazuje veliku osetljivost na promenu Reynoldsovog broja strujanja. Uočljivo je povećanje intenziteta turbulencije sa povećanjem Reynoldsovog broja strujanja, mada se ne može sa sigurnošću tvrditi daje izdvojen uticaj samo Reynoldsovog broja u poređenju radijalnih raspodela intenziteta turbulencije. Analizom slika 5-19 može se reći da je intenzitet turbulencije na obodu nemodifikovanog mlaza jasno zavisao od Reynoldsovog broja strujanja (sa povećanjem Reynoldsovog broja dolazi do povećanja intenziteta turbulencije) dok se kod modifikovanog mlaza uočava da raspodela zavisi ne samo od Reynoldsovog broja strujanja već i od Struhalovog broja oscilacija (udeo sinusnog kretanja nije izdvojen iz merenog signala brzine i bitno utiče na izmerene vrednosti intenziteta turbulencije).

5.5 Merenje srednje brzine u aksijalnom pravcu u osi slobodnog mlaza - ICPF Prag

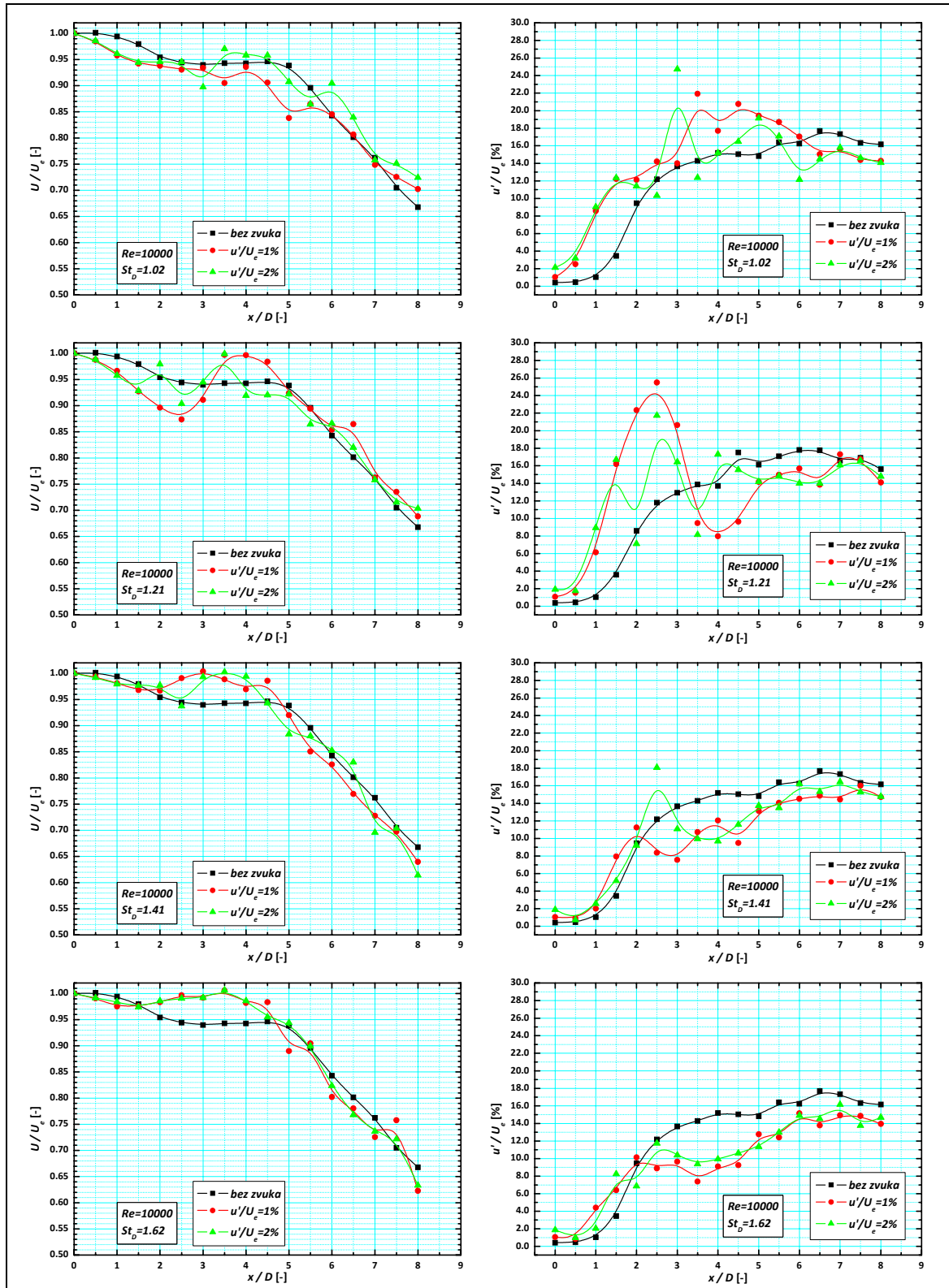
Raspodele normalizovane srednje brzine i normalizovanog intenziteta turbulencije u aksijalnom pravcu u osi mlaza, u nemodifikovanom i modifikovanom mlazu sa više vrednosti intenziteta oscilacija, za Reynoldsov broj strujanja 10000, su prikazani na slici 5-20. Profili su mereni na različitim aksijalnim rastojanjima od izlaznog preseka mlaznice sve do $x=L=8D$.



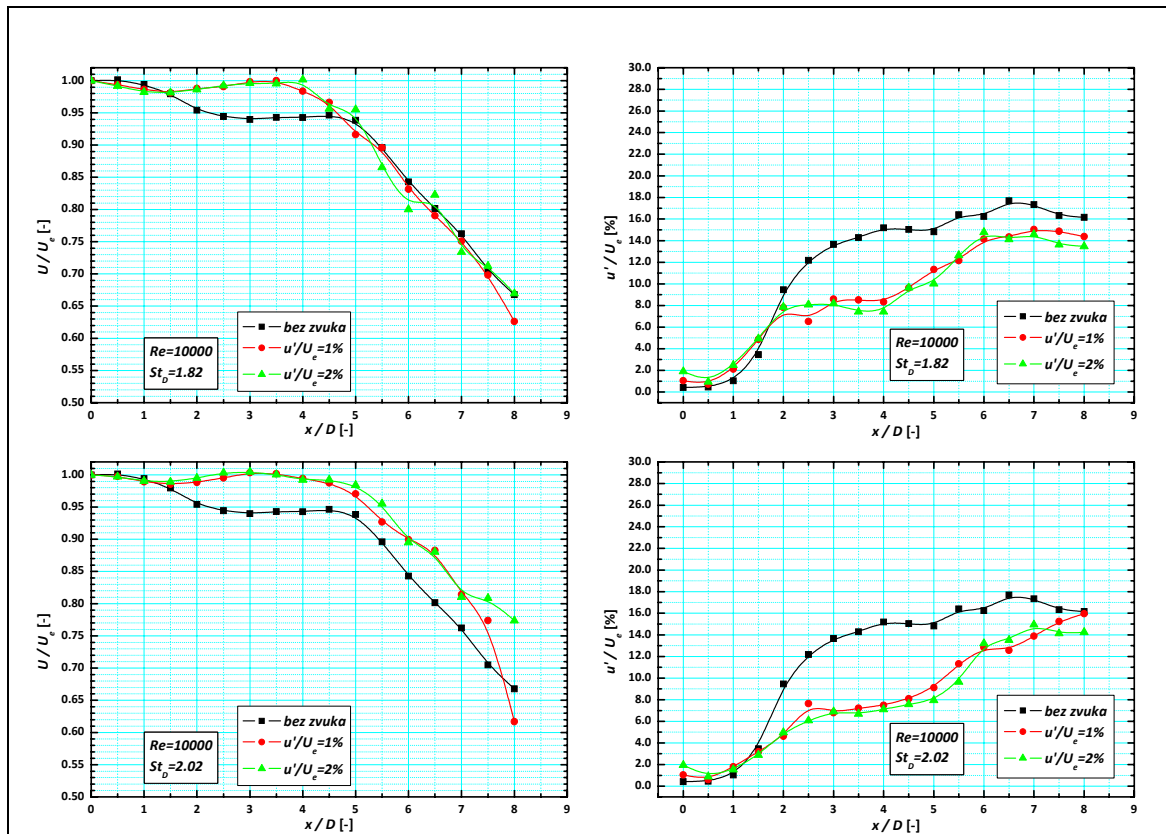
Slika 5-20 ... nastavlja se na sledećoj strani



Slika 5-20 ... nastavlja se na sledećoj strani



Slika 5-20 ... nastavlja se na sledećoj strani



Slika 5-20 Uticaj Struhalovog broja oscilacija na raspodelu normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u aksijalnom pravcu u osi mlaza; – sa i bez zvuka; $St_D=0.2-2.2$; $Re=10000$; $u'/U_e=1-2\%$; $L/D=0-8$;

Iz seta eksperimentalnih podataka, slika 5-20, koji prikazuju raspodele normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u aksijalnom pravcu u osi mlaza za vrednost Reynoldsovog broja ($Re=10000$), kao i za različite vrednosti Struhalovog broja spoljašnje pobude ($St_D=0.2-2.2$), i intenziteta pobude u opsegu ($u'/U_e=1-3\%$), moguće je jasno izdvojiti četiri oblasti vrednosti Struhalovog broja u kojima se može smatrati da turbulentni osnosimetrični mlaz pokazuje slične osobine.

Prva oblast u kojoj eksperimentalni podaci ukazuju na slično ponašanje mlazeva, obuhvata prirodno najviše pojačani, „željeni“ mod eksitacije sa vrednošću Struhalovog broja od $St_D \approx 0.3$. Druga oblast obuhvata veće vrednosti Struhalovog broja, $St_D \approx 0.6-0.7$, koja je u literaturi poznata kao oblast stabilnog uparivaja vrtloga. Treću oblast sačinjavaju vrednosti oko eksitacije $St_D \approx 1.0$, a četvrtu one veće od $St_D \approx 1.5$. Svaka od navedenih oblasti pobude ima svoje karakteristike, kako to sledi iz narednih razmatranja.

Ako posmatamo raspodele normalizovane srednje brzine u aksijalnom pravcu u osi mlaza u grupi frekvencija pobude bliskoj prirodno najpojačanim modu $St_D=0.2-0.4$, možemo sa sigurnošću tvrditi da pobuda utiče na smanjenje potencijalnog jezgra mlaza, sa prvobitne vrednosti između 4.5 i 5 prečnika mlaznice D , na vrednosti između 2 i 3 prečnika, zavisno od intenziteta pobude. Iz samog oblika raspodele normalizovane srednje brzine u aksijalnom pravcu može se izvući zaključak da potencijalno jezgro mlaza i dalje postoji, ali periferni vrtlozi, koji su narasli u azimutskom pravcu, ulaze u centralnu oblast mlaza na manjim aksijalnim rastojanjima od izlaza iz mlaznice nego što je to slučaj kod nemodifikovanog mlaza. Raspodele normalizovanog intenziteta turbulencije u aksijalnom pravcu u osi mlaza imaju položaj maksimuma vrednosti koji se podudaraju sa krajem potencijalnog jezgra mlaza, pri čemu povećanje amplitude pobude dovodi do povećanja intenziteta turbulencije za do 7% u odnosu na nemodifikovan mlaz.

Druga oblast Struhalovog broja pobude $St_D=0.5-0.8$, predstavlja oblast u kojoj dolazi do stabilnog uparivanja vrtloga, koju karakteriše naizgled očuvanje potencijalnog jezgra mlaza, kao što se to može videti posmatrajući raspodele normalizovane srednje brzine u aksijalnom pravcu u osi mlaza. Vrednosti maksimuma u profilima intenziteta turbulencije se javljaju na manjim aksijalnim rastojanjima od izlaza iz mlaznice, što se poklapa sa oblašću u kojoj dolazi do stabilnog uparivanja vrtloga. Povećanje amplitude pobude ne dovodi do značajnog povećanja u profilima intenziteta turbulencije, što govori da je došlo do nekog oblika saturacije u procesu. Ova činjenica se može objasniti preraspodelom energije u mlazu u toku procesa uparivanja vrtloga koji crpi svu raspoloživu energiju u procesu.

Oblast pobude sa Struhalovim brojem $St_D \approx 1.0$, karakteriše velika nestabilnost i skokovitost izmerenog signala brzine, što se može uočiti iz raspodele normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije, slika 5-20. Potencijalno jezgro mlaza je na neki način produženo, a normalizovana srednja brzina u osi mlaza povećana. Zavisno od uslova pobude izmerene su veoma velike razlike u vrednostima signala brzine između dva veoma bliska merna mesta u fluidnom toku, što se fizički ne može lako objasniti. Ovo je uočeno još tokom eksperimenta i merenja su ponavljana nebrojeno puta ali rezultat je bio isti. Ovaj diskontinuitet može da se uoči i u raspodelama

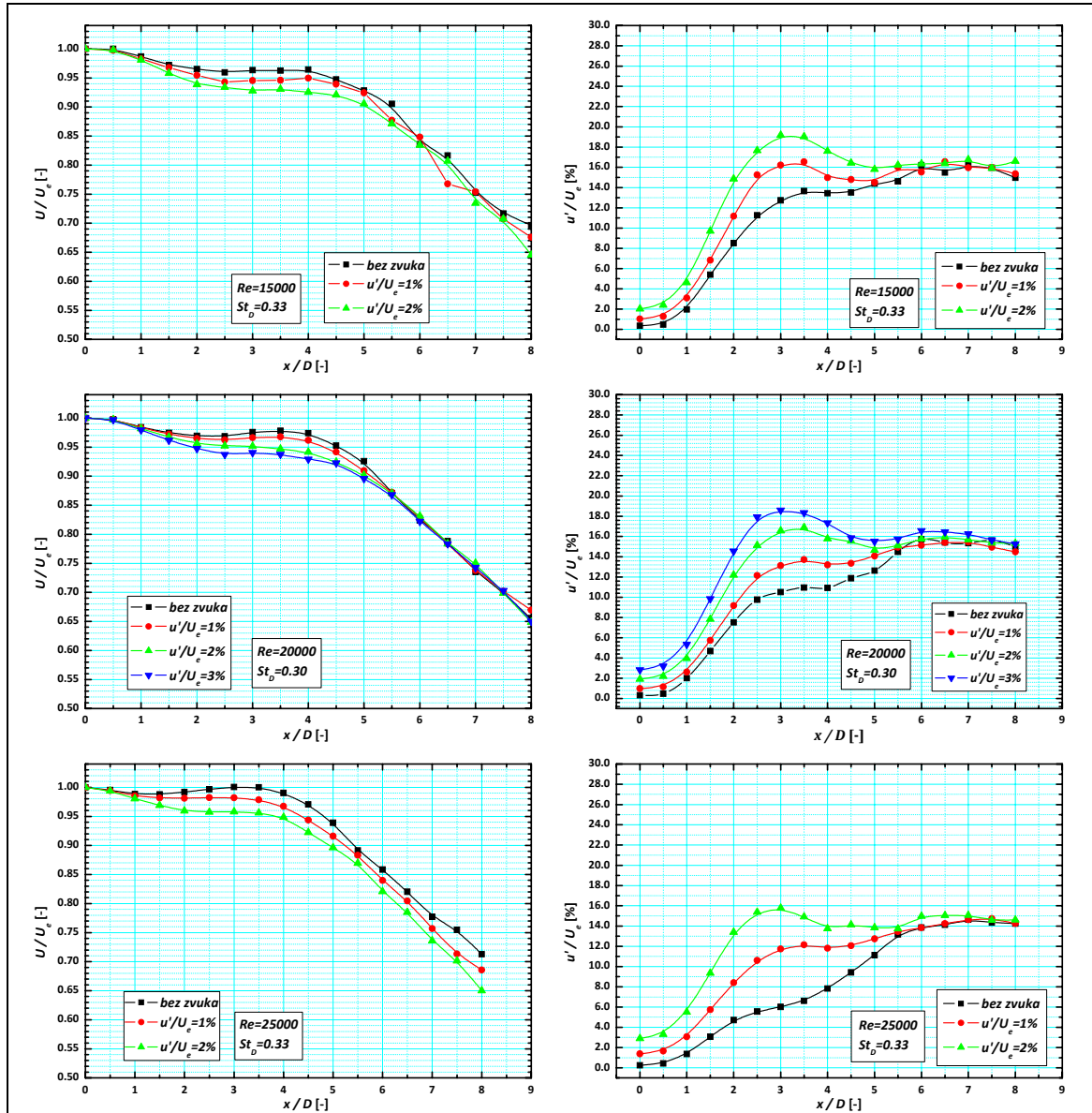
vrednosti intenziteta turbulencije u aksijalnom pravcu u osi mlaza, a mogu se objasniti kao diskretni skokovi iz jedne oblasti ponašanja mlaza u drugu, slično kao kaskadno ponašanje u prelaznom turbulentnom režimu.

Pobuda Struhalovim brojevima preko $St_D \approx 1.5$ dovodi do povećanja brzine u potencijalnom jezgru mlaza, uz očuvanje ili neznatno povećanje dužine potencijalnog jezgra, kao i do veoma značajnog smanjenja intenziteta turbulencije u poređenju sa rezultatima merenja u eksperimentima bez zvuka, dakle bez zvučne modifikacije mlaza, što je veoma izraženo za vrednosti pobude Struhalovim brojem preko $St_D \geq 2.0$. Iz prikazanih raspodela na slici 5-20, se može zaključiti da amplituda pobude nema značajniji uticaj u eksperimentima obuhvaćenoj oblasti promene Struhalovog broja pobude i amplitude zvučnih oscilacija.

Slika 5-21 pokazuje uticaj Reynoldsovog broja i amplitude pobude na ispitivani fenomen, pri čemu je u eksperimentima menjana brzina, tj. protok, a ostvarivani su isti uslovi zvučne modifikacije mlaza. Na slici je prikazan eksperimentalni slučaj pobude bliske "željenom" modu oscilacija $St_D \approx 0.3$.

Raspodele normalizovane srednje brzine u aksijalnom pravcu u osi mlaza jasno su pokazale zavisnost od Reynoldsovog broja sa čijim povećanjem dolazi do smanjenja brzine na rastojanju od 1-2D od izlaza iz mlaznice, zavisno od amplitude oscilacija (izraženije sa povećanjem amplitude) uz očuvanje potencijalnog jezgra strujanja. Raspodela intenziteta turbulencije u aksijalnom pravcu u osi mlaza, takođe pokazuje veliku osetljivost na promenu Reynoldsovog broja strujanja i amplitude pobude. Uočljivo je smanjenje intenziteta turbulencije sa povećanjem Reynoldsovog broja strujanja kao i povećanje intenziteta turbulencije sa povećanjem amplitude oscilacija.

Ako uporedimo ove zaključke sa analizom početnih karakteristika mlaza datih na slici 5-19, može se reći da se intenzitet turbulencije na obodu nemodifikovanog i modifikovanog mlaza povećava sa povećanjem Reynoldsovog broja kao i povećanjem amplitude pobude, dok je analizom raspodela intenziteta turbulencije u aksijalnom pravcu datim na slici 5-21, uočeno smanjenje intenziteta turbulencije sa povećanjem Reynoldsovog broja i povećanje sa povećanjem amplitude pobude.



Slika 5-21 Uticaj Reynoldsovog broja i amplitude oscilacija na raspodelu normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u aksijalnom pravcu u osi mlaza; - sa i bez zvuka; $St_D \approx 0.3$; $Re=15000-25000$; $u'/U_e=1-3\%$; $L/D=0-8$;

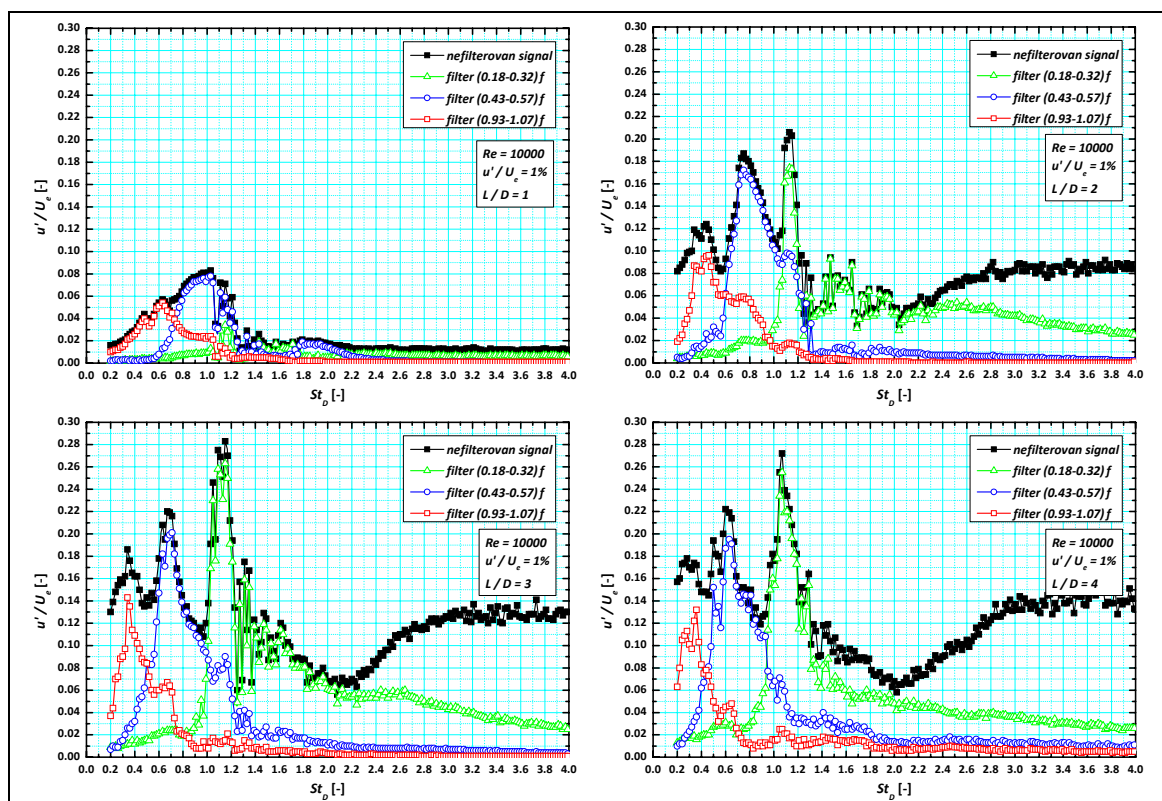
Sličnosti u odgovoru mlaza na modifikaciju su očigledne, kao što je i očigledno da je mlazeve sa manjim Reynoldsovim brojevima lakše modifikovati i promeniti njihove turbulentne osobine, nego što je to slučaj sa mlazovima pri većim Reynoldsovim brojevima. Generalni odgovor mlaza na modifikaciju zvučnim oscilacijama, kao što se to može videti sa slike 5-21, je veoma sličan za sve prikazane vrednosti Reynoldsovog broja, što nas utvrđuje u zaključku da je vodeći parametar, koji jasno razdvaja reakciju mlaza na modifikaciju zvučnim oscilacijama, Struhalov broj pobude.

5.6 Merenje frekventnog odziva modificiranog slobodnog mlaza u aksijalnom pravcu u osi mlaza – ICPF Prag

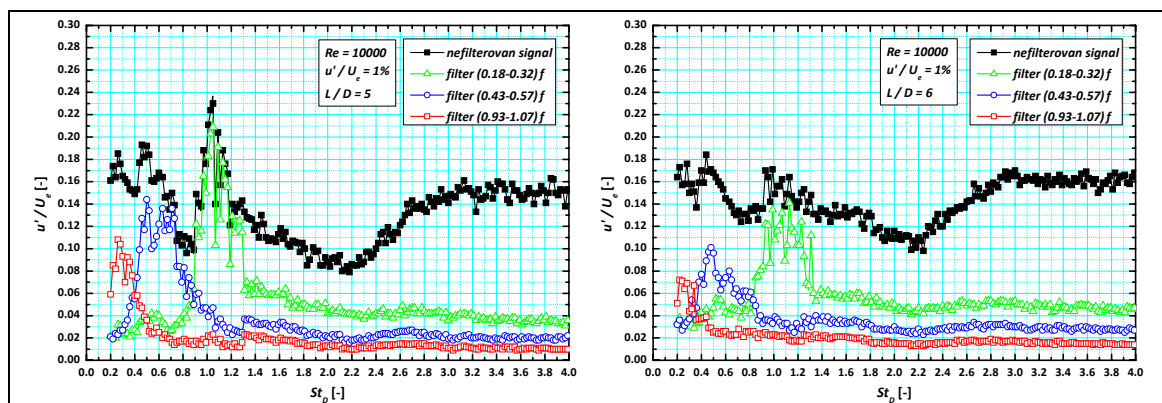
Zavisnost intenziteta turbulencije u brzinskom polju u osi mlaza na nekoliko rastojanja u aksijalnom pravcu od izlaza iz mlaznice od Struhalovog broja oscilacija kojom je mlaz modificiran, prikazana je na slici 5-22. Signal brzine je filtriran odgovarajućim uskopropusnim filterima koji propuštaju samo određenu frekvenciju signala brzine: u našem slučaju frekvenciju pobude f , njen prvi subharmonik $f/2$ i treći subharmonik $f/4$. Nefilterovani rezultati merenja signala brzine kao i filterovani signali su na svrsishodan način takođe prikazani na slici 5-22.

Postupak merenja frekventnog odziva mlaza se obavlja na sledeći način:

- senzor sa usijanim vlaknom je postavljen na željeno rastojanje od izlaza iz mlaznice u osi mlaza;
- uspostavljene su željene vrednosti brzine na izlazu iz mlaznice, tj. formirani određeni Reynoldsovi brojevi;
- izazvane su zvučne pobude u mlazu u željenom opsegu vrednosti frekvencije (tj. Struhalovog broja) u definisanim koracima promene ($\Delta f=10$ Hz).



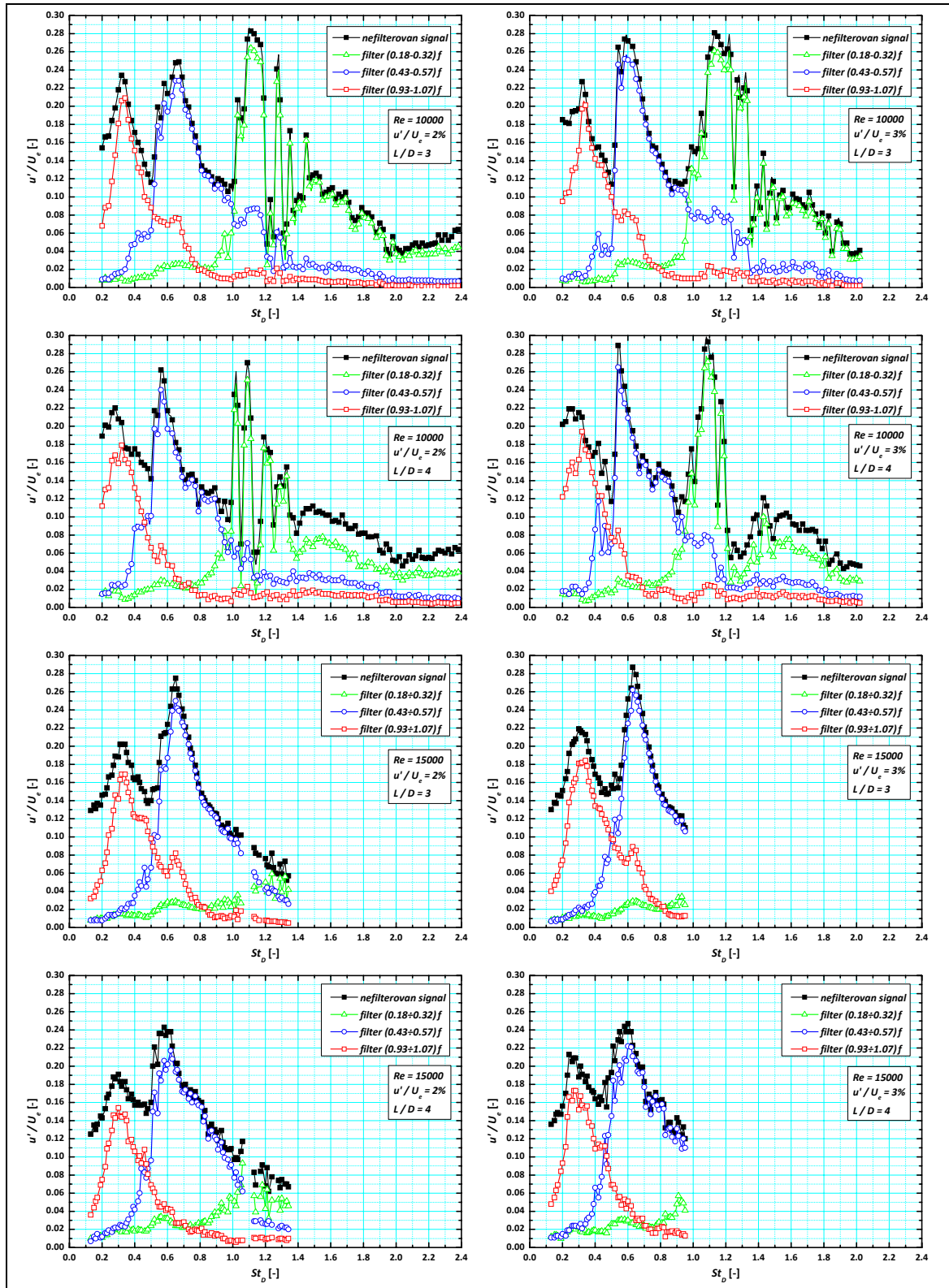
Slika 5-22 ... nastavlja se na sledećoj strani



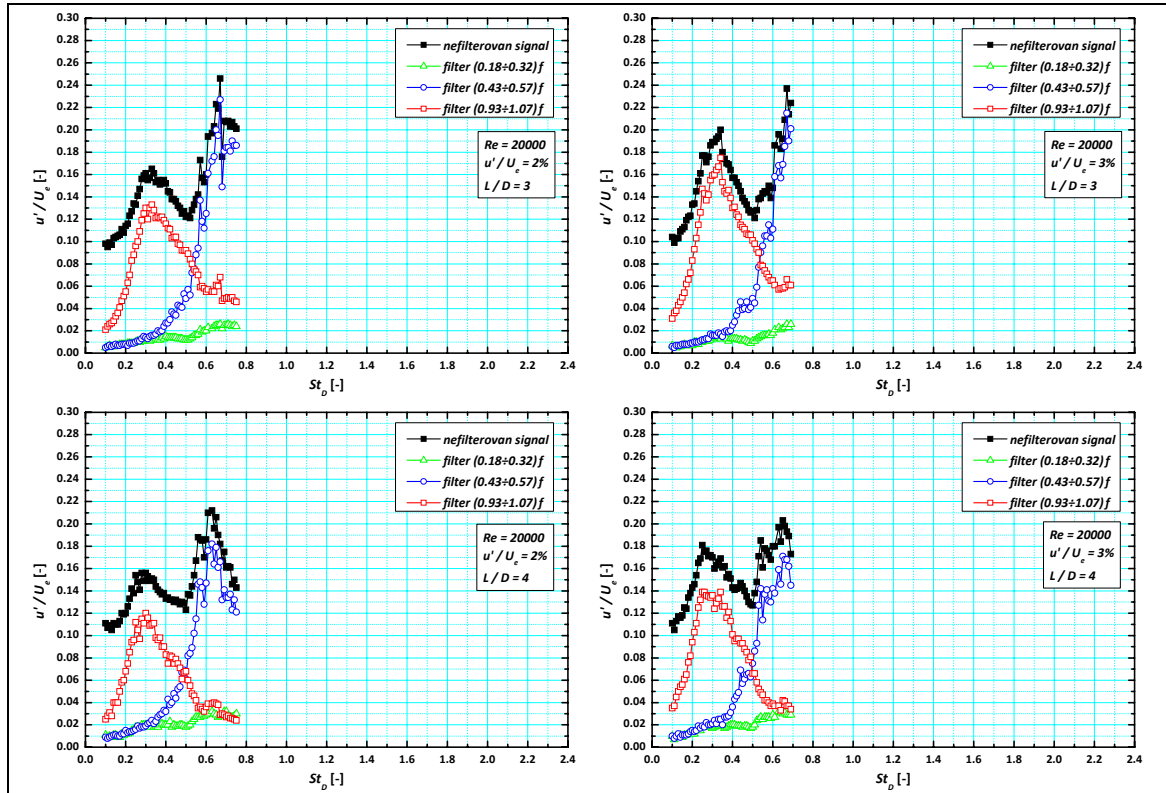
Slika 5-22 Zavisnost intenziteta turbulencije u nekoliko tačaka u aksijalnom pravcu u osi slobodnog mlaza od frekvencije pobude – $St_D=0.2-4.0$; $Re=10000$; $u'/U_e=1\%$; $L/D=1-6$;

Vrednosti intenziteta turbulencije, kao i vrednosti filterovanih signala kroz sva tri uskopropusna filtera, su memorisane u okviru akvizicionog sistema za svaku pojedinačnu frekvenciju pobude dovoljno dugo vremena (nekoliko vremenskih perioda oscilovanja).

Profili signala brzine filterovanih uskopropusnim filterom, prikazanih na slici 5-22, nam pomažu da odredimo koji deo oscilatornog kretanja u modifikovanom turbulentnom osnosimetričnom mlazu je odgovoran za maksimume u profilima intenziteta turbulencije. Za frekvencije spoljašnje pobude oko vrednosti $St_D=0.3$, prirodna frekvencija f je odgovorna za maksimum u profilu, što potvrđuje pretpostavku da se u blizini ove frekvencije javlja mod sa najvećim prirodnim pojačanjem. Za maksimum u drugoj frekventnoj oblasti za vrednosti Struhalovog broja $St_D=0.6$, je odgovoran prvi subharmonik oscilovanja, $f/2$. Treći maksimum u profilu pripada trećem subharmoniku oscilovanja, $f/4$. Ponašanje mlaza u ovoj frekventnoj oblasti, $1.0 \leq St_D \leq 1.5$, karakterisano je velikom nestabilnošću i naglim, skokovitim promenama od veoma niskih vrednosti intenziteta turbulencije do veoma visokih za vrlo male razlike u frekvencijama spoljašnje pobude. Uočava se da za vrednosti Struhalovog broja veće od $St_D \geq 1.5$ skoro potpuno prestaje oscilatorno ponašanje u osi mlaza, koje je praćeno smanjenjem vrednosti intenziteta turbulencije sve do najmanje vrednosti koja se javlja na $St_D=2.2$. Rezultati merenja pokazuju da je u nizstrujnim procesima udeo oscilatornog kretanja u mlazu sve manji, tako da je na aksijalnim rastojanjima $x/D \approx L/D \geq 6$ uticaj modifikacije zanemarljivo mali.



Slika 5-23 ... nastavlja se na sledećoj strani



Slika 5-23 Zavisnost intenziteta turbulencije u osi slobodnog mlaza od frekvencije pobude, Reynoldsovog broja i amplitude pobude; – $St_D=0.2-2.4$; $Re=15000-20000$; $u'/U_e=2-3\%$; $L/D=3-4$;

Analizom uticaja Reynoldsovog broja i amplitude pobude na frekventni odziv modifikovanog turbulentnog mlaza na nekoliko aksijalnih rastojanja u osi mlaza ćemo obuhvatiti profile signala brzine filterovanih uskopropusnim filterom koji su prikazani na slici 5-23. Rezultati merenja obuhvataju eksperimente u kojima je Reynoldsov broj variran u opsegu $Re=15000-20000$ za dve amplitude pobude $u'/U_e=2-3\%$ a frekventni odziv turbulentnog osnosimetričnog mlaza je dat samo za dve tačke na aksijalnom udaljenju $x/D=L/D=3$ i 4 jer je u toj oblasti najveći uticaj modifikacije na mlaz. Zbog ograničenja zvučnika koji se koristio za unošenje spoljašnjih zvučnih oscilacija u ispitivani mlaz vazduha (napon potreban za ostvarivanje željene frekvencije bi bio preveliki za tehničke mogućnosti zvučnika) nije bilo moguće obaviti merenje na višim frekvencijama pri većim vrednostima Reynoldsovog broja (na slici 5-23 se vidi da nedostaje deo tačaka u dijagramima).

I pored ograničenosti snage zvučnika da postigne željene amplitude spoljašnje pobude u turbulentnom osnosimetričnom mlazu na većim brzinama strujanja, može

uočiti da frekventni odziv mlaza na spoljašnju zvučnu pobudu zavisi od Struhalovog broja pobude i može biti svrstano u jasno definisane grupe koje odgovaraju onima već opisanim u prethodnim analizama.

Sa povećanjem Rejnoldsovog broja strujanja dolazi do smanjenja vrednosti sva tri opisana maksimuma u profilima intenziteta turbulencije u celoj oblasti frekvencija, što potvrđuje prethodno iskazane tvrdnje da je teže modifikovati mlaz sa većim Rejnoldsovim brojem.

Povećanje amplitude sa 1 na 2 % dovelo je do povećanja prva dva maksimuma u profilima intenziteta tubulencije (f i $f/2$) dok treći maksimum ostaje na nepromenjenoj vrednosti, ali je dalje povećanje amplitude imalo uticaj samo na povećanje maksimuma koji odgovara prvom subharmoniku oscilovanja $f/2$, dok druga dva maksimuma ostaju na približno istom nivou.

Iz prikazane analize frekventnog odziva turbulentnog osnosimetričnog mlaza na spoljašnju zvučnu modifikaciju možemo izvući zaključak da je teže modifikovati mlaz većeg Rejnoldsovog broja, i da povećanje amplitude pobude najviše utiče na proces slobodnog uparivanja vrtloga koji se nalaze na periferiji mlaza za koji je odgovoran prvi subharmonik frekvencije oscilovanja $f/2$.

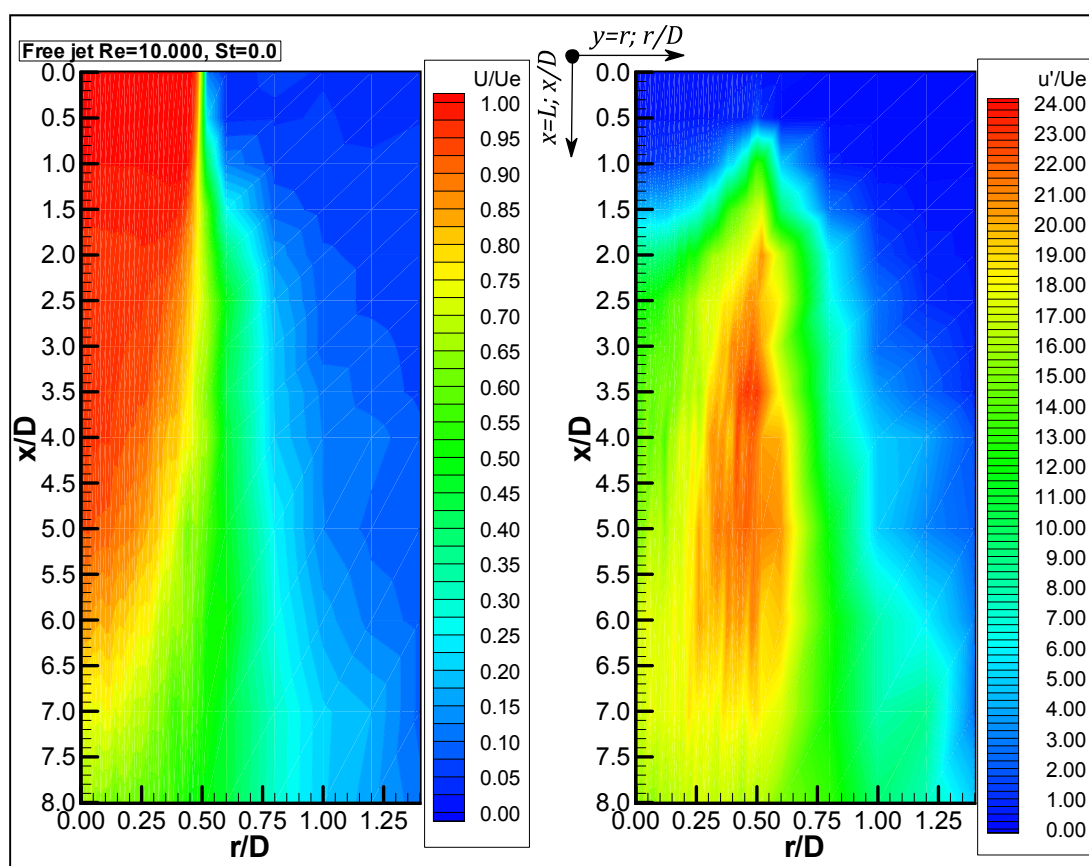
5.7 Merenje brzinskog polja u velikom broju tačaka u cilju vizuelizacije uticaja modifikacije na karakteristike slobodnog mlaza – ICPF Prag

Eksperimentalna postavka sa potpuno kompjuterizovanim upravljanjem (celokupan eksperiment sa više od 2500 merenja trenutne brzine je unapred isprogramiran, a baza podataka prikupljenih u toku eksperimenta na odgovarajuće način sačuvana) je omogućila da se u realnom vremenu obave veoma opsežna merenja u gustoj mreži mernih mesta unutar brzinskog polja u slobodnom mlazu. Ovo je iskorišćeno da bi se na celishodan način mogao „vizuelizovati“ uticaj različitih uslova spoljašnje pobude na ponašanje turbulentnog osnosimetričnog mlaza koji slobodno ističe u okolnu sredinu istih fizičkih svojstava.

Mreža mernih mesta je bila veoma gusta u radijalnom pravcu, dok je u aksijalnom pravcu bila razuđenija. Nešto više od 2500 mernih mesta je bilo obuhvaćeno u

jednom merenju brzinskog polja. Za svaku tačku u strujnom toku se prikupljani signal brzine i fluktuacije brzine dovoljno dug vremenski period, a vrednosti su u naknadnoj analizi vremenski usrednjavane. Vrednosti između mernih linija su preračunavane tako da su se obezbedili kompletni podaci za polja normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije koji će biti prikazani na slikama koje slede.

Zbog osnosimetričnosti strujnog polja biće prikazana samo jedna polovina polja vrednosti u oblasti koja se proteže $8D$ u aksijalnom i $1.4D$ u radijalnom pravcu. Pri tome je osa mlaza s a leve strane oba profila a mlaznica u gornjem levom uglu.

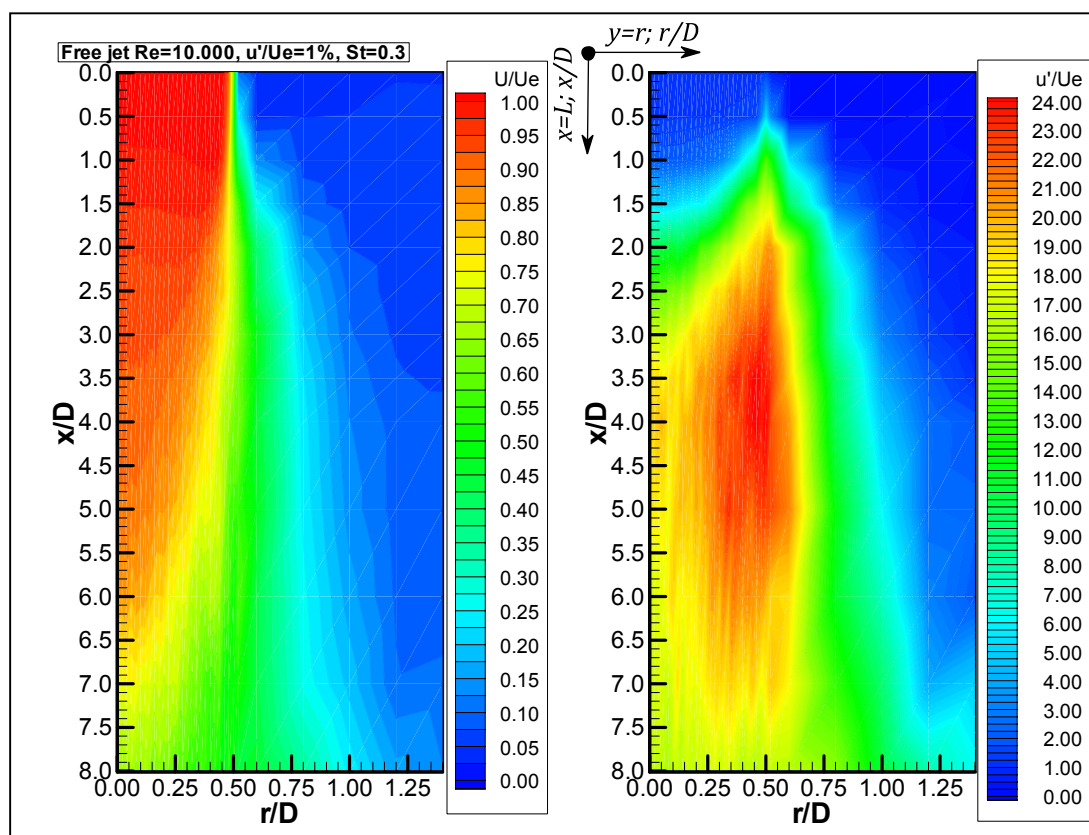


Slika 5-24 Polja normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u oblasti $8D \times 1.4D$ - bez zvuka; $Re=10000$

Slika 5-24 prikazuje polje normalizovane brzine i intenziteta turbulencije nepobuđenog turbulentnog osnosimetričnog mlaza pri Reynoldsovom broju $Re=10000$. Polje normalizovane brzine jasno pokazuje potencijalno jezgro mlaza koje se održava sve do aksijalnog rastojanja od 4.5 do $5D$ od izlaza iz mlaznice. Sužavanje potencijalnog jezgra prati postepeno uvećavanje smičućeg sloja mlaza kako se

udaljava od izlaza iz mlaznice. Polje intenziteta turbulencije je jasno ocrtalo oblasti sa najvećim turbulentnim intenzitetom u smičućem sloju mlaza, tj. pozicije vrtložnih struktura na obodu mlaza .

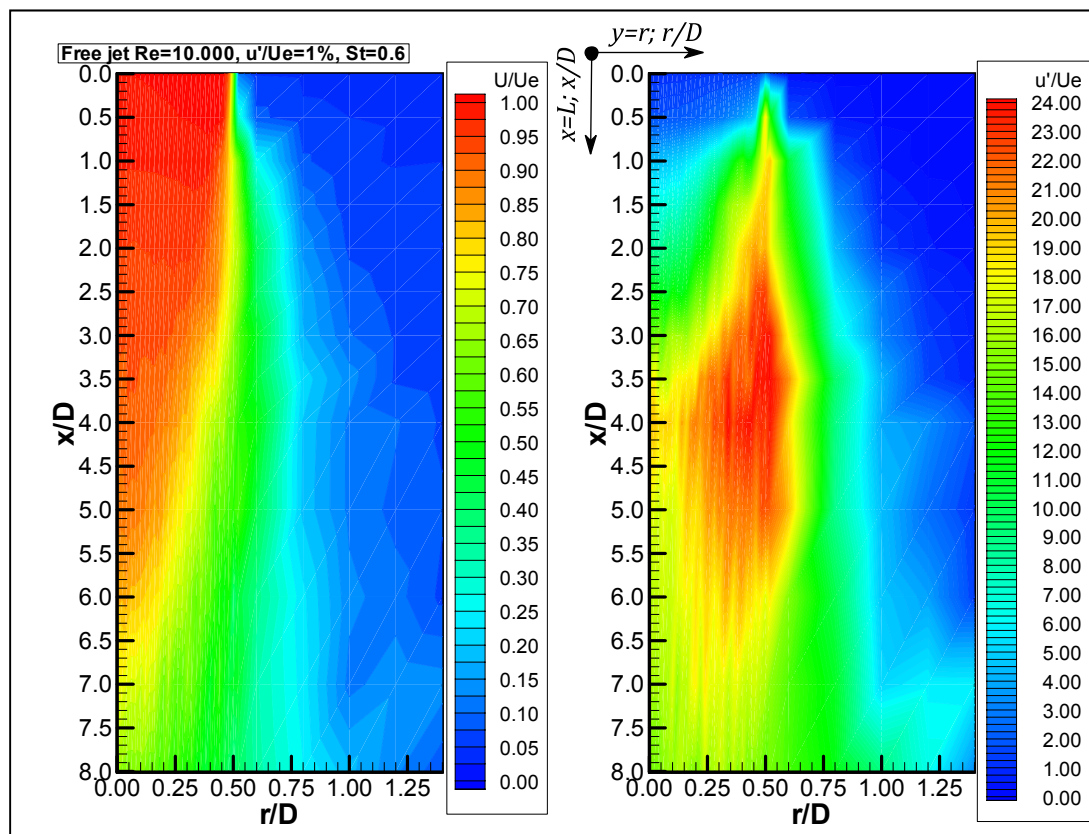
Analiza uticaja Struhalovog broja pobude na modifikaciju strukture obuhvata polja normalizovanih srednjih brzina i intenziteta turbulencije za četiri grupe frekvencija pobude i identičnim Reynoldsovim brojem strujanja $Re=10000$ i amplitudom pobude $u'/U_e=1\%$ koja su prikazana na slikama 5-25 do 5-28.



Slika 5-25 Polja normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u oblasti $8D \times 1.4D$ - sa zvukom; $Re=10000$; $St_D=0.3$; $u'/U_e=1\%$;

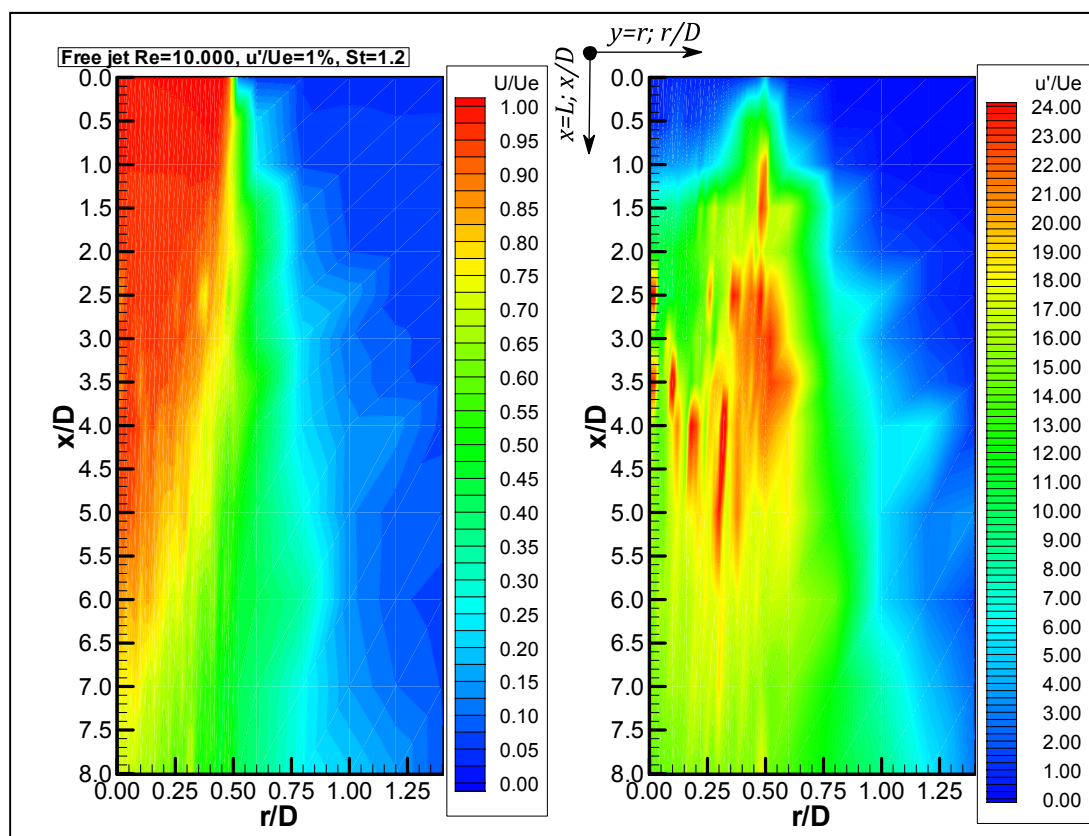
Slika 5-25, koja predstavlja slučaj pobude Struhalovim brojem $St_D=0.3$, potvrđuje već izneti zaključak da se dužina potencijalnog jezgra modifikovanog mlaza skraćuje, sa prethodne dužine $4.5-5D$ na vrednost između 4 i 4.5 prečnika mlaznice. Potencijalno jezgro mlaza i dalje postoji, ali vrtlozi sa periferije, narasli u svojoj veličini usled modifikacije, prodiru do ose mlaza već na aksijalnim rastojanjima $3.5D$ od izlaza iz mlaznice. Polje intenziteta turbulencije ukazuje na širenje oblasti sa najvećim

vrednostima intenziteta turbulencije u smičućem sloju slobodnog mlaza i pojavu veoma visokih vrednosti intenziteta turbulencije u osi mlaza na rastojanjima $3.5D$, što potvrđuje zaključak o narastanju perifernih vrtloga i prisustvu čak i u osi mlaza.



Slika 5-26 Polja normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u oblasti $8D \times 1.4D$ - sa zvukom; $Re=10000$; $St_D=0.6$; $u'/U_e=1\%$;

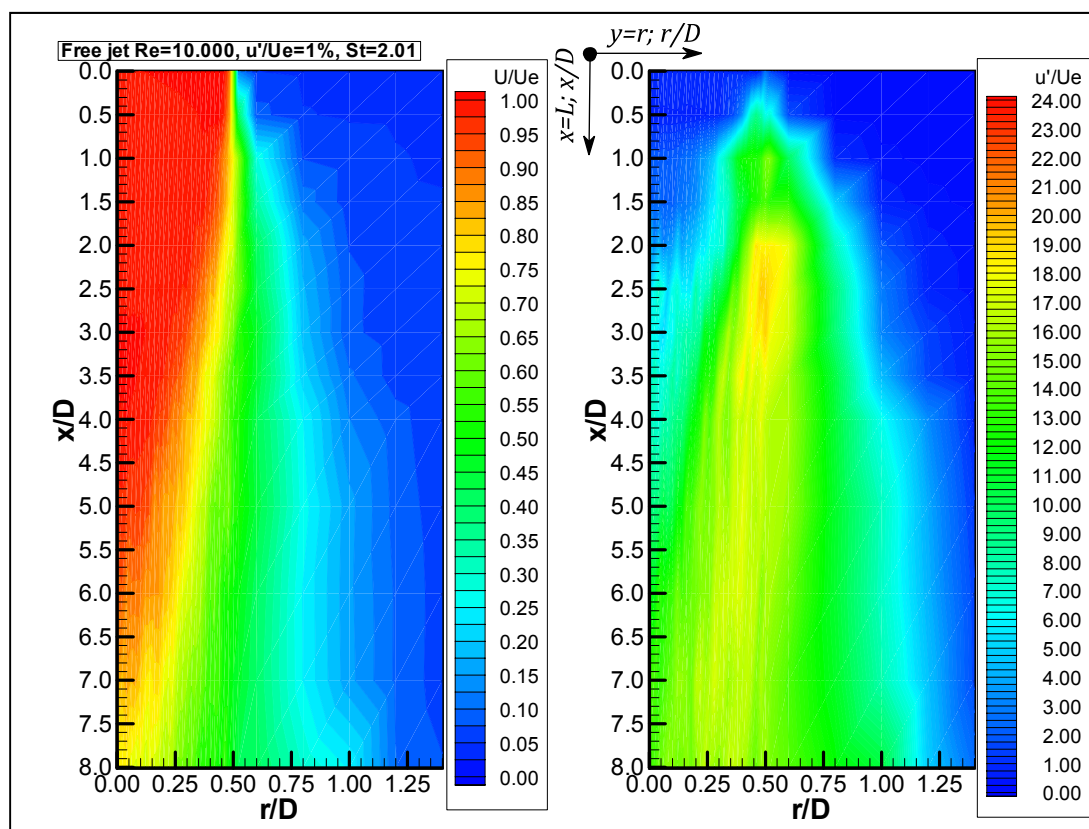
Spoljašnja pobuda Struhalovim brojem $St_D=0.6$, prikazana na slici 5-26, je karakterisana još ubrzanijim skraćanjem potencijalnog jezgra mlaza, kao što se to jasno vidi iz polja normalizovane srednje brzine. Normalizovano polje intenziteta turbulencije pokazuje „talasasti” smičući sloj mlaza na aksijalnim rastojanjima u oblasti $0.5D$ do $2D$ od izlaza iz mlaznice, što se podudara sa tvrdnjom da u ovom modu spoljašnje pobude zvučnim oscilacijama dolazi do stabilnog uparivanja vrtloga. Energija u mlazu, je u ovoj oblasti preraspodeljena i, u najvećoj meri, iskorišćena za proces uparivanja vrtloga. Vrtlog nastao u procesu uparivanja, znatno veći i snažniji od početnih vrtloga, što dovodi do toga da se u polju intenziteta turbulencije javljaju oblasti sa veoma visokim vrednostima, većim nego u slučaju prirodno najpojačanije pobude $St_D=0.3$.



Slika 5-27 Polja normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u oblasti $8D \times 1.4D$ - sa zvukom; $Re=10000$; $St_D=1.2$; $u'/U_e=1\%$;

Kao što je već u prethodnim poglavljima istaknuto, slučaj pobude Struhalovim brojem $St_D=1.2$, prikazan na slici 5-27, predstavlja veoma nestabilnu oblast pobude u kojoj dolazi do skokovitih prelaza u ponašanju samog turbulentnog osnosimetričnog slobodnog mlaza, koji je modifikovan zvučnim oscilacijama ove frekvencije. Ovaj diskontinuitet se može jasno uočiti u polju normalizovanog intenziteta turbulencije, gde se vide jasno izdvojene oblasti koncentrisanog intenziteta. Takođe, polje normalizovane srednje brzine jasno pokazuje neujednačenosti u svojoj strukturi. Ova oblast pobude osnosimetričnog turbulentnog mlaza predstavlja sa istraživačkog stanovišta veoma interesantnu oblast, koja zahteva da joj se u budućnosti posveti veća pažnja.

Slika 5-28 prikazuje polja normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije turbulentnog osnosimetričnog slobodnog mlaza modifikovanog zvučnim oscilacijama Struhalovog broja $St_D=2.1$.



Slika 5-28 Polje normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u oblasti $8D \times 1.4D$ - sa zvukom; $Re=10000$; $St_D=2.1$; $u'/U_e=1\%$;

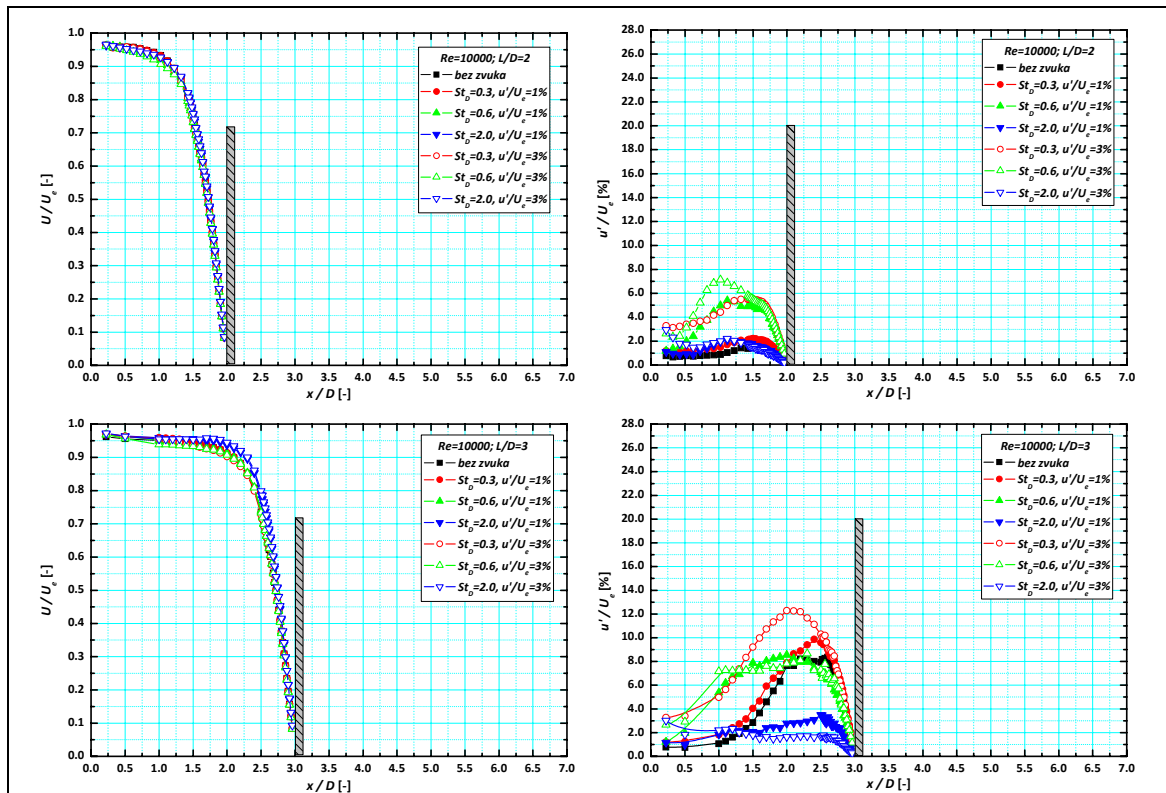
Kao što se iz polja normalizovane srednje brzine može jasno videti, u ovom slučaju spoljašnje modifikacije turbulentnog osnosimetričnog mlaza dolazi do produženja potencijalnog jezgra mlaza u poređenju sa poljem nemodifikovanog turbulentnog osnosimetričnog mlaza prikazanog na slici 5-24. Polje intenziteta turbulencije pokazuje veoma interesantnu ujednačenost intenziteta turbulencije u perifernoj smičućoj oblasti mlaza, sa slabo izraženom oblašću smičućeg sloja.

Ako se ovako verifikovan režim modifikacije zvučnim oscilacijama analizira sa stanovišta primene, onda se zaključuje da je ovaj vid modifikacije veoma povoljan za kontrolisanje samog procesa prelaženja toplote sa mlaza na podlogu i obrnuto, zbog veoma dobre ujednačenosti polja intenziteta turbulencije, što predstavlja značajan parametar u tehnološkim procesima.

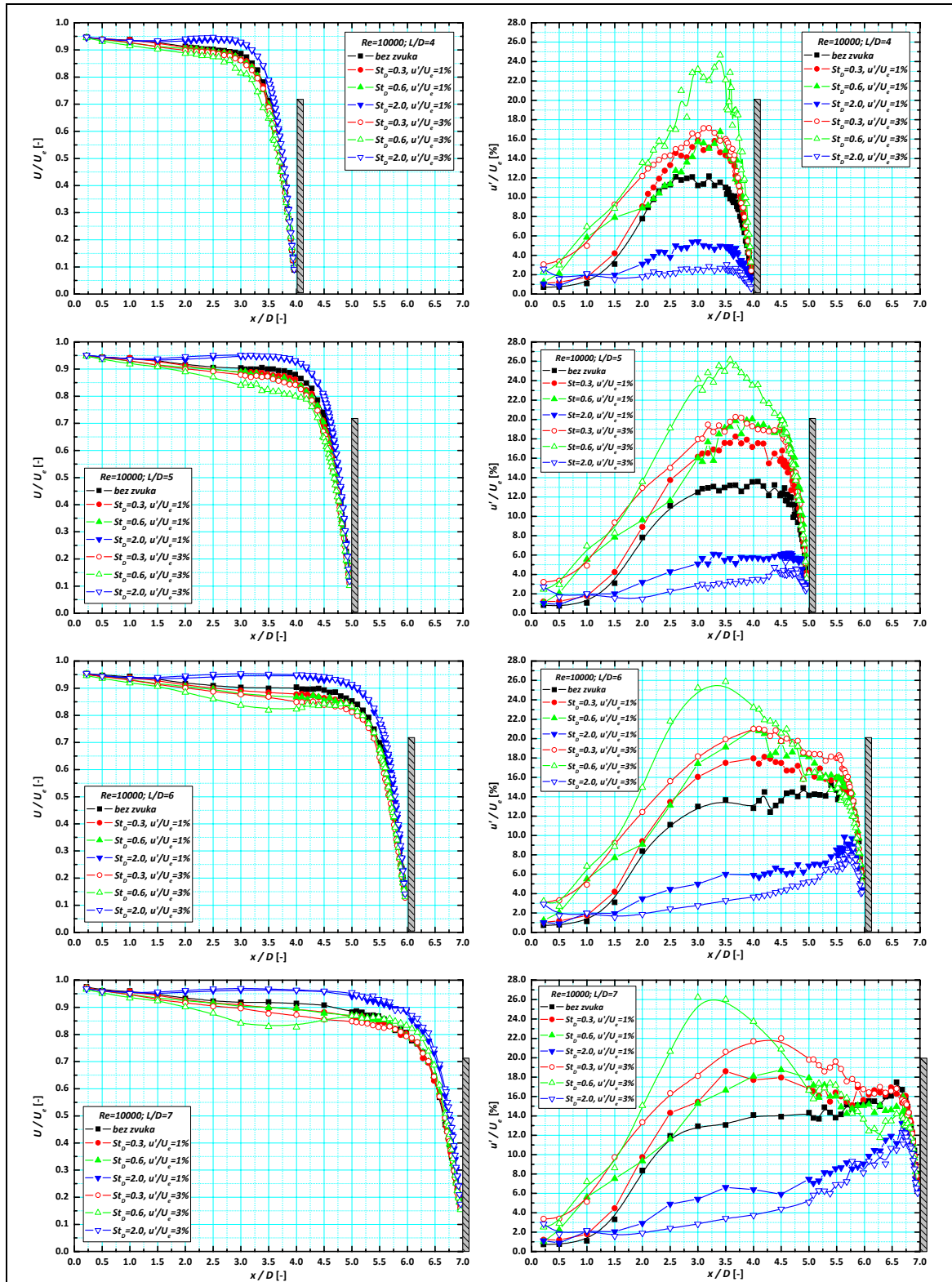
5.8 Merenje srednje brzine u aksijalnom pravcu u osi mlaza pri udaru o ravnu podlogu – ICPF Prag

Normalizovana srednja brzina i intenzitet turbulencije u aksijalnom pravcu u osi mlaza za slučaj strujanja $Re=10000$, bez zvučne modifikacije i sa zvučnom modifikacijom sa odabrane tri vrednosti Struhalovog broja $St_D=0.3, 0.6$ i 2.0 i dve vrednosti početne amplitude spoljašnjih pobuda u mlazu $u'/U_e=1\%$ i 3% , su prikazani na slici 5-29. Raspodele u aksijalnom pravcu su izmerene duž ose mlaza, u prisustvu udarne ploče, počev od rastojanja 0.5 mm od izlaza iz mlaznice pa sve do veoma malog rastojanja od same udarne ploče.

Prikazane raspodele normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u aksijalnom pravcu u osi mlaza, slika 5-29, nam služe da izdvojimo značaj rastojanja između izlaza iz mlaznice i udarne ploče kao parametra za opisivanje strukture fluidnog toka u ovim eksperimentalnim postavkama. Sa iste slike se može analizirati i uticaj amplitude pobude u eksperimentalnoj postavci sa udarnom pločom (radi preglednosti su prikazani samo slučajevi pobude amplitudama oscilacija 1 i 3%).



Slika 5-29 ... nastavlja se na sledećoj strani



Slika 5-29 Uticaj rastojanja izlaza iz mlaznice i udarne ploče u aksijalnom pravcu na raspodele normalizovana srednje brzine i intenziteta turbulencije u osi mlaza; - sa i bez zvuka; $St_D=0.3-2.0$; $Re=10000$; $u'/U_e=1-3\%$; $L/D=0-7$

Merenja su izvršena u eksperimentalno ostvarivoj oblasti promene Struhalovog broja pobude $St_D=0.20-2.02$, sa veoma sitnim korakom promene frekvencije. Generalno, opšti je zaključak da su karakteristike osnosimetričnog turbulentnog mlaza u prisustvu udarne podloge veoma slične modifikovanom slobodnom mlazu. Prisustvo podloge nije proizvodilo neki dodatni fizički mehanizam koji bi morao biti specijalno tretiran u ovom radu, što se moglo i očekivati za ova nisko subsonična strujanja. U literaturi se mogu pronaći radovi koji opisuju uticaj same udarne podloge na karakteristike mlaza, ali za veće brzine strujanja koje nisu bile predmet ovog rada.

Iz rezultata merenja mogu se izdvojiti četiri oblasti ponašanja zavisno od Struhalovog broja modifikacije, koje karakterišu veoma slične osobine modifikovanog turbulentnog osnosimetričnog mlaza, kao što je to već istaknuto u analizi rezultata merenja u slobodnom mlazu. To je i razlog što su na slici 5-29 prikazana samo tri različita režima modifikacije mlaza Struhalovim brojevima $St_D=0.30, 0.60$ i 2.0 pri istom Reynoldsovom broju $Re=10000$.

Iz dijagrama prikazanih na slici 5-29 može se zaključiti da aksijalna pozicija udarne podloge ima veoma značajan uticaj na profile aksijalne normalizovane brzine mlaza, a naročito za mala rastojanja podloge od izlaza iz mlaznice. To je direktno povezano sa dužinom potencijalnog jezgra mlaza, jer je veći uticaj podloge verifikovan u eksperimentalnim postavkama u kojima je podloga postavljena na aksijanim rastojanjima kraćim od potencijalnog jezgra, dok je uticaj podloge znatno manji pri većim aksijalnim rastojanjima, $L/D \geq 5$, kada se uticaj ispoljava samo u oblasti oko zaustavne tačke u kojoj dolazi do naglog skretanja struje.

Za mala aksijalna rastojanja udarne ploče, $L/D=2$ i 3 , dominantan fizički mehanizam je pojava prepreke u struji fluida i naglo skretanje struje pri udaru o prepreku, koji diktira ponašanje fluidnog toka. Raspodele normalizovane srednje brzine u aksijalnom pravcu u osi mlaza za najmanje prikazano odstojanje $L/D=2$ imaju identične vrednosti, dok je uticaj zvučne modifikacije može uočiti iz raspodela intenziteta turbulencije. Na aksijalnom rastojanju $L/D=3$ dolazi do izraženijeg uticaja u slučaju modifikacije modom bliskim željenom, intenzitet turbulencije u modu stabilnog uparivanja vrtloga pokazuje neznatno izmenjeno ponašanje u

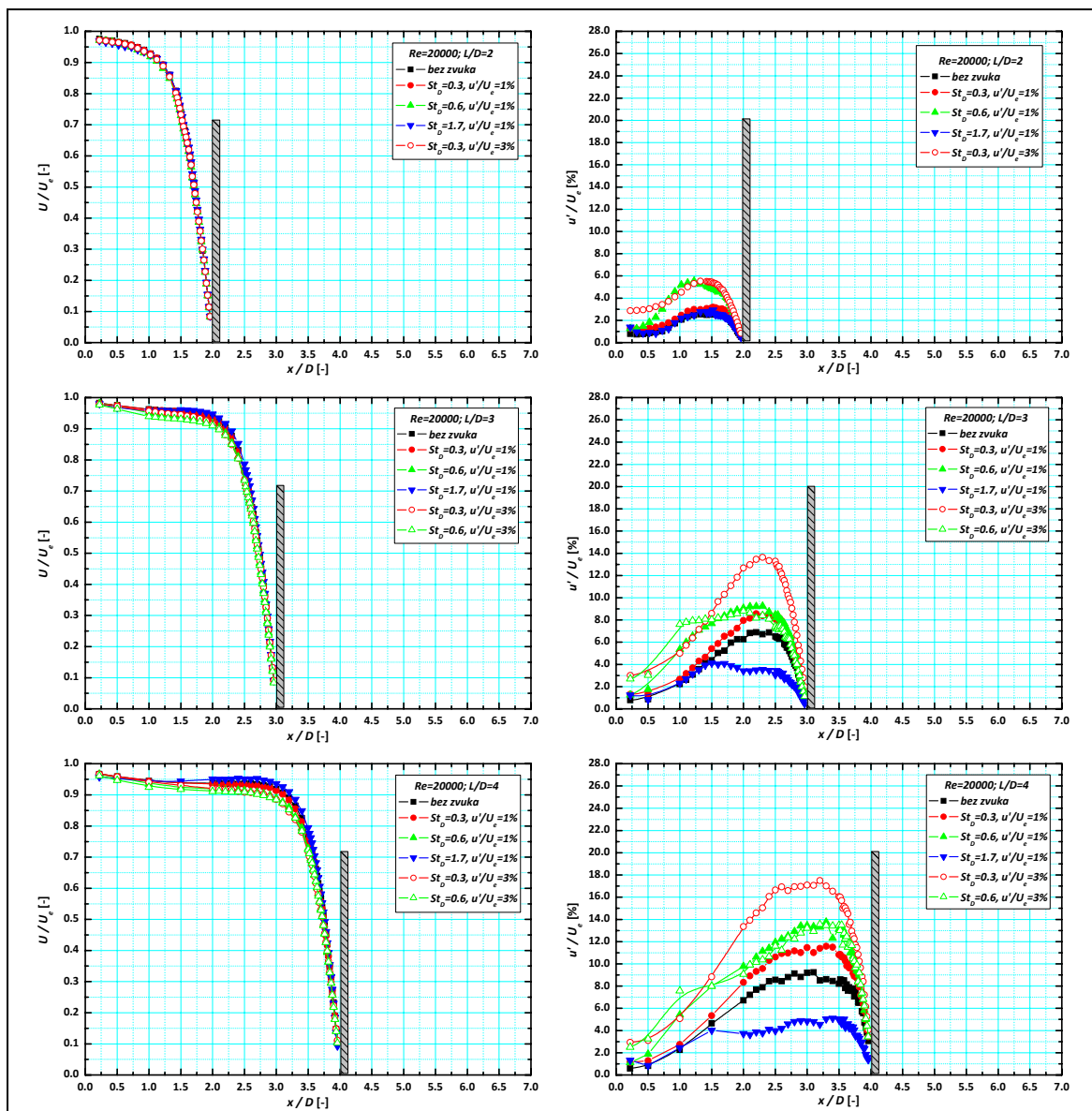
odnosu na prethodni slučaj dok je za mod sa Stuhalovim brojem pobude $St_D=2.0$ verifikovano izraženo smanjenje intenziteta turbulencije u osi mlaza u odnosu na nemodifikovan i druge slučajeve modifikovanog mlaza. Samo u slučajevima pobude bliske željenom modu oscilacija, $St_D=0.30$, dolazi do izraženijeg povećanja intenziteta turbulenci pri povećanju amplitude pobude. Očigledno, prisustvo udarne ploče dosta blizu mlaznice sprečava pojačanje moda stabilnog uparivanja vrtloga sa povećanjem amplitude pobude

Pri daljem udaljavanju udarne podloge uticaj modifikacije mlaza postaje dominantniji faktor u uspostavljanju strukture strujnog polja. Glavni uticaj modifikacija zvučnim oscilacijama u fluidnom toku je upravo na vrtložne strukture u smičućem sloju mlaza, pa ako je podloga pomerana dalje od mlaznice ima dovoljno vremena da se odvije proces pojačanja ili suzbijanja vrtložnih struktura u mlazu. U prikazanim raspodelama normalizovane srednje brzine za $L/D=4$ i 5 , mogu se prepoznati osobine slične onima u slobodnom mlazu, pobude $St_D=0.30$ i 0.60 neznatno skraćuju potencijalno jezgro, dok pobuda $St_D=2.0$ potencijalno jezgro produžava i čak ubrzava struju. Jasno je izražen uticaj povećanja amplitude pobude na raspodele intenziteta turbulencije, a najizraženiji uticaj je upravo u modu stabilnog uparivanja vrtloga gde se pomeranjem podloge uklonila prepreka za neometano odvijanje ovog procesa. Pobuda $St_D=2.0$ i dalje dovodi do izraženog smanjenja vrednosti intenziteta turbulencije u osi mlaza u poređenju sa drugim ispitivanim slučajevima.

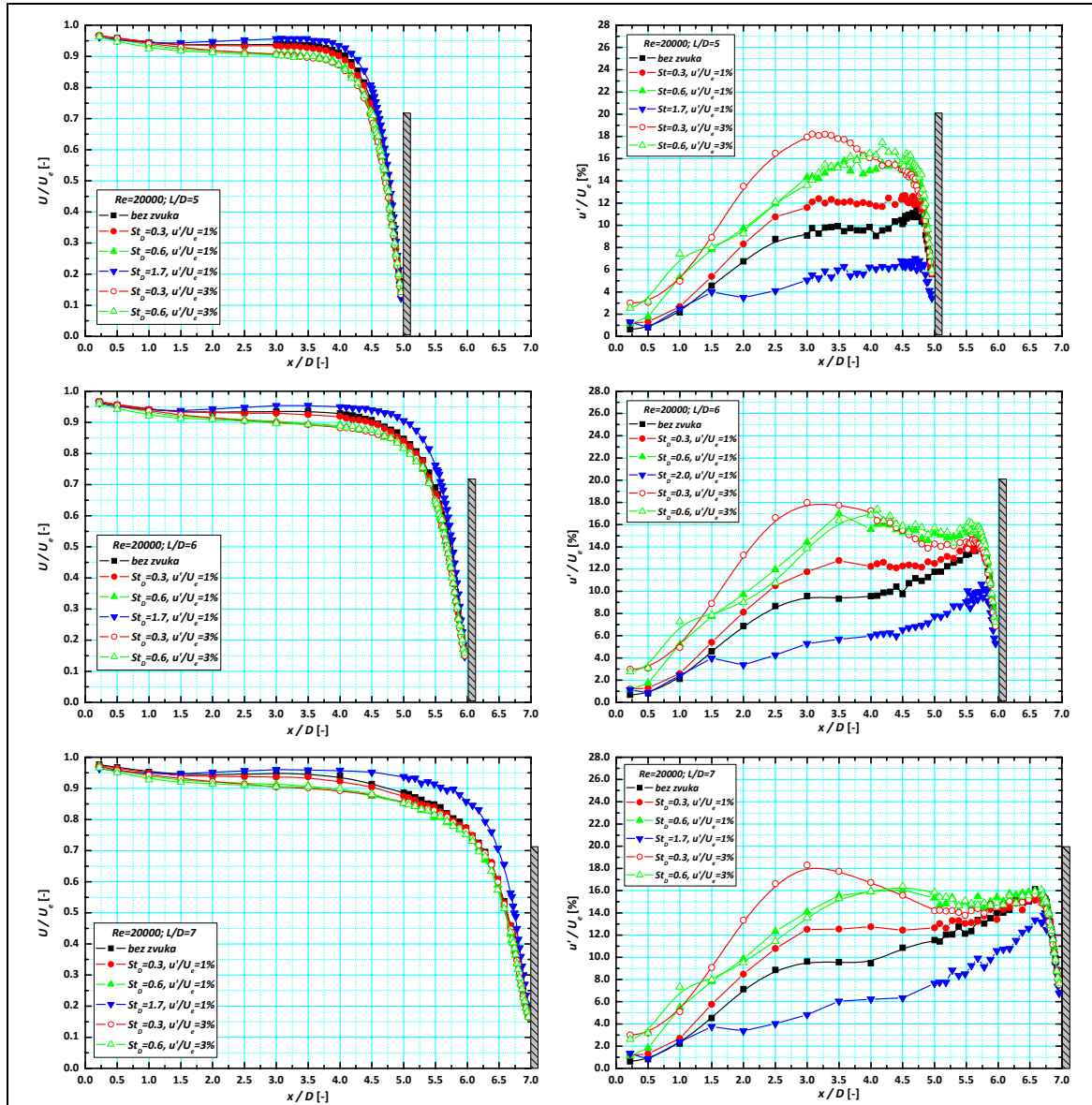
Analizom profila na većim aksijalnim udaljenjima podloge $L/D=6$ i 7 , možemo uočiti veoma veliku sličnost sa profilima u slobodnom mlazu. Udarna podloga je sada dovoljno daleko i pozicionirana u zoni koju karakterišu sitne turbulentne strukture i u slučaju nemodifikovanog i svih prikazanih modifikovanih mlazeva, tako da je njen uticaj zanemarljiv. Na tom aksijalnom udaljenju potpuno nestaje udeo sinusnog kretanja i modifikacija ima veoma mali efekat (najveći uticaj je u promeni srednje brzine u blizini udarne ploče).

Raspodela normalizovane srednje brzine počinje da se menja na rastojanjima $1D$ od udarne podloge gde dolazi do naglog smanjenja brzine do 0 u zaustavnoj tački na

udarnoj ploči. Raspodele intenziteta turbulencije pokazuju promenu nešto kasnije, u oblasti $0.5D$ od same udarne podloge, gde dolazi do naglog smanjenja intenziteta turbulencije sve do najnižih vrednosti izmerenih u zaustavnoj tački. Vrednosti intenziteta turbulencije izmereni u zaustavnoj tački zavise isključivo od rastojanja mlaznice i udarne ploče i za $L/D \leq 4$ (udarna ploča unutar potencijalnog jezgra) praktično jednaka 0 u zaustavnoj tački, dok se sa daljim udaljenjem ova vrednost povećava od 2.5% za $L/D=5$ do 6% za aksijalno rastojanje $L/D=7$ i uopšte ne zavise od modifikacije mlaza (nemodifikovan mlaz ima identične vrednosti).



Slika 5-30 ... nastavlja se na sledećoj strani



Slika 5-30 Uticaj rastojanja izlaza iz mlaznice i udarne ploče u aksijalnom pravcu na raspodele normalizovana srednje brzine i intenziteta turbulencije u osi mlaza; - sa i bez zvuka; $St_D=0.3-1.7$; $Re=20000$; $u'/U_e=1-3\%$; $L/D=0-7$

Rezultati merenja, za brzine strujanja koje odgovaraju Reynoldsovim brojem $Re=20000$, za iste uslove modifikacije zvučnim oscilacijama, su prikazani na slici 5-30. Analizom ovih rezultat može se izdvojiti uticaj Reynoldsovog broja na mogućnost modifikacije mlaza zvučnim oscilacijama. Za neke slučajeve pobude pri brzini strujanja koja odgovara Reynoldsovom broju $Re=20000$, nije bilo moguće ostvariti željene uslove za veće amplitude pobude zbog velike vrednosti potrebnog napona na zvučnicima, a koja je veća od one kojom zvučnik u trajnom radu sme da bude izložen.

Analizom rezultata merenja u ovoj eksperimentalnoj postavci može se zaključiti da je generalno ponašanja mlaza identično onome za niže vrednosti Reynoldsovog broja, s tim što se uočava da su ostvarene maksimalne vrednosti intenziteta turbulencije u aksijalnom pravcu u osi mlaza nešto niže od vrednosti ostvarenih sa $Re=10000$. Ovo se slaže sa prethodnim tvrdnjama da je teže modifikovati zvučnim oscilacijama mlaz sa većim Reynoldsovim brojem. Mlaz modifikovan zvučnim oscilacijama u modu stabilnog uparivanja vrtloga $St_D=0.6$, u tom smislu, pokazuje dosta veliku razliku u odnosu na ponašanje mlaza manjeg Reynoldsovog broja modifikovanog na identičan način. Vrednosti intenziteta turbulencije u aksijalnom pravcu osi mlaza pri pobudi $St_D=0.6$ imaju značajno niže ostvarene maksimume u svim prikazanim rezultatima, kao i neosetljivost na promenu amplitude pobude. Energija potrebna za proces stabilnog uparivanja vrtloga pri većim vrednostima Reynoldsovog broja, očigledno, nije bila dovoljna u eksperimentima koji su prikazani. Verovatno bi se značajnije uvećanje javilo pri još većim amplitudama pobude zvučnim oscilacijama.

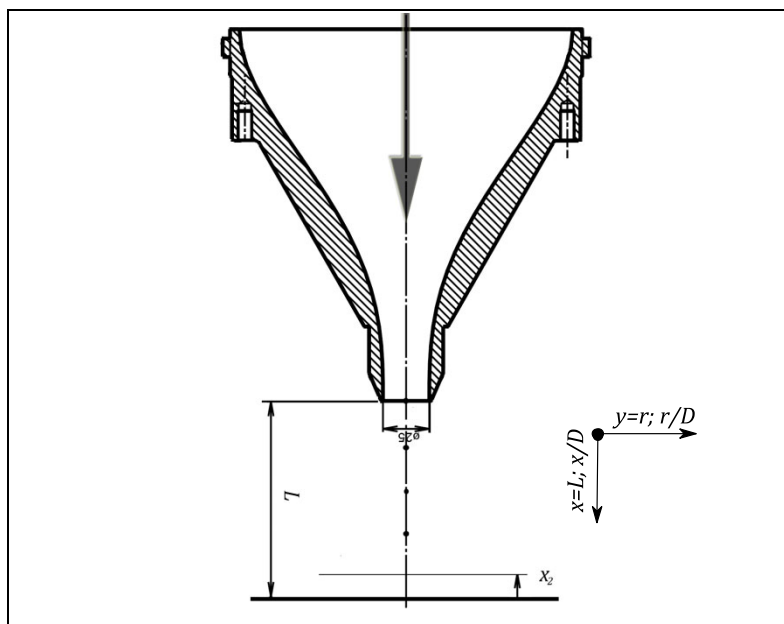
5.9 Merenje srednje brzine u radijalnom pravcu duž linije na rastojanju $x_2/D=0.04$ od udarne podloge – ICPF Prag

Raspodele normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije su merene duž linije paralelne sa udarnom podlogom, na rastojanju $x_2/D=0.04$ ($x_2=0.9$ mm od udarne podloge), kao što je prikazano na slici 5-31.

Zašto baš rastojanje $x_2/D=0.04$ od udarne podloge? Odgovor leži u zaključku koji je izveden na osnovu preliminarnih eksperimenata merenja brzina u graničnom sloju na zidu podloge, u kojima je utvrđeno da raspodele normalizovane srednje brzine u radijalnom pravcu imaju maksimalnu vrednost baš na ovom rastojanju od udarne podloge u ispitivanim uslovima strujanja.

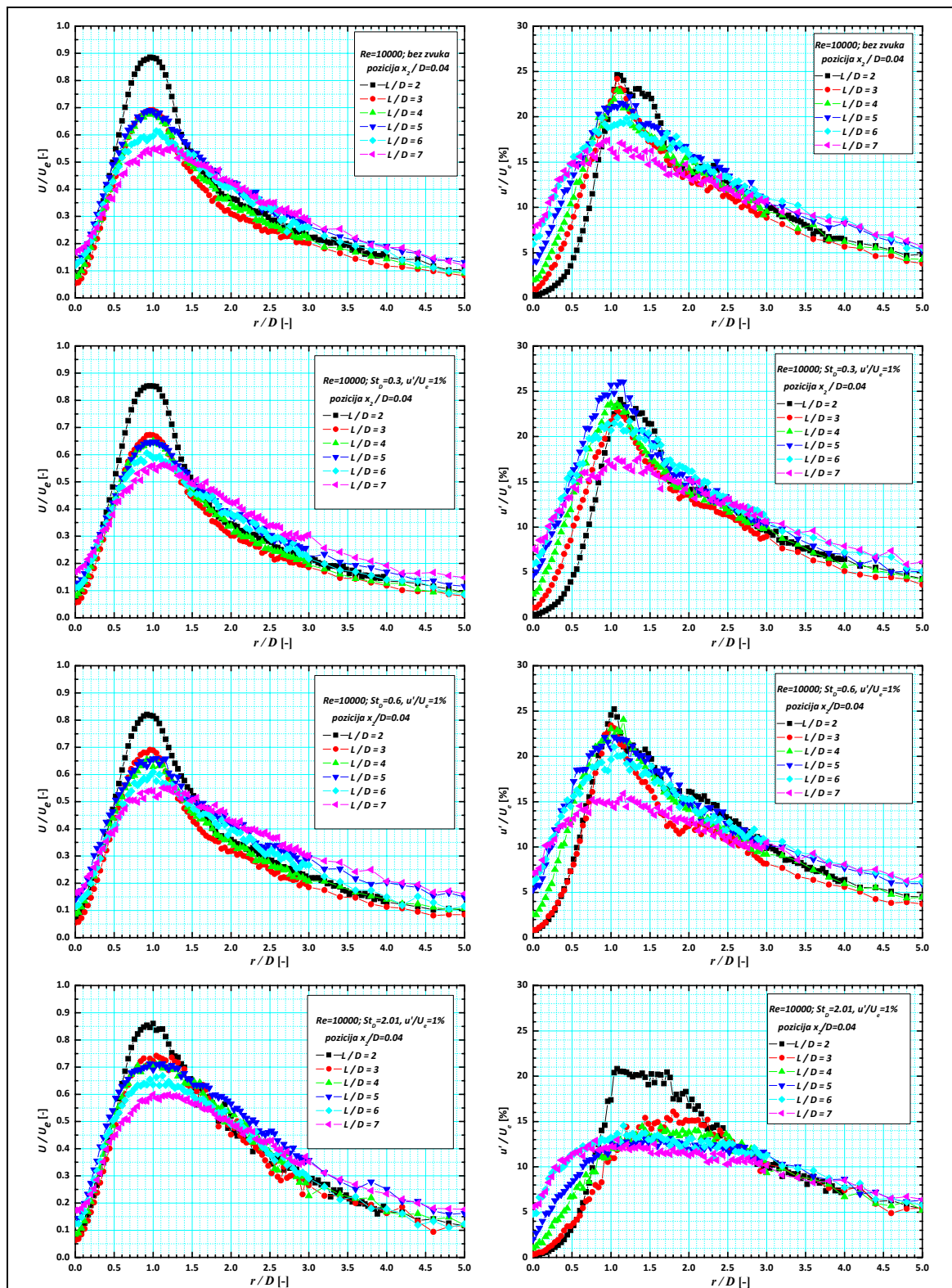
Na slici 5-32, su prikazane raspodele normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u radijalnom pravcu mereni duž linije na rastojanju $x_2/D=0.04$ od udarne podloge, za Reynoldsov broj $Re=10000$, sa Struhalovim brojem pobude $St_D=0.0, 0.3, 0.6$ i 2.0 , za stalnu početnu vrednost amplitude pobude $u'/U_e=1\%$, za aksijalna rastojanja udarne podloge od izlaza iz mlaznice $L/D=2-7$.

Na slici 5-33 su prikazani profili normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije duž linije $x_2/D=0.04$ modifikovanog mlaza Reynoldsovog broja $Re=10000$ i Stuhalovog broja pobude $St_D=0.3, 0.6$ i 2.0 , sa amplitudom pobude $u'/U_e=3\%$, a za aksijalna rastojanja udarne podloge od izlaza iz mlaznice $L/D=2-7$.



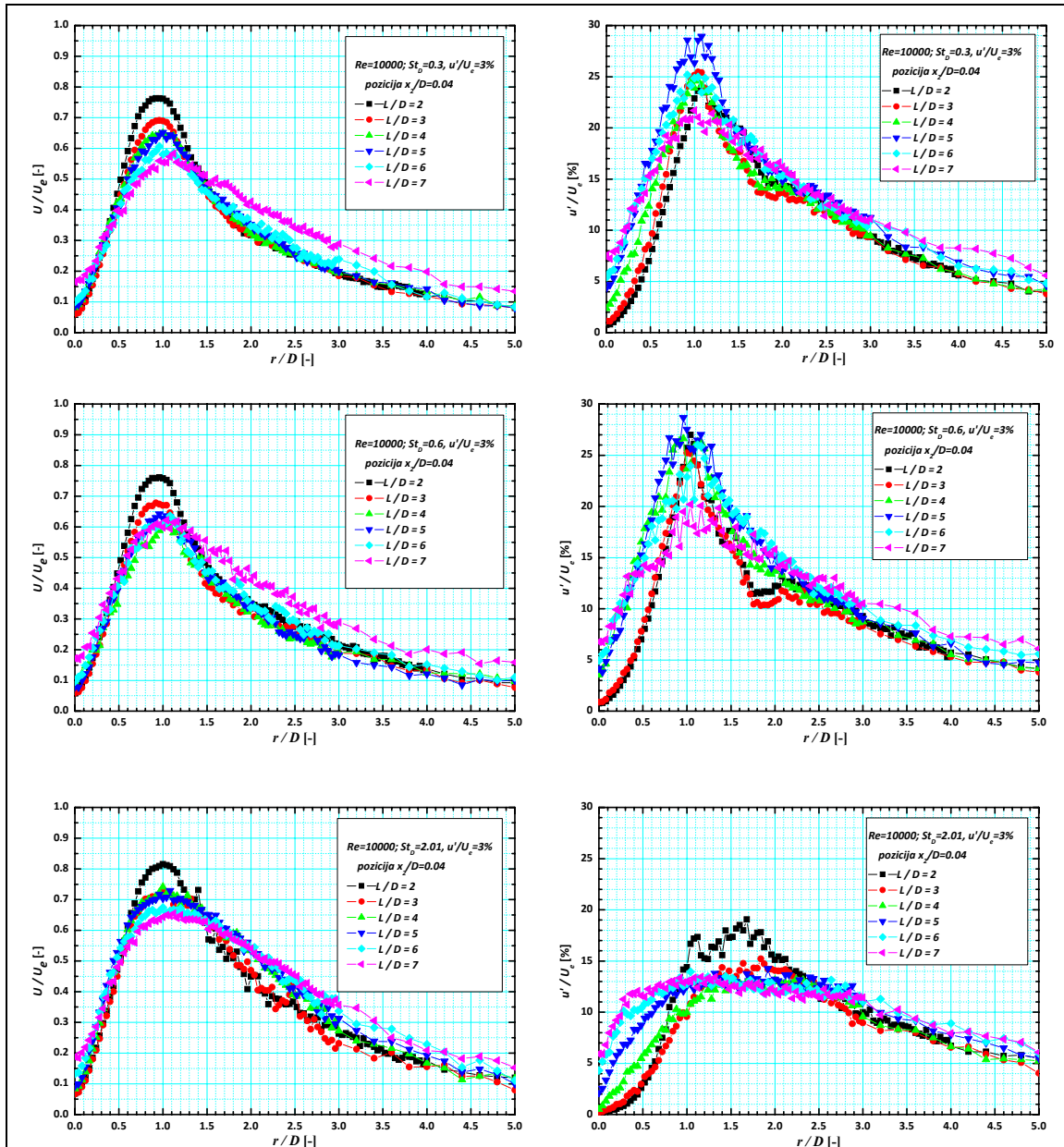
Slika 5-31 Osnovne geometrijske karakteristike i položaj linije paralelne sa udarnom podlogom u merenjima frekventnog odziva mlaza- ICPF Prag

Analizom raspodela normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije sa slike 5-32, može se uočiti da raspodele nemodifikovanog i modifikovanih mlazeva za najmanje aksijalno rastojanje udarne podloge obuhvaćeno ovim istraživanjem $L/D=2$, pokazuje različito ponašanje od drugih kod kojih je udarna ploča pozicionirana unutar potencijalnog jezgra mlaza. To je verovatno zbog toga što na malim rastojanjima imamo mnogo izraženiji uticaj udarne podloge i naglog usporavanja i skretanja struje u zaustavnoj oblasti. Autor smatra da proučavanje ove fizičke postavke treba izdvojiti kao poseban problem koji bi se bavio uticajem udarne podloge postavljenom na malim L/D rastojanjima od mlaznice, jer zaključke koje izvedemo tokom ovog istraživanja treba proveriti u toj postavci. Ovde je zanimljivo napomenuti da je većina numeričkih studija koje se bave matematičkim modeliranjem ovog fizičkog fenomena, fokusirana samo na mala rastojanja od udarne podloge, i to iz veoma pragmatičnog razloga, jer je za manje domene potreban manji broj čvorova u mreži i smanjenog korišćenja računarskih resursa.



Slika 5-32 Uticaj udaljenja udarne podloge u aksijalnom pravcu na raspodele normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije duž linije $x_2/D=0.04$ - sa i bez zvuka; $St_D=0.3-2.01$; $Re=10000$; $u'/U_e=1\%$; $L/D=2-7$;

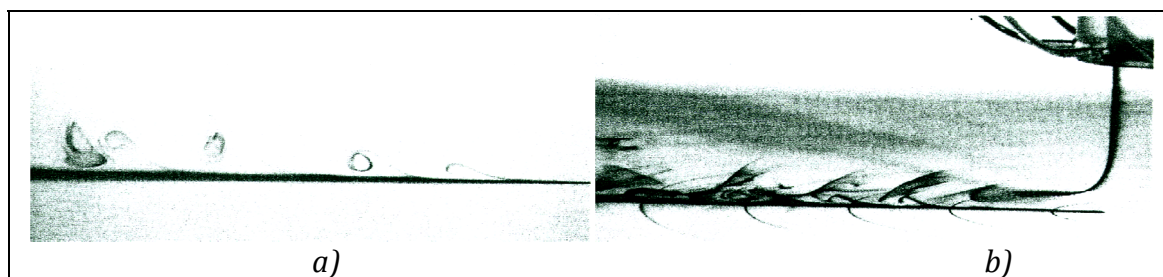
Raspodele normalizovane srednje brzine, koji su za oba slučaja prikazane na slikama 5-32 i 5-33, imaju maksimume na radijalnom rastojanju $r/D=1$ od ose mlaza pri manjim aksijalnim rastojanjima udarne podloge. Maksimumi se neznatno pomeraju ka većim radijalnim rastojanjima pri udaljavanju udarne podloge od izlaza iz mlaznice. Ove najveće vrednosti brzine prate maksimumi intenziteta turbulencije na istim radijalnim pozicijama.



Slika 5-33 Uticaj udaljenja udarne podloge u aksijalnom pravcu i amplitude pobude na raspodele normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije duž linije $x_2/D=0.04$ – sa zvukom; $St_D=0.3-2.01$; $Re=10000$; $u'/U_e=3\%$; $L/D=2-7$;

Posmatrajući profile normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u slučaju nemodifikovanog mlaza, slika 5-32, može se tvrditi da su profili, za pozicije udarne podloge unutar potencijalnog jezgra mlaza, $L/D=3, 4$ i 5 (dužina potencijalnog jezgra u ovom slučaju je između 4.5 i $5D$), veoma slični u oblastima najvećih vrednosti. Izuzetak je malo povećanje intenziteta turbulencije u slučaju aksijalnog rastojanja udarne podloge od $5D$, što odgovara kraju potencijalnog jezgra. Razlike u profilima pre pozicije maksimuma, $0 \leq r/D \leq 1$, potpuno verno reprezentuju sužavanje potencijalnog jezgra mlaza, odnosno širenje smičućeg sloja mlaza sa povećavanjem aksijalnog udaljenja od izlaza iz mlaznice. Profili normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije nemodifikovanog mlaza na aksijalnim rastojanjima izvan potencijalnog jezgra mlaza pokazuju potpuno očekivan oblik.

Raspodele normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije za slučajeve modifikacije mlaza Struhalovim brojevima $St_D=0.3, 0.6$ i 2.0 , prikazani na slikama 5-32 i 5-33. Uočava se da dolazi do usporenja brzine za neke od slučajeva modifikacije $St_D=0.3$ i 0.6 , dok za druge slučajeve $St_D=2.0$, dolazi do potpuno suprotnog efekta, tj. ubrzanja struje pri povećanju radijalnog rastojanja od ose mlaza. To potvrđuje već iznete zaključke o uticaju modifikacije na strukturu turbulentnog osnosimetričnog mlaza iznete prilikom analize rezultata merenja u slobodnom mlazu.



Slika 5-34 Vizuelizacija strujnog polja; a) sekundarni vrtlog i b) primarni i sekundarnu vrtlog. - $Re=400$, mlaznica $D=25$ mm u vodi; Fox i dr., 1993.

Prisustvo maksimuma u vrednostima intenziteta turbulencije na radijalnom rastojanju $r/D=1$, može biti objašnjeno odvajanjem strujanja od podloge i stvaranjem sekundarnog vrtloga ispod ovog odvojenog od podloge, koji rotira u suprotnom smeru od vrtloga iznad njega. Ovo je u skladu sa već prezentovanim istraživanjima ovog fenomena sekundarnog vrtloga uz podlogu, Fox i dr., 1993, slika 5-34.

Povećanje početne amplitude pobudnih oscilacija sa $u'/U_e=1\%$, slika 5-32, na $u'/U_e=3\%$, slika 5-33, dovodi do značajnijeg uticaja kod slučajeva modifikacije Struhalovim brojem $St_D=0.30$, i povećanja maksimuma u vrednosti profila intenziteta turbulencije u slučaju modifikacije većom amplitudom pobude. U slučaju pobude modom stabilnog uparivanja vrtloga $St_D=0.60$ prilikom povećanja amplitude pobude ne može se uočiti značajno povećanje intenziteta turbulencije, što se podudara sa već iznesenim zaključkom da je već došlo do zasićenja i taj mod modifikacije ne reaguje puno na promenu amplitude oscilovanja.

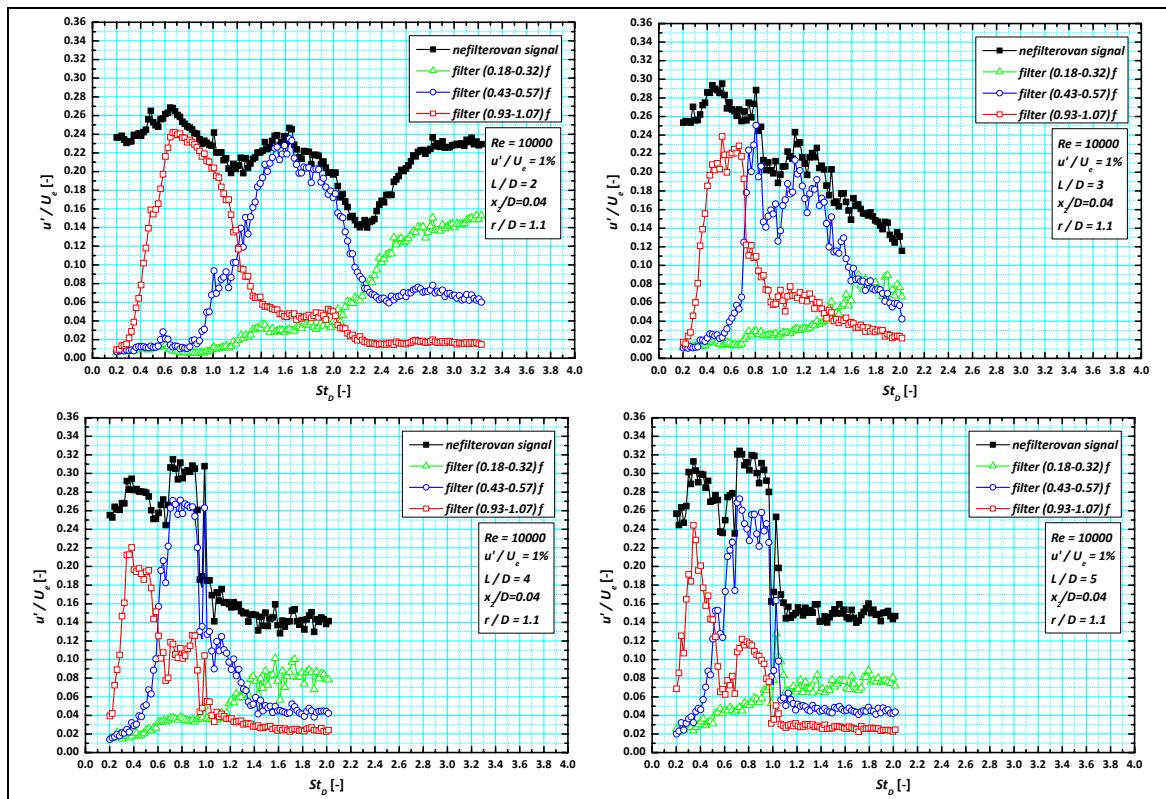
Formirane raspodele pri modifikacije $St_D=2.0$ duž linije $x_2/D=0.04$, pokazuju veoma interesantne osobine, i pored toga što ova modifikacija dovodi do smanjenja vrednosti intenziteta turbulencije. Ono što ovaj mod pobude zvučnim oscilacijama izdvaja u odnosu na ostale je veoma ujednačen nivo intenziteta turbulencije u veoma širokoj radijalnoj oblasti od zaustavne tačke, $0.5 \leq r/D \leq 4.5$. Isto tako, profil intenziteta turbulencije za sva aksijalna rastojanja udarne podloge od izlaza iz mlaznice, $3 \leq L/D \leq 7$, ostaje nepromenjen što predstavlja veoma značajan zaključak i jednu od najinteresantnijih osobina, koje pokazuje ova modifikacija zvučnim oscilacijama. Promena početne vrednosti amplitude oscilacija sa 1% na 3% nije donela ništa značajno u promeni profila intenziteta turbulencije duž linije $x_2/D=0.04$. Još jedno svojstvo raspodele intenziteta turbulencije pri modifikaciji Struhalovim brojem $St_D=2.0$ zaslužuje da bude posebno pomenuta. Naime, u profilu intenziteta turbulencije duž ose $x_2/D=0.04$ ne postoji lokalni maksimum za aksijalna rastojanja udarne podloge $3 \leq L/D \leq 7$, što znači da nema efekta odvajanja struje u graničnom sloju na zidu podloge. Modifikacija zvučnim oscilacijama Struhalovim brojem $St_D=2.0$ je na neki način sprečila pojavu odvajanja struje u graničnom sloju. Primećene osobenosti ovog moda pobude su veoma interesantne sa stanovišta kontrole fluidnih tokova, koji u sebe uključuju udar mlaza o podlogu, prvenstveno zbog ujednačenosti osobina modifikovanog mlaza u širokom dijapazonu aksijalnih rastojanja mlaznice i udarne podloge i očekivanog posrednog uticaja na proces prelaženja toplote sa mlaza na podlogu ili obrnuto.

5.10 Merenje frekventnog odziva modificovanog mlaza koji udara o ravnu podlogu – ICPF Prag

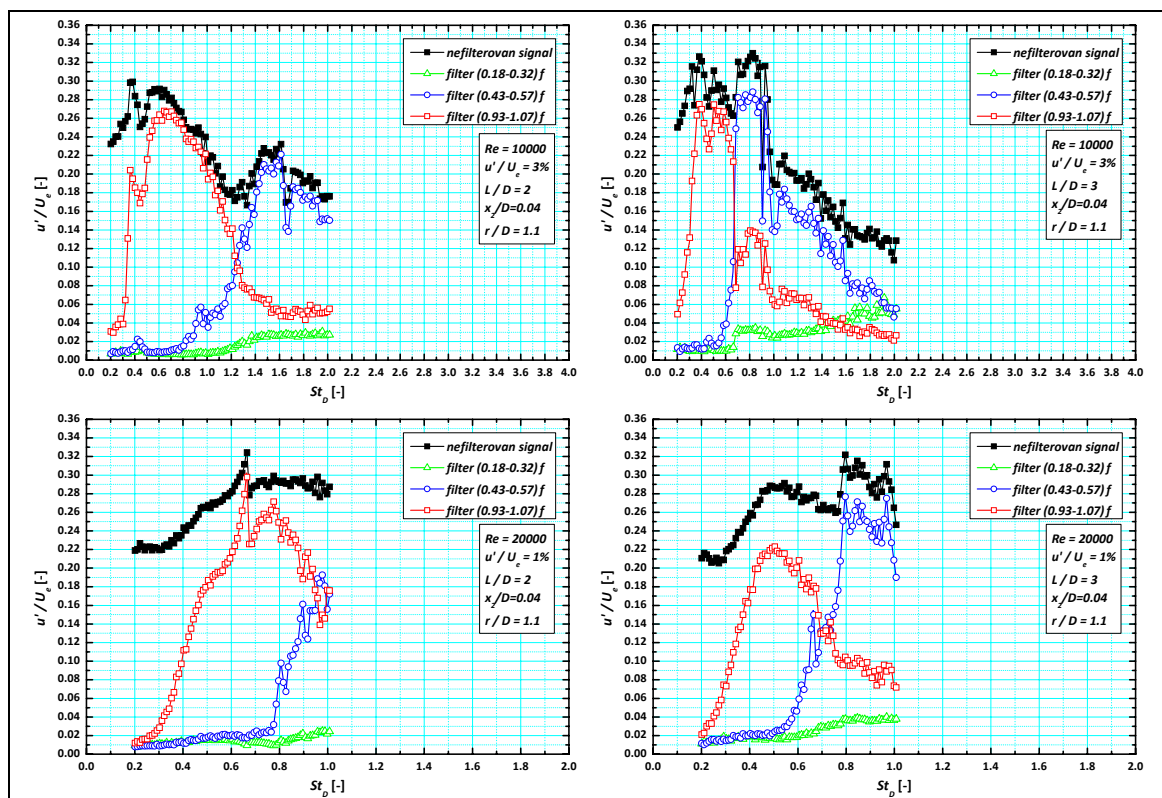
Zavisnost intenziteta turbulencije u brzinskom polju prilikom udara mlaza o ravnu podlogu na nekoliko aksijalnih rastojanja podloge od izlaza iz mlaznice, prikazan je na slici 5-35. Pozicija senzora sa usijanim vlaknom je bila uvek ista u odnosu na udarnu podlogu – $x_2/D=0.04$ i $r/D=1.1$. Pozicija senzora je izabrana na poziciji maksimuma u raspodeli intenziteta turbulencije prikazanih na slikama 5-32 i 5-33. Signal brzine je filtriran uskopropusnim filterom oko frekvencije pobude f , njenog prvog subharmonik $f/2$ i trećeg subharmonika $f/4$.

Postupak merenja frekventnog odziva mlaza se obavljao na već opisan način, a vrednosti intenziteta turbulencije, kao i vrednosti filterovanih signala, su beležene za svaku od frekvencija pobude nekoliko perioda oscilovanja.

Dijagrami signala brzine filterovanih uskopropusnim filterima u sva tri opsega frekvencija pobude, datih na slici 5-35, pokazuju koji deo oscilacija u modificovanom mlazu je odgovoran za maksimume u profilima intenziteta turbulencije.



Slika 5-35 ... nastavlja se na sledećoj strani



Slika 5-35 Zavisnost intenziteta turbulencije u mlazu koji udara o ravnu podlogu od frekvencije pobude mereno u tački $x_2/D=0.04$ i $r/D=1.1$ – $St_D=0.2-3.2$; $Re=10000-20000$; $u'/U_e=1-3\%$; $L/D=2-5$;

Kao što je to već objašnjeno za slučaj slobodnog mlaza, za frekvencije spoljašnje pobude oko vrednosti $St_D=0.3$, prirodna frekvencija f je odgovorna za maksimum u profilu, za drugu frekventnu oblast za vrednosti Struhalovog broja $St_D=0.6$, je odgovoran prvi subharmonik oscilovanja, $f/2$, dok treći maksimum u profilu pripada trećem subharmoniku oscilovanja, $f/4$.

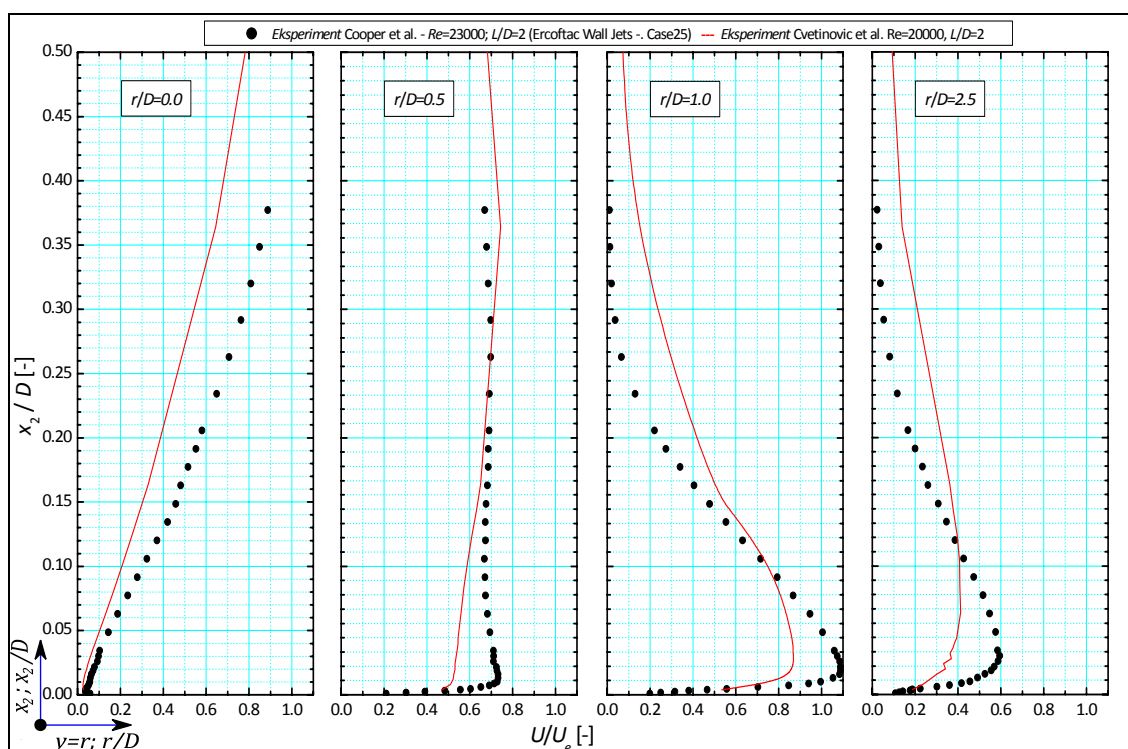
Izmereni profili, slika 5-35, pokazuju da su se svi vidovi oscilatornog kretanja, koji su postojali u slobodnom mlazu pre udara mlaza o ravnu prepreku, očuvali i posle naglog skretanja i prelaska u kretanje u graničnom sloju na zidu podloge. Doduše, uočljivo je i da je uticaj trećeg subharmonika oscilatornog kretanja manji i da se skoro gubi pri promeni pravca, dok su ostala dva moda oscilacija još uvek jako dobro izraženi u kretanju struje duž udarne podloge.

Nepromenjen odgovor fluidnog toka na spoljašnju modifikaciju zvučnim oscilacijama se može uočiti i na većim Reynoldsovima, kao i povećanim početnim amplitudama spoljašnje modifikacije. Sa povećanjem Reynoldsovog broja dolazi do

povećanja intenziteta turbulencije u merenoj tački, dok povećanje amplitude oscilacija najviše utiče na oscilacije prirodnom frekvencijom f .

5.11 Poređenje izmerenih vrednosti brzinskog polja pri udaru mlaza o ravnu podlogu sa ERCOFTAC bazom eksperimentalnih podataka - ICPF Prag

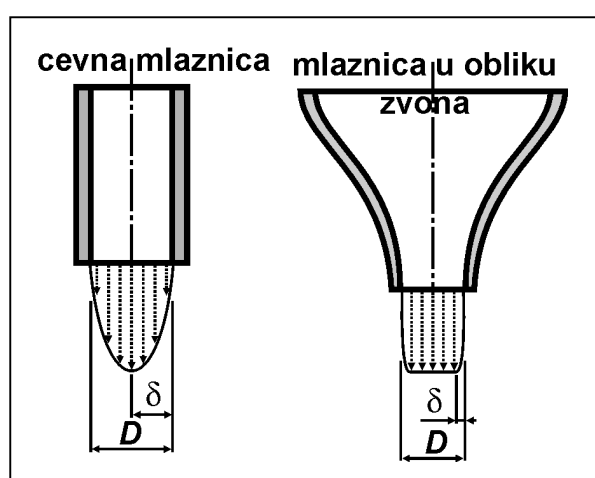
Na slici 5-36 dato je poređenje izmerenih vrednosti u eksperimentalnoj postavci opisanoj u poglavlju 4.1 i prikazanoj na slici 4.2, sa opšte prihvaćenim rezultatima eksperimentalnog istraživanja udara mlaza o ravnu pregradu iz ERCOFTAC baze, koji su dati u prilogu 5 ove disertacije. Ovo je zvanični test slučaj ERCOFTAC baze eksperimentalnih podataka, označen kao Test Case 25, koji služe za testiranje različitih modela turbulencije.



Slika 5-36 Poređenje rezultata merenja profila srednje brzine pri udaru mlaza o ravnu podlogu na nekoliko izabranih radijalnih rastojanja od ose mlaza - bez zvuka; $Re=23000$ ERCOFTAC i $Re=20000$ Cvetinovic i dr.; $L/D=2$

U oba prikazana eksperimentalna ispitivanja korišćene su anemometarske sonde sa jednim užarenim vlaknom tako da izmerena vrednost u oba slučaja predstavlja trenutnu vrednost apsolutne brzine bez znanja o napadnom uglu vektora brzine.

U bazi ERCOFTAC su uzeti kao referentni eksperimentalni podaci dobijeni merenjem u mlazu koji ističe iz cevne mlaznice prečnika 25 mm i dužine 2.1 m (dužina cevne mlaznice veća od 80 prečnika), što omogućuje dobijanje potpuno razvijenog turbulentnog mlaza na izlazu iz mlaznice, Cooper i dr., 1993. U eksperimentalnim istraživanjima Cvetinovic i dr., 2011 d, je korišćena mlaznica oblika zvona sa izlaznim prečnikom 25 mm, zbog toga što ova mlaznica daje najmanju debljinu graničnog sloja na svom izlazu, vidi sliku 5-35, čime se smanjuje uticaj početnog nivoa turbulencije u izlaznom preseku mlaznice pri istraživanju problema spoljašnje pobude.



Slika 5-37 Poređenje karakteristika mlaza koji ističe iz cevne mlaznice i mlaznice oblika zvona

Razlike u profilima brzina prikazanim na slici 5-34, su posledica razlike u početnim karakteristikama mlaza (granični sloj mlaznice u obliku zvona na izlazu iz mlaznice ima malu debljinu), što jasno ukazuje na potrebu definisanja početnih uslova i karakteristika mlaza, uslovljenih geometrijskim karakteristikama mlaznice, u eksperimentalnim istraživanjima ovog tipa.

Takođe, poređenjem vrednosti za dve različite mlaznice u kojima su uočene velike razlike u karakteristikama strujanja, se zaključuje da i u matematičkom modeliranju ovog fizičkog problema treba početne karakteristike mlaza na izlazu iz mlaznice uzeti što približnije eksperimentalno utvrđenim vrednostima.

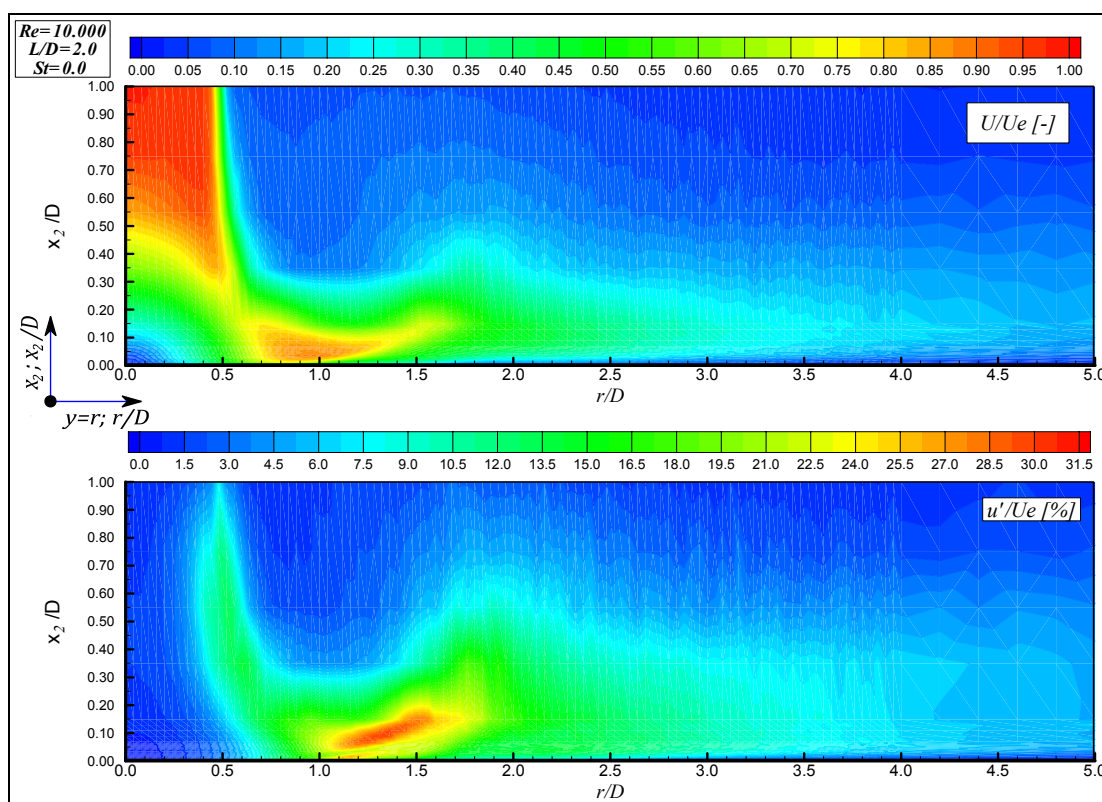
5.12 Merenje brzinskog polja u velikom broju tačaka mlaza koji udara o ravnu podlogu postavljenu normalno na njegovu osu- ICPF Prag

Uticaoj različitih uslova spoljašnje pobude na karakteristike turbulentnog osnosimetričnog mlaza koji udara o ravnu podlogu postavljenu normalno na njegovu osu predstavljen je poljem normalizovanih srednjih brzina i intenziteta turbulencije, koji su mereni u gustoj mreži mernih mesta unutar brzinskog polja između mlaznice i udarne ploče ispod nje. Mreža je sadržala veliki broj mernih mesta u blizini udarne ploče i u blizini zaustavne tačke na njoj. Sa udaljenjem od udarne ploče i u drugom pravcu sa udaljavanjem od zaustavne tačke, merna mreža je bila ređa. Ukupno više od 2000 mernih mesta je bilo po jednom merenju brzinskog polja, a ukupna površina obuhvaćena mernom mrežom je bila $1D \times 5D$ (od podloge ka mlaznici $1D$ i $5D$ od zaustavne tačke u radijalnom pravcu). Za svaku mernu tačku su prikupljeni vrednosti trenutne brzine i fluktuacije brzine u dovoljno dugom vremenskom periodu koje su kasnije vremenski usrednjavane. Vrednosti brzine i intenziteta turbulencije između mernih linija su naknadno preračunavane za kvalitetniji prikaz na slikama koje slede. Problem je, saglasno pretpostavci, osnosimetričan tako da su mereni rezultati prikazani u meridijanskoj ravni (x_2, r).

Na slici 5-38 su prikazana polja normalizovane brzine i intenziteta turbulencije nemodifikovanog mlaza za $Re=10000$ i pri rastojanju udarne ploče od izlaza iz mlaznice $L/D=2$.

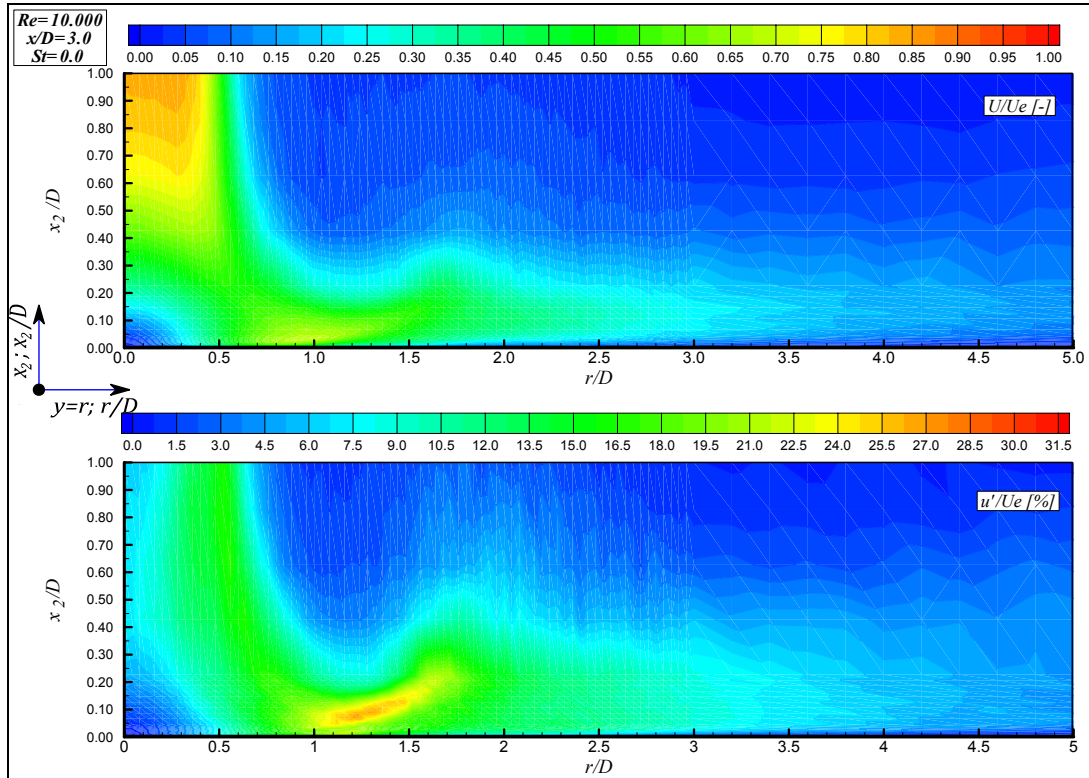
Polje normalizovane srednje brzine nemodifikovanog mlaza pri udaru o podlogu postavljenu na aksijalno rastojanje $L/D=2$, jasno ukazuje kako na postojanje potencijalnog jezgra mlaza sve do rastojanja od $0.75D$ od udarne podloge, tako i na tendenciju strujnih linija da naglo skrenu u zaustavnoj oblasti koja je izražena kao elipsoid na slici 5-38. U profilima intenziteta turbulencije uočavaju se polja visoke turbulenciju u smičućem sloju mlaza pre prilaska udarnoj podlozi, ali i polje visokog intenziteta na radijalnom rastojanju $r/D=1$. U ovoj zoni su prisutne i dve jasno izražene odvojene oblasti visokog intenziteta turbulencije, koje su posledica odvajanja strujnica, što dovodi do pojave sekundarnog vrtloga ispod odvojenog sloja od podloge. U profilima normalizovane brzine uočava se zona sa veoma malom

brzinom uz samu udarnu podlogu na radijalnim rastojanjima većim od $2D$, što je posledica odvajanja strujnica od udarne podloge.

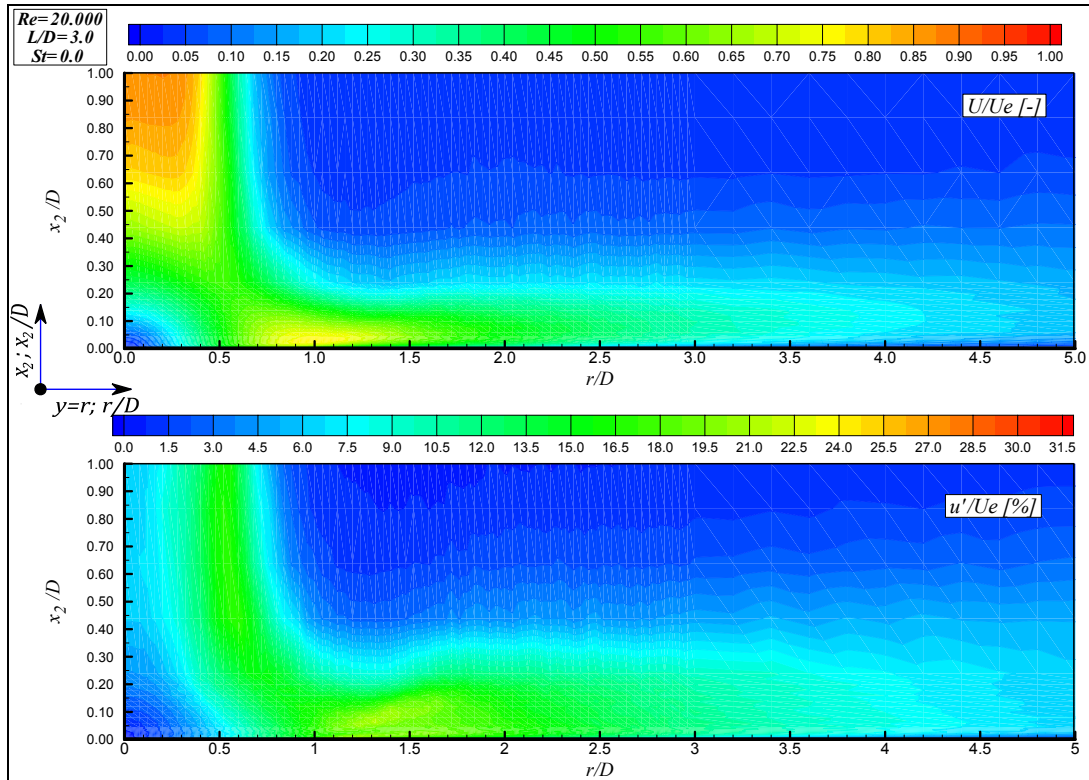


Slika 5-38 Polja normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u oblasti $1D \times 5D$ iznad udarne podloge - bez zvuka; $Re=10000$; $L/D=2$

Izmerene vrednosti pri aksijalnim udaljenju udarne ploče od izlaza iz mlaznice od $L/D=3$, prikazani su na slici 5-39. U polju normalizovanih srednjih brzina nedomodifikovanog mlaza pri $Re=10000$ može se uočiti da dolazi do smanjenja brzine dolazeće struje, i u zoni od $0.5D$ do udarne podloge pa sve do zaustavne zone brzina mlaza ima vrednosti 50-70% brzine koju mlaz ima na izlazu iz mlaznice. Smičući sloj mlaza se značajno proširio usled prisustva udarne podloge a profili intenziteta turbulencije ukazuju da i u ovom slučaju dolazi do odvajanja strujnica u kretanju na zidu podloge na radijalnom rastojanju $r/D=1$. Intenzitet turbulencije u zoni odvajanja strujnica nije više tako visok kao kod slučaja prikazanog na slici 5-38 sa $L/D=2$, i ne može se sa sigurnošću tvrditi da postoji jasno izražena zona koja odgovara formiranju sekundarnog vrtloga ispod primarnog u zoni odvajanja strujnica.

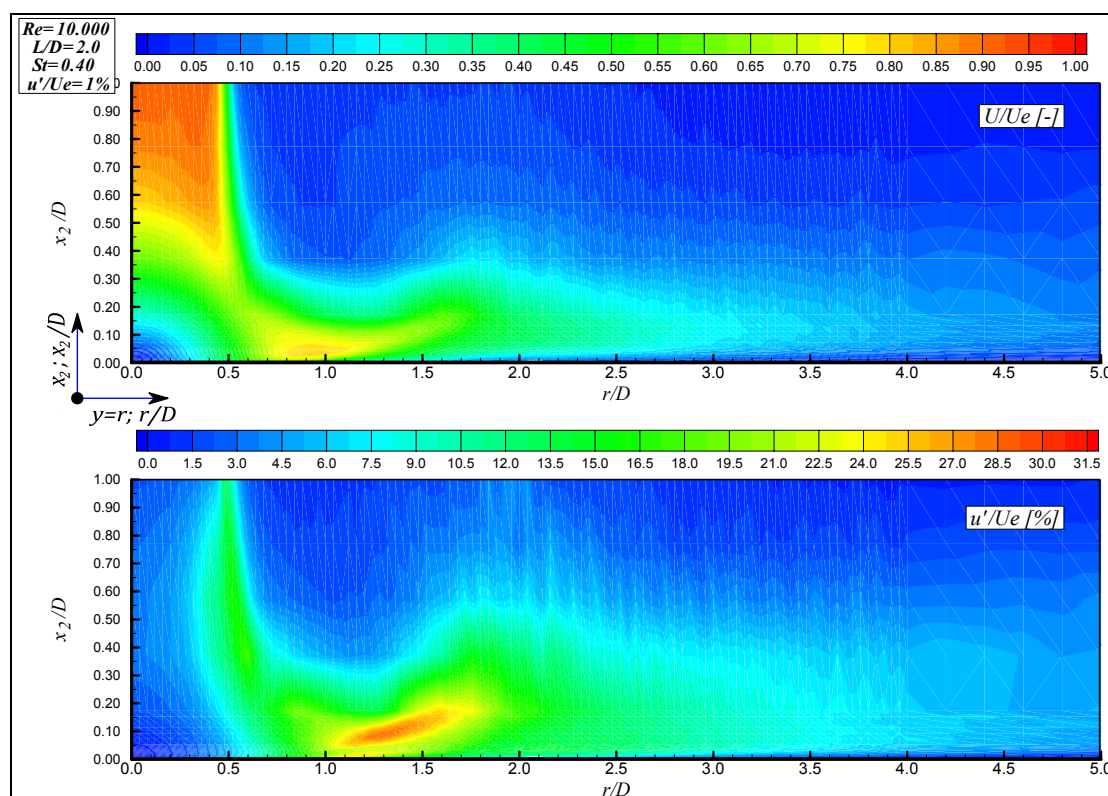


Slika 5-39 Polja normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u oblasti $1D \times 5D$ iznad podloge - bez zvuka; $Re=10000$; $L/D=3$



Slika 5-40 Polja normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u oblasti $1D \times 5D$ iznad podloge - bez zvuka; $Re=20000$; $L/D=3$

Profili koji odgovaraju eksperimentalnim rezultatima pri radu sa nemodifikovanim osnosimetričnim turbulentnim mlazom pri $Re=20000$ i aksijalnim udaljenjem od udarne podloge $L/D=3$, slika 5-40, pokazuju veoma veliku sličnost sa profilima prikazanim na slici 5-39. Odavde se zaključuje da dolazeća brzina strujanja ne igra značajnu ulogu u formiranju fluidnih struktura u postavkama mlaz-udarna podloga.

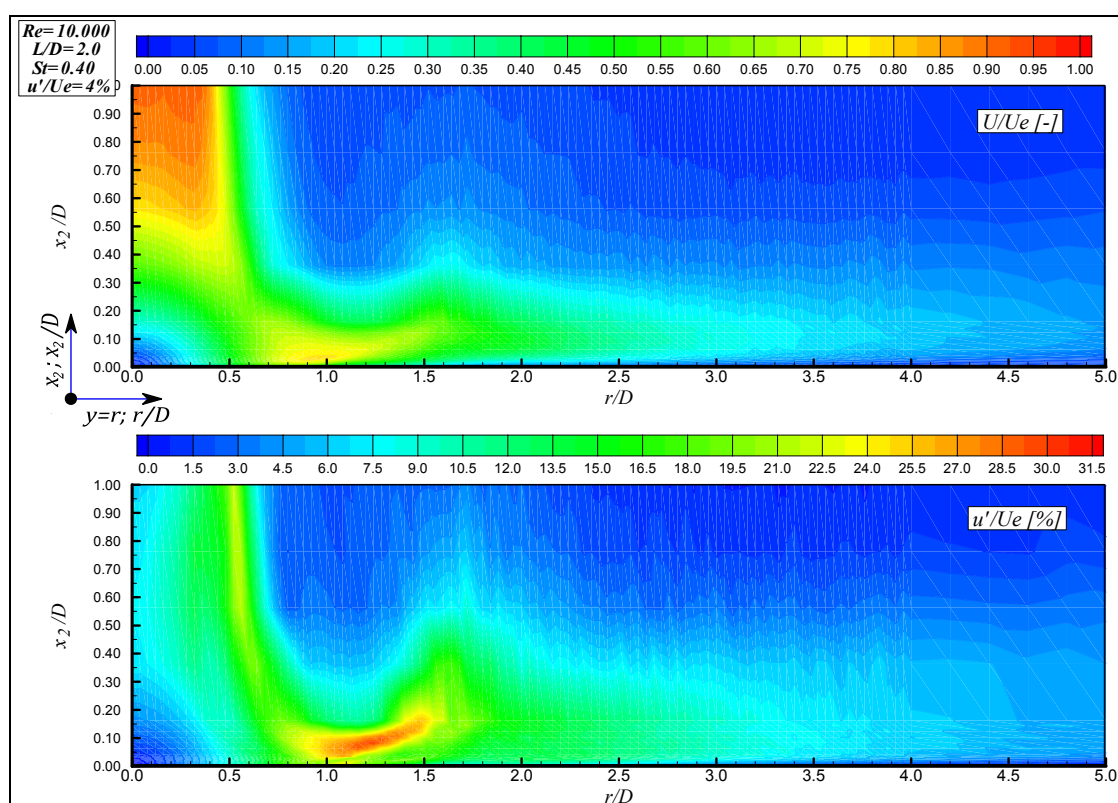


Slika 5-41 Polja normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u oblasti $1D \times 5D$ iznad podloge - sa zvukom; $Re=10000$; $St_D=0.4$; $u'/U_e=1\%$; $L/D=2$

Na slici 5-41 su prikazani rezultati merenja brzinskog polja turbulentnog osnosimetričnog mlaza pri $Re=10000$, modifikovanog zvučnim oscilacijama Struhalovog broja $St_D=0.4$ i amplitude oscilovanja $u'/U_e=1\%$, koji udara o normalno postavljenu podlogu na aksijalnom rastojanju $L/D=2$. Polje brzina pokazuje veoma veliku sličnost sa poljem izmerenim za nemodifikovani mlaz, slika 5-38, uz primetnu razliku u vrednostima dolazeće brzine, jer je pod uticajem modifikacije zvučnim oscilacijama ova brzina smanjena, kao što je to već opisano u prethodnim razmatranjima. I pored smanjene brzine dolazne struje na podlogu, jako izraženi vrtlozi koji se kreću u smičućem sloju mlaza, dolaze u granični sloj uz zid podloge na radialnom rastojanju od ose mlaza $r/D=0.7-1$ i prouzrokuju odvajanje strujnica na

radijalnom rastojanju $r/D=1$, kao i formiranje primarnog i sekundarnog vrtloga kao posledicu prodiranja vrtložnih struktura u granični sloj na zidu udarne podloge.

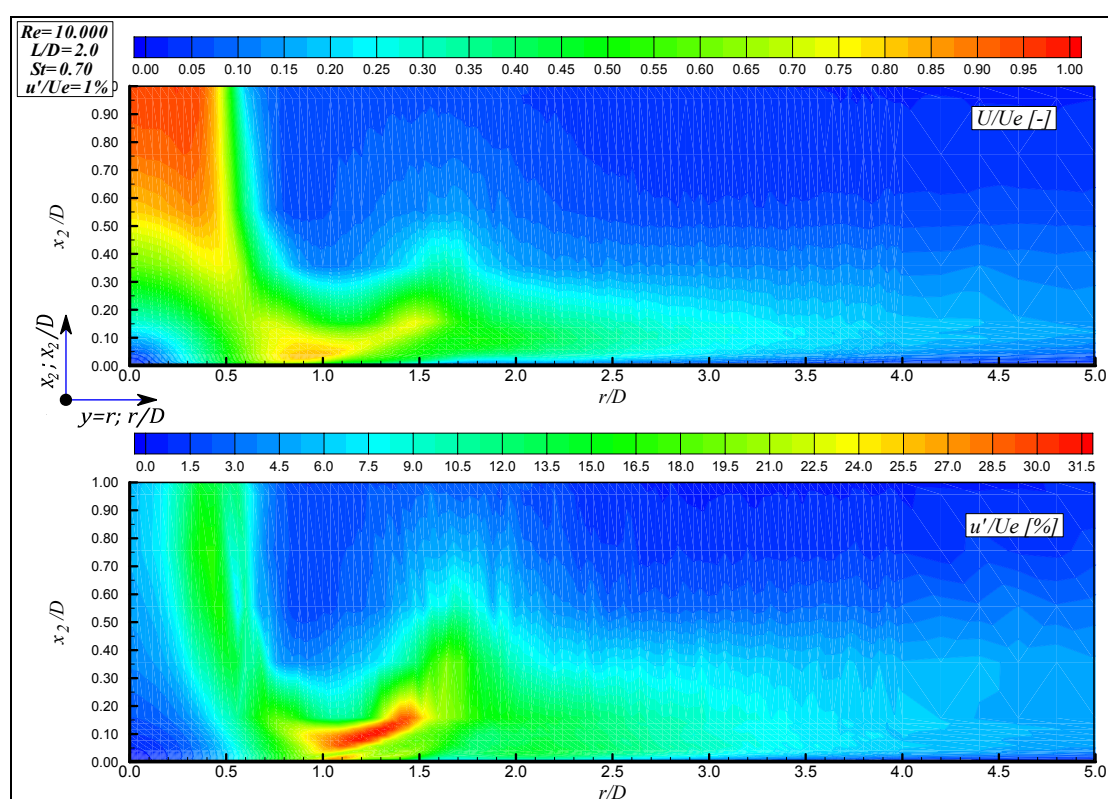
Povećanje amplitude početnih oscilacija sa $u'/U_e=1\%$ na 4% pri nepromenjenom Struhalovom broju zvučne modifikacije $St_D=0.4$, ne donosi značajnije promene u brzinskom polju, osim izraženije smanjenje brzine strujanja u blizini ose mlaza i veoma uočljivo pojačanje vrtložnih struktura u smičućem sloju turbulentnog osnosimetričnog mlaza (slici 5-42). Iz polja intenziteta turbulencije se jasno može videti da vrtložne strukture u prirodno najpojačanim modu oscilovanja, grupi kojoj pripada i ovaj eksperimentalni slučaj, prodiru u osu mlaza mnogo brže, nego što je to bio slučaj u slobodnom modifikovanom mlazu.



Slika 5-42 Polja normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u oblasti 1Dx5D iznad podloge - sa zvukom; $Re=10000$; $St_D=0.4$; $u'/U_e=4\%$; $L/D=2$

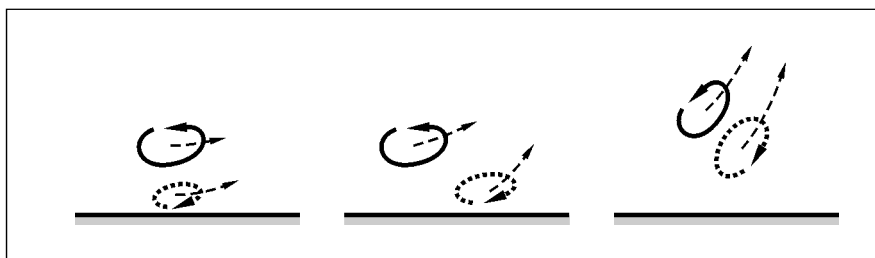
Na slici 5-43 su prikazana polja normalizovane brzine i intenziteta turbulencije modifikovanog turbulentnog osnosimetričnog mlaza za Reynoldsov broj $Re=10000$, Struhalov broj pobude $St_D=0.7$ i početnu amplitudu oscilacija $u'/U_e=1\%$. Mlaz udara o ravnu podlogu postavljenu normalno na njegovu osu na aksijalnom rastojanju

$L/D=2$. I pored smanjene brzine, kao posledica zvučne modifikacije mlaza, kojom mlaz prilazi udarnoj podlozi, profil normalizovane brzine pokazuje veliku sličnost sa profilom za nemodifikovani mlaz istih strujnih karakteristika i za isto rastojanje udarne podloge. Mlaz neznatno ubrzava usled zaobilaska zaustavne zone vrtlozi iz smičućeg sloja na obodu mlaza silaze u granični sloj na zidu podloge, usled čega dolazi do odvajanja strujnica na istom radijalnom rastojanju koje je uočeno i u prethodnim eksperimentalnim slučajevima. U polju intenziteta turbulencije dolazi do intenziviranja vrtložnih struktura u smičućem sloju mlaza bliskom udarnoj podlozi, što je praćeno naglim skretanjem i ubrzavanjem struje oko zaustavne zone.



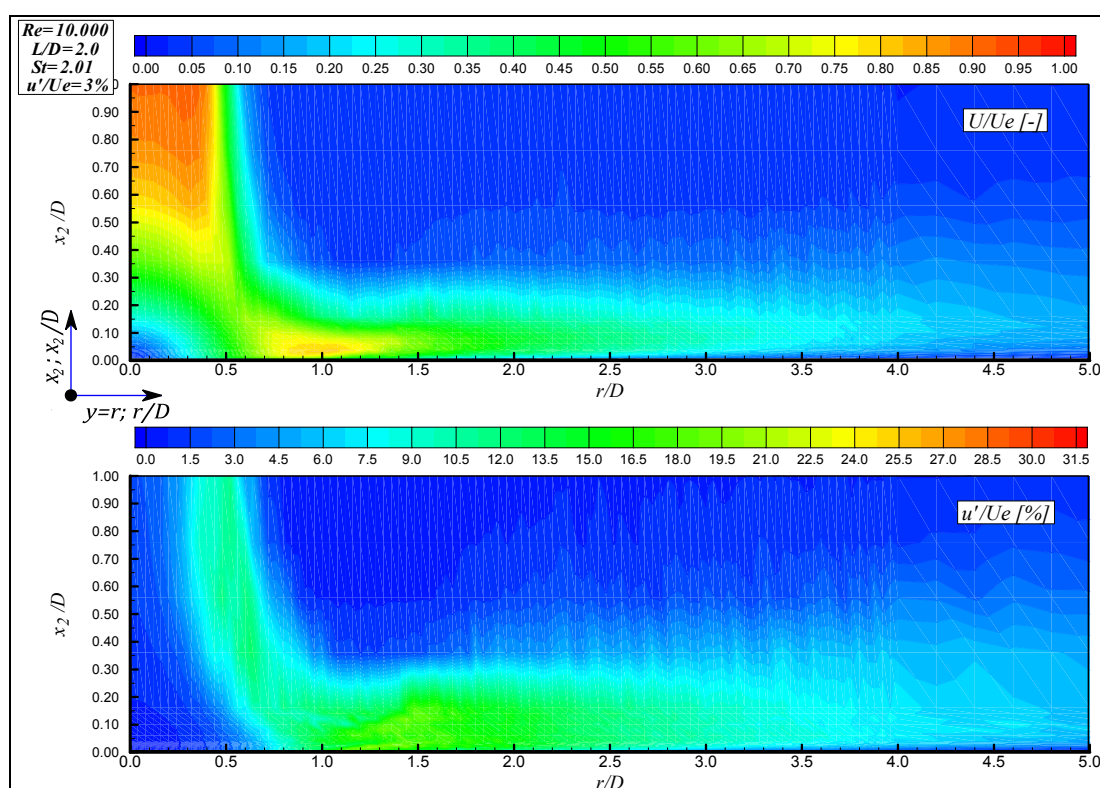
Slika 5-43 Polja normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u oblasti $1D \times 5D$ iznad podloge - sa zvukom; $Re=10000$; $St_D=0.7$; $u'/U_e=1\%$; $L/D=2$

Slika 5 -44 prikazuje proces ubacivanja vrtloga iz smičućeg sloja mlaza u granični sloj na zidu udarne podloge. Ugao koji indukovana brzina odbijanja vrtloga gradi sa udarnom podlogom zavisi od brzine rotacije dolazećeg vrtloga.



**Slika 5-44 Prilazak vrtloga graničnom sloju na zidu podloge (injektivna faza).
Primarni vrtlog – puna linija; tačkasto – sekundarni vrtlog;
crta-crta – indukovana brzina kretanja od zida (ejektivna faza)**

Analizom prikazanog polja intenziteta turbulencije, na slici 5-43, koji odgovara slučaju modifikacije Struhalovim brojem $St_D=0.7$, može se tvrditi da je ugao pod kojim dolazi do odbijanja vrtloga najveći u odnosu na ostale prikazane slučajeve modifikacije zvučnim oscilacijama. U ovom modu pobude dolazi do stabilnog uparivanja vrtloga i novoformirani vrtlog nastao u procesu uparivanja je jači, sa većom brzinom rotacije što dovodi i do većeg ugla odbijanja vrtloga od udarne podloge.



Slika 5-45 Polja normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u oblasti 1Dx5D iznad podloge - sa zvukom; $Re=10000$; $St_D=2.0$; $u'/U_e=3%$; $L/D=2$

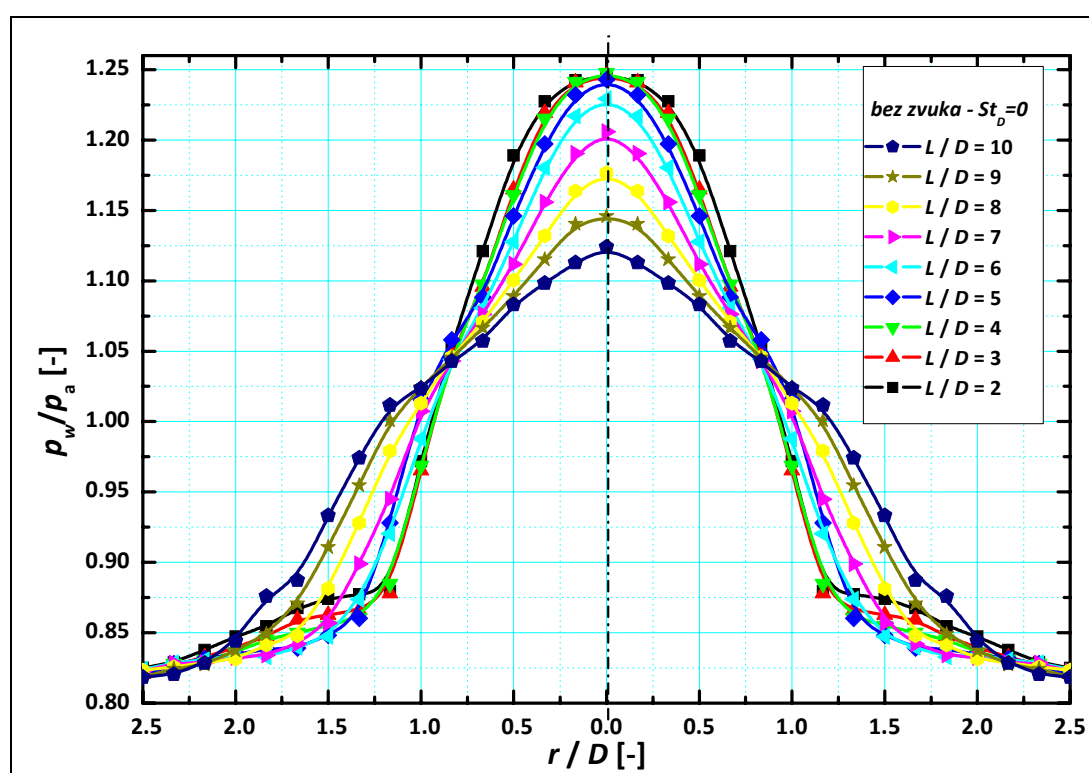
Merenje brzinskog polja za slučaj modifikacije Struhalovim brojem $St_D=2$ je prikazano na slici 5-45. Dobijeni rezultati potvrđuju specifičnosti ovog moda modifikacije zvučnim oscilacijama. Naime, ovom slučaju modifikacije se ne uočava injektivno i ejektivno kretanje vrtloga u blizini podloge. Niz vrtloga, koji se formira u smičućem sloju mlaza u blizini udarne podloge, je male vrtložnosti i vrtlozi nisu dovoljno jaki da iniciraju ovu pojavu. Strujnice, iako dolazi do ubrzavanja posle opstrujavanja zaustavne oblasti, se ne odvajaju od zida podloge i prouzrokuju profil intenziteta turbulencije dosta uniformnim u velikom opsegu radijalnih odstojanja od ose mlaza. Kao što je već ranije napomenuto, uticaj amplitude početnih oscilacija u mlazu kod ovog moda zvučnih oscilacija je neznatan, tako da se modifikacija sa $u'/U_e = 3\%$, prikazana na slici 5-45, ne razlikuje značajno od slučaja pobude nižom amplitudom.

Sa stanovišta kontrolisanja fluidnih struktura uz pomoć spoljašnje modifikacije zvučnim oscilacijama upravo ova modifikacija deluje kao najpogodnija. Vrlo ujednačena zona intenziteta turbulencije, koja je verifikovana za sva ispitivana aksijalna rastojanja udarne podloge od izlaza iz mlaznice, može se smatrati vrlo predvidivom karakteristikom koja je kontrolisana zvučnim modifikacijama Struhalovim brojem $St_D \geq 2.0$. Ovde je, međutim, potrebno napomenuti da je ostvarivanje ovako visoke vrednosti Struhalovog broja u obliku samopobudnih oscilacija, bez upotrebe spoljašnjeg izvora modifikacija, veoma teško.

5.13 Merenje diferencijalnog pritiska na udarnoj podlozi – HTL Kyoto

Raspodela usrednjene vrednosti diferencijalnog pritiska u radijalnom pravcu na udarnoj podlozi je određena merenjima pomoću visoko osetljivog poluprovodničkog pretvarača pritiska (2.982 mV/Pa), spoljašnjeg prečnika 1.62 mm prikazanog na slici 4-19. Poluprovodnički pretvarač pritiska je radio u diferencijalnom modu tj. merena je razlika između pritisaka u željenoj tački na udarnoj ploči, p_w , i pritiska sa druge strane test sekcije kroz koju je senzor bio provučen, odnosno atmosferskog pritiska, p_a . Prisustvo senzora u zoni zida nije narušavalo eksperimentalne uslove jer je senzor bio izuzetno malih dimenzija i savršeno se uklapao u rupicu izbušenu u test sekciji. Merenje u više radijalnih pozicija se ostvarivalo pomeranjem cele test sekcije udarne

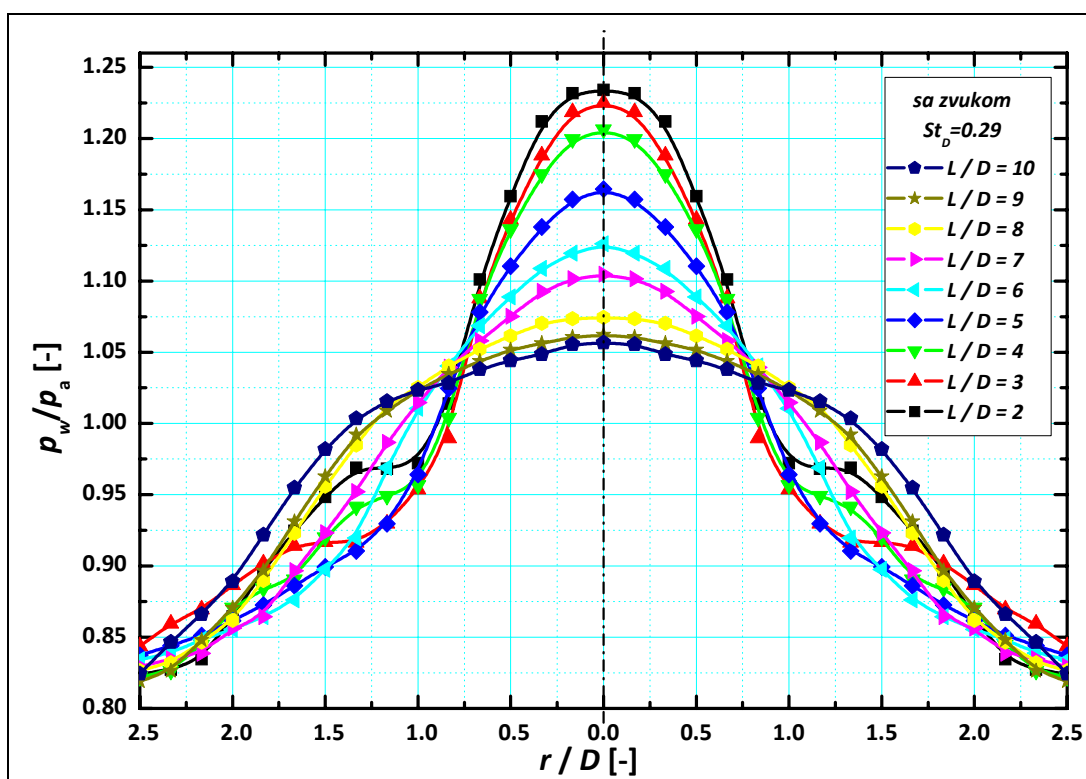
podloge zajedno sa uklopljenim senzorom i na taj način se izbeglo bušenje velikog broja rupa u sekciji koje bi mogle da naruše radni režim. Podaci su skladišteni u memoriju računara dovoljno dug vremenski period, što se specijalno odnosi za merenja sa oscilatornim kretanjem, gde je za ostvarivanje dovoljno reprezentativnog mernog uzorka potrebno zabeležiti nekoliko perioda oscilovanja. Signal je paralelno sa A/D konvertorom bio odvođen i na FFT analizator ONO-SOKKI CF-5220, slika 4-21, i na taj način je istovremeno meren energetski spektar signala sa pretvarača pritiska. Neki rezultati merenja energetskog spektra signala pritiska su prikazanu u Aneksu 3 ovog rada.



Slika 5-46 **Raspodela normalizovanog srednjeg pritiska duž udarne podloge - bez zvuka; $Re=81000$; $L/D=2-10$**

Slika 5-46 prikazuje normalizovanu raspodelu srednjeg pritiska duž udarne podloge pri normalnom udaru nemodifikovanog turbulentnog osnosimetričnog mlaza o ravnu glatku podlogu za Reynoldsov broj strujanja $Re=81000$, kao i za aksijalna rastojanja udarne ploče od izlaza iz mlaznice u opsegu $L/D=2-10$. Posmatrajući profile normalizovanog pritiska duž udarne podloge za slučaj bez modifikacije zvučnim oscilacijama, može se tvrditi da su raspodele srednjeg pritiska veoma

ujednačene za sva aksijalna rastojanja udarne podloge koja su manja od dužine potencijalnog jezgra mlaza. Profili normalizovanog srednjeg pritiska za aksijalna rastojanja unutar potencijalnog jezgra mlaza, $L/D=2, 3$ i 4 , su skoro identični u zoni oko zaustavne tačke. Do prvog odstupanja dolazi na $L/D=5$ gde dolazi do smanjenja srednje vrednosti pritiska u zaustavnoj oblasti kao posledica smanjenja dolazeće brzine mlaza. Za aksijalna rastojanja udarne podloge unutar potencijalnog jezgra pritisak monotono opada sa povećanjem radijalnog rastojanja od ose mlaza, praćeno promenom nagiba krive pritiska na $r/D=1.1$, gde se završava proces nestacionarnog odvajanja strujnica od zida podloge. Profili pritiska koji se odnose na veća aksijalna rastojanja udarne podloge od izlaza iz mlaznice, $L/D \geq 5$, pokazuju smanjenje vrednosti pritiska unutar zaustavne zone i širenje profila pritiska na većim radijalnim rastojanjima od ose mlaza. Analizom profila za rastojanja $L/D=8, 9$ i 10 ne vidi se promena nagiba krive u profilu pritiska pri povećanju radijalnog rastojanja od ose mlaza, na osnovu čega se može zaključiti da u tim slučajevima nema nestacionarnog odvajanja strujnica koje je verifikovano kod manjih vrednosti L/D .



Slika 5-47 Raspodela normalizovanog srednjeg pritiska duž udarne podloge - sa zvukom; $Re=81000$; $St_D=0.29$; $L/D=2-10$

Na slici 5-47 su prikazane raspodele normalizovanog srednjeg pritiska duž udarne podloge pri normalnom udaru turbulentnog osnosimetričnog mlaza o ravnu glatku podlogu za Reynoldsov broj $Re=81000$, pri modifikaciji samopobudnim zvučnim oscilacijama Struhalovog broja $St_D=0.29$. Aksijalna rastojanja udarne ploče od izlaza iz mlaznice su bila u opsegu $L/D=2-10$.

Uticaj modifikacije turbulentnog osnosimetričnog mlaza samopobudnim zvučnim oscilacijama Struhalovim brojem $St_D=0.29$, se ispoljavao u sledećem:

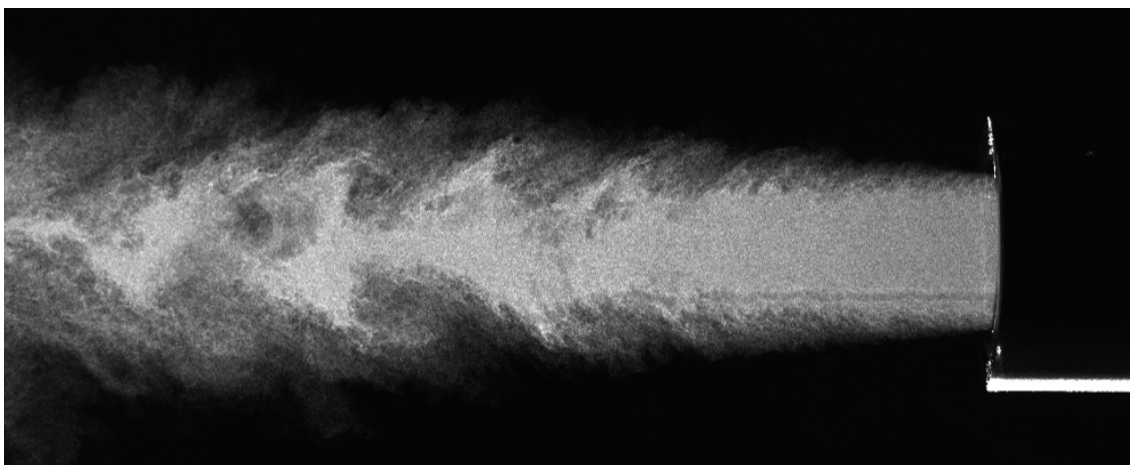
- ubrzanije smanjenje vrednosti normalizovanog srednjeg pritiska u zaustavnoj zoni $r/D \leq 0.5$ u odnosu na slučaj nemodifikovanog mlaza;
- izraženije širenje raspodele pritiska koje se uočava i kod manjih rastojanja podloge u odnosu na slučaj nemodifikovanog mlaza;
- za sve aksijalna rastojanja $L/D \geq 4$ ne postoji promena nagiba vrednosti pritiska pri povećanju radijalnog rastojanja od ose mlaza što govori da u tim slučajevima nema nestacionarnog odvajanja strujnica.

5.14 Vizuelizacija fenomena modifikacija turbulentnog osnosimetričnog mlaza samopobudnim zvučnim oscilacijama-HTL Kyoto

Eksperimentalni rad u istraživanju prirode i karakteristika vrtložnih struktura, koje se javljaju u oblastima tranzicije u potpuno razvijeni turbulentni mlaz, bio bi nepotpun bez eksperimenata vizuelizacije fluidnog toka. U radovima drugih autora već je pokazano je da kontrolisana pobuda veoma značajno utiče na strujanje u oblastima u okolini izlaza iz mlaznice. Ove modifikacije u fluidnom toku, tipično vizuelizovane kao organizovane vrtložne strukture, mogu da proizvedu kako velika povećanja, tako i smanjenja turbulentnih fluktuacija brzine, zavisno od Struhalovog broja, Reynoldsovog broja i početnih uslova strujanja.

Slike 5-48, 5-49 i 5-50 prikazuju redom fotografije dimom markiranog nepobuđenog mlaza, $St_D=0.0$, i dva modifikovana mlaza zvučnim oscilacijama $St_D=0.30$ i $St_D=0.52$. Prečnik whistler mlaznice je bio $D=18$ mm, a Reynoldsov broj je za sva tri prikazana slučaja iznosio $Re=91000$. Smer strujanja je s desna u levo, a snimljena dužina mlaza je oko 7 prečnika mlaznice. Korišćenje kontinualnog lasera u procesu vizuelizacije ima nedostatke, jer svaka sledeća slika ima “memoriju” prethodne, i ova tehnika se

koristi za pravljenje video snimaka sa izrazito velikom brzinom snimanja. Ovde će biti prikazane fotografije dobijene korišćenjem PIV sistema. Ovom tehnikom je korišćen par pulsnih YAG lasera, koji su bili u stanju da, sinhronizovano sa radom kamere, šalju vremenski veoma kratke pulseve jakog osvetljenja. Na taj način se ostvaruje takozvana “zamrznutost” fotografije, što dovodi do mnogo boljeg kvaliteta.

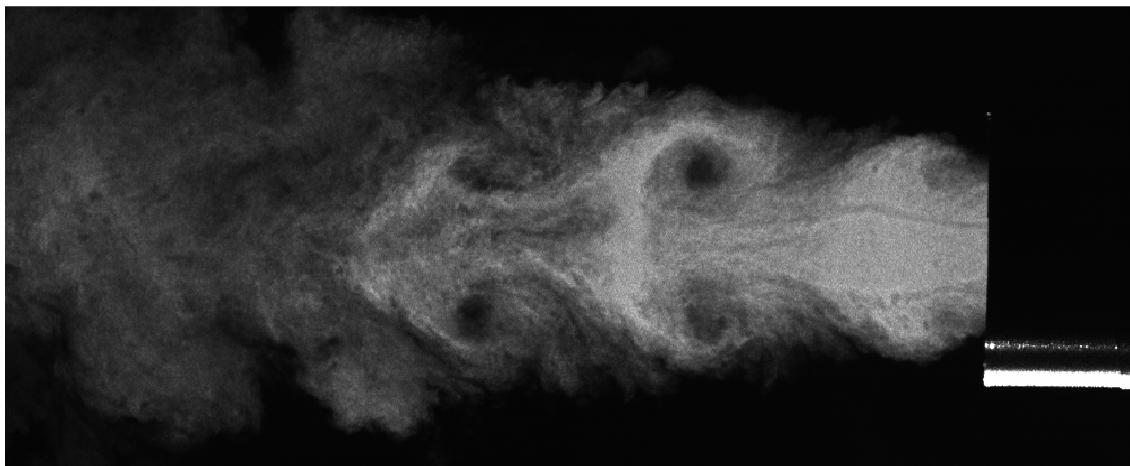


**Slika 5-48 Vizuelizacija slobodnog mlaza iz whistler mlaznice
- bez zvuka; $Re=91000$;**

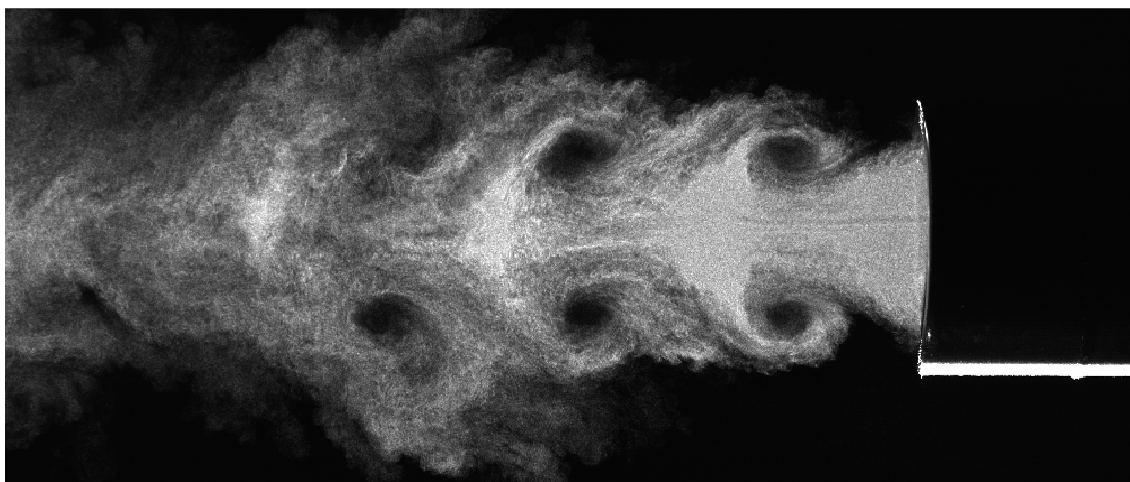
Fotografija nemodifikovanog turbulentnog osnosimetričnog slobodnog mlaza vazduha maskiranog dimom, koji ističe brzinom koja odgovara Reynoldsovom broju $Re=91000$ iz whistler mlaznice prečnika $D=18$ mm, u miran okolni fluid istih karakteristika, prikazana je na slici 5-48. Na slici je jasno uočljiv razvoj turbulentnih struktura u smičućem sloju mlaza sa povećanjem aksijalnog rastojanja od izlaza iz mlaznice. Potencijalno jezgro mlaza, sa neizmenjenom brzinom u odnosu na onu na izlazu iz mlaznice, se sužava i nestaje na aksijalnim rastojanjima $L/D \geq 5$. Struktura nemodifikovanog mlaza može povremeno proizvesti organizovan niz vrtloga, koji se tokom vremena, ipak retko pojavljuju.

Modifikacija zvučnim oscilacijama turbulentnog osnosimetričnog mlaza, generalno posmatrano, generiše koherentne vrtložne strukture i ubrzava njihovo formiranje. Samopobuda Struhalovim brojem $St_D=0.30$ bliska “željenom” (najviše prirodno pojačanom) modu pobude proizvodi vrtložne strukture u obliku vrtložnih prstenova veoma pravilnog oblika i velike brzine rotacije oko jezgra vrtloga, slika 5-49. Takođe, veličina ovih struktura je takva, da ih veoma blizu izlazu iz mlaznice (od oko $2.5D$)

možemo vizuelizovati u samoj osi mlaza. Potencijalno jezgro mlaza je veoma kratko i primetno je njegovo izrazito oscilovanje u aksijalnom pravcu. Isticanje iz mlaznice, snimano brzom kamerom, je pokazalo periodično generisanje velikih vrtložnih struktura, koje mlaznica distribuira periodično kao pušač koji od cigaretnog dima pravi kolutove. Ovaj efekat se može jasno uočiti u kratkim slow-motion filmovima koji su napravljeni u vizuelizaciji brzom kamerom (4500 frejmova/s).



**Slika 5-49 Vizuelizacija slobodnog mlaza iz whistler mlaznice
- sa zvukom; $Re=91000$; $L_p=6D$; $St_D=0.30$**



**Slika 5-50 Vizuelizacija slobodnog mlaza iz whistler mlaznice
- sa zvukom; $Re=91000$; $L_p=3D$; $St_D=0.52$**

Drugi slučaj samopobude zvučnih oscilacija Struhalovog broja $St_D=0.52$, prikazan na slici 5-50, takođe prikazuje veoma veliku osetljivost mlaza na zvučne oscilacije u mlazu. Vrtložne strukture su većih razmera, ali je primetno očuvanje potencijalnog

jezgra strujanja duže nego u prethodno prikazanom slučaju pobude modom bliskim “željenim”. Veliki vrtlozi nisu pravilnog oblika, jer su nastali uparivanjem više vrtložnih struktura na njihovom putu od izlaza iz mlaznice. Veći vrtlog „proguta“ manji koji se kreće brže od njega i oba vrtloga nastavljaju da se kreću niz struju. Primećena je mnogo izraženija aktivnost manjih vrtložnih struktura na periferiji potencijalnog jezgra, koje žele da budu uvučene u mlaz fluida. Dakle, na manjim aksijalnim rastojanjima od izlaza iz mlaznice, kod ovog slučaja modifikacije samopobudnim zvučnim oscilacijama, dolazi do većeg radijalnog širenja mlaza, što je potvrđeno i merenjima brzine u fluidnom toku anemometrijom sa užarenim vlaknom. Interakcijom vrtložnih struktura u tranzicionoj oblasti u turbulenciju na obodu turbulentnog mlaza se generišu strujanja u radijalnom pravcu od jezgra mlaza. Na taj način se formira relativno difuzna zona na ivici mlaza, koja se kreće sporije od samih vrtloga. Ovaj fenomen je povezan sa formiranjem trodimenzionalnih vrtložnih struktura u tranzicionim i turbulentnim strujanjima.

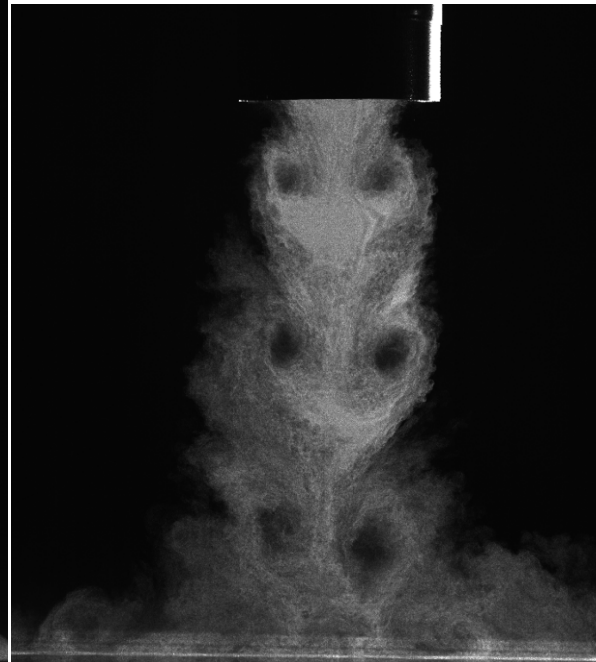
Turbulentni osnosimetrični mlaz modifikovan samopobudnim zvučnim oscilacijama, pokazuje sličnu strukturu u oblastima blizu izlaza iz mlaznice karakterističnu za kasnije tranzicione oblasti mlaza i njegov prelaz u sitne turbulentne strukture. Pošto su upravo ta tranziciona rastojanja sa stanovišta prelaženja toplote sa mlaza na ravnu podlogu najoptimalnija, opravdana je pretpostavka da će modifikovan mlaz dovesti do najvećih vrednosti koeficijenata prelaženja toplote mnogo bliže izlazu iz mlaznice, nego u slučaju nepobuđenog turbulentnog mlaza.

Slike 5-51 i 5-52 prikazuju udar nemodifikovanog i modifikovanog mlaza o podlogu. Aksijalno rastojanje nemodifikovanog mlaza, prikazanog na slici 5-51, je $L/D=8$, dok je rastojanje modifikovanog samopobudnim zvučnim oscilacijama Struhalovim brojem $St_D=0.3$ iznosilo je $L/D=5$. Pozicija mlaznice je na gornjoj strani slike, dok se udarna podloga nalazi na donjoj ivici prikazanih digitalnih fotografija. Primećuje se da se tranzicija u sitne turbulentne strukture kod nemodifikovanog mlaza obavlja na većim aksijalnim rastojanjima od izlaza iz mlaznice, nego u slučaju sa zvučnom modifikacijom. Vrtložne strukture u oba prikazana slučaja imaju veoma veliku sličnost, što potvrđuje pretpostavku o pomeranju zona sa sitnim turbulentnim strukturama na rastojanja bliža izlazu iz mlaznice. Intenziviranje formiranja

turbulentnih struktura, do koga dolazi modifikacijom zvučnim oscilacijama, dovodi i do njihovog ranijeg prelaska u turbulentne strukture manjih razmera.



Slika 5-51 Vizuelizacija udara o ravnu podlogu- bez zvuka; $Re=91000$; $L/D=8$

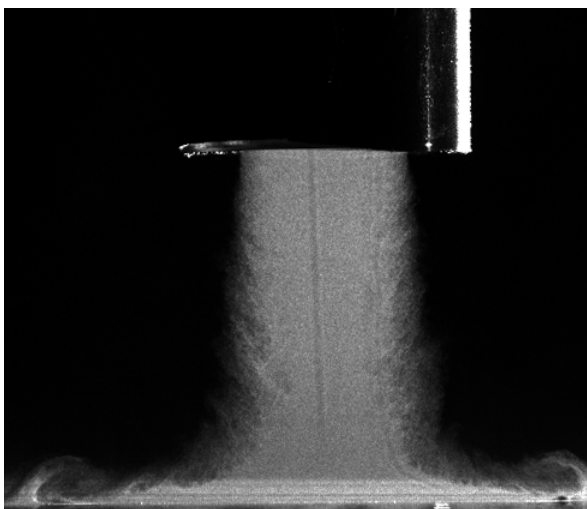


Slika 5-52 Vizuelizacija udara o ravnu podlogu- sa zvukom; $Re=91000$; $L_p=6D$; $St_D=0.30$; $L/D=5$

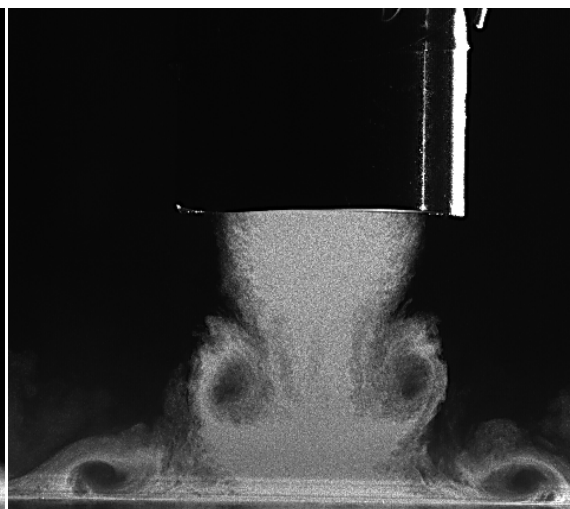
Postavlja se pitanje kako veliki vrtlozi, koji se formiraju usled modifikacije zvučnim oscilacijama, utiču na promene u turbulentnim strukturama u oblasti strujanja u neposrednoj blizini zida podloge pri malim aksijalnim rastojanjima od izlaza iz mlaznice.

Na paru slika 5-53 i 5-54 prikazani su nemodifikovani i modifikovani mlaz samopobudnim zvučnim oscilacijama Struhalovim brojem $St_D=0.52$, Reynoldsovog broja $Re=91000$, koji udaraju o podlogu koja je na normalnom rastojanju od izlaza iz mlaznice $L/D=2$. Analizom slika se može zaključiti da kod malih aksijalnih rastojanja od izlaza iz mlaznice dolazi do pojave sekundarnog vrtloga pri udaru mlaza u podlogu, u oba slučaja, i nemodifikovanog i modifikovanog mlaza. Vrtlog ne uspeva da značajnije naraste tako da prilazi udarnoj podlozi na manjim radijalnim rastojanjima, bliže zaustavnoj zoni, kada impulsi u graničnom sloju imaju male vrednosti, a debljina graničnog sloja, koji se formira na zidu je još uvek mala (slika 5-

55). Negativni gradijent pritiska nadjačava slabe impulse i dovodi do formiranja sekundarnog vrtloga između primarnog vrtloga i zida podloge.

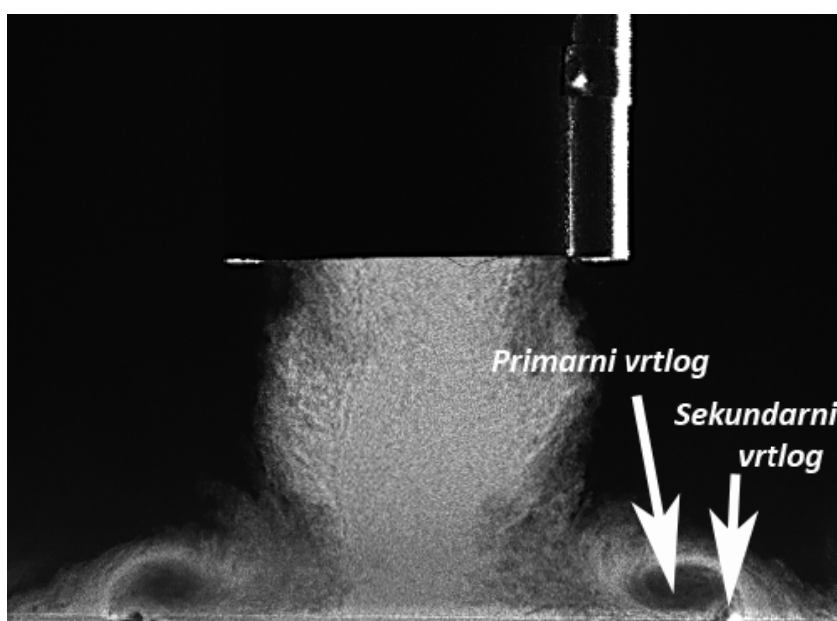


Slika 5-53 Vizuelizacija udara o ravnu podlogu - bez zvuka; $Re=91000$; $L/D=2$



Slika 5-54 Vizuelizacija udara o ravnu podlogu - sa zvukom; $Re=91000$; $L_p=3D$; $St_D=0.52$; $L/D=2$

Kada se podloga nalazi na većim aksijalnim rastojanjima od izlaza iz mlaznice, onda će primarni vrtlog biti u kontaktu sa zidom podloge na većim radijalnim rastojanjima od zaustavne zone, gde su impulsi u graničnom sloju veći, tako da ne dolazi do stvaranja sekundarnog vrtloga.



Slika 5-55 Vizuelizacija udara o ravnu podlogu - sa zvukom; $Re=91000$; $L_p=9D$; $St_D=0.21$; $L/D=2$

5.15 Merenje prelaženja toplote sa mlaza na podlogu – HTL Kyoto

5.15.1 Teorijsko razmatranje mehanizama koji utiču na proces prelaženja toplote

Razdvajanje energije u fluidnim mlazovima kao posledica vrtložnog kretanja

I pored toga što mnoga istraživanja nedvosmisleno ukazuju na postojanje razdvajanja energije u fluidnim tokovima, pri tome ukazujući na vezu razdvajanja energije sa nestacionarnim formiranjem vrtloga, sam mehanizam razdvajanja energije je ostao predmet sporenja u naučnoj javnosti veoma dugo vremena.

Eckert, 1986 i 1987, pokušava da objasni mehanizam razdvajanja energije analizom nestacionarne jednačine održanja toplotne energije izraženom preko temperature (za detaljniji opis svih jednačina održanja u sistemu, kao i prihvaćenog matematičkog formalizma kod pisanja parcijalnih diferencijalnih jednačina pogledati poglavlje 6.2 ovog rada a za detaljno izvođenje jednačine održanja energije pogledati referencu Stevanović Ž., 2008)

$$\rho C_p \frac{D\tilde{T}}{Dt} = \rho c_p \left(\frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + U_j \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right) = \underbrace{\rho \tilde{q}_G}_a - \underbrace{\frac{\partial \tilde{q}_i}{\partial x_i}}_b - \underbrace{\frac{D\tilde{P}}{Dt}}_c + \underbrace{\tilde{\tau}_{ij} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j}}_d. \quad (5.5)$$

gde član *a* – predstavlja toplotu koju primi sistem a potiče od unutrašnjeg izvora ili ponora koji generiše ili apsorbuje toplotu, nastao usled rada zapreminskih ili površinskih sila; član *b* – predstavlja toplotu u jedinici vremena i po jedinici površine koja se dovede sistemu kroz granice (toplotni fluks sa znakom minus jer je usmeren od okoline ka sistemu i ima suprotni smer od jediničnog vektora površi sistema); član *c* – toplota koja nastaje usled promene pritiska u jedinici vremena; član *d* – predstavlja viskoznu disipaciju mehaničke energije, odnosno njeno nepovratno pretvaranje u toplotu, kao posledica rada viskoznih napona u fluidu.

Ako bismo želeli da rečima opišemo nestacionarnu jednačinu održanja toplotne energije rekli bi da totalna temperatura fluidnog delića može da se promeni duž trajektorije usled toplote koja se generiše radom zapreminskih i površinskih sila u sistemu, toploti koja se dovodi ili odvodi od sistema, promeni statičkog pritiska u vremenu, i usled rada viskoznih napona.

Razdvajanje energije u smičućim slojevima, uključujući i granični sloj, je posledica neravnoteže između dva gore pomenuta procesa: prostiranja toplote iz oblasti sa višom temperaturom u oblasti sa nižom temperaturom i rada viskoznih napona iz oblasti veće viskoznosti u susedne oblasti sa manjom viskoznošću. Razdvajanje energije pri opstrujavanju cilindra, koje je mnogo izraženije nego ovo u smičućim slojevima i zbog toga je ranije bilo uočeno, je posledica drugog fizičkog mehanizma.

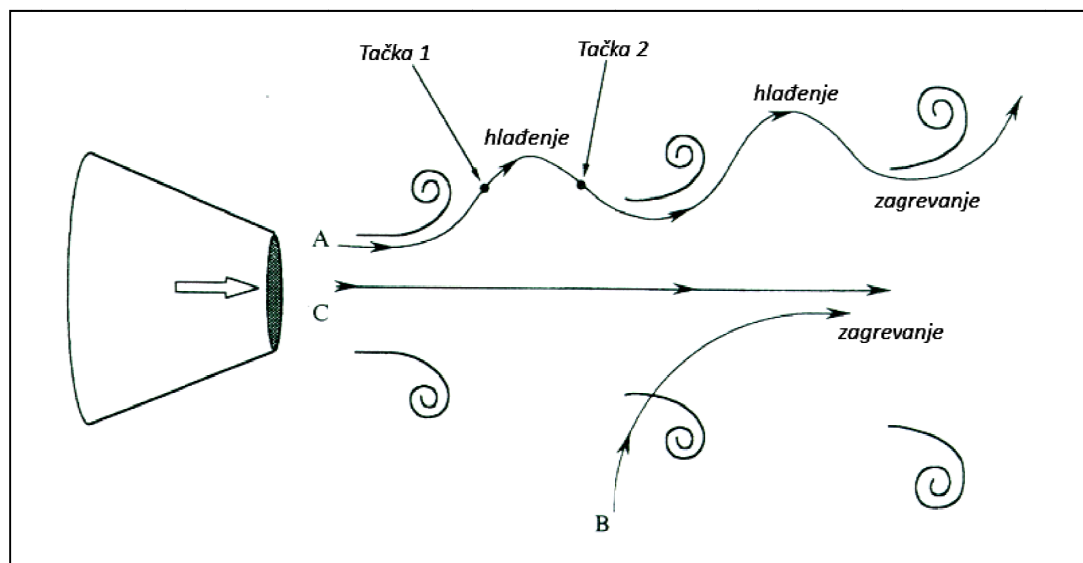
Za nestacionarno strujanje bez trenja i provođenja toplote, jednačina održanja energije (5.5) se znatno uprošćava i dobija oblik

$$\rho C_p \frac{D\tilde{T}}{Dt} = \frac{D\tilde{P}}{Dt}. \quad (5.6)$$

Jednačina (5.6) pokazuje da je promena totalne temperature fluidnog delića duž njegove putanje određena promenom statičkog pritiska u vremenu, koji u vrtložnim tokovima zavisi od kretanja jezgra vrtloga sa niskim pritiskom relativno u odnosu na fluidni delić. Kada fluidnom deliću prilazi vrtlog koji ima jezgro niskog pritiska $\partial p / \partial x < 0$, njegova totalna temperatura, T_t , se smanjuje duž trajektorije. Ako je fluidni delić na svojoj trajektoriji u kontaktu sa vrtlogom koji odlazi, onda se javlja pozitivan gradijent promene pritiska $\partial p / \partial x > 0$, i njegova totalna temperatura, T_t , raste duž trajektorije. Ova promena totalne temperature duž putanje prouzrokuje postojanje hladnih i toplih polja oko vrtloga.

Model razdvajanja energije u slobodnom mlazu

Dobro je poznato da na periferiji slobodnog mlaza fluida postoje velike vrtložne strukture, vrtložni prstenovi. Takođe, dokazano je da snaga ovih vrtložnih struktura može biti pojačana spoljašnje unesenim oscilacijama. Za ovu analizu svrstajmo fluidne deliće u slobodnom mlazu u tri kategorije, kao što je prikazano na slici 5-56: A - fluidni delići zahvaćeni vrtložnom strukturom u smičućem sloju, koje se vrte oko jezgra vrtloga i nastavljaju svoj put niz struju; B - delići uvučeni u mlaz iz okoline slobodnog mlaza; i C - delići koji su na početku u blizini ose mlaza i koji u svom kretanju ostaju u njenoj blizini.



Slika 5-56 Uticaj vrtložnih struktura na totalnu temperaturu fluidnog delića u slobodnom mlazu, Fox i dr., 1993

Posmatrajmo za početak fluidne deliće koji pripadaju kategoriji A. Kada se fluidni delić nalazi na svojoj putanji u blizini ivice mlaza (Tačka 1 na slici 5-56), njemu prilazi vrtlog koji se nalazi iza njega uz struju i fluidni delić biva zahvaćen vrtlogom. Pošto u jezgru vrtloga vlada polje pritiska $\partial p / \partial t < 0$, totalna temperatura fluidnog delića T_t opada (hlađenje na slici 5-56). Fluidni delić zahvaćen vrtlogom biva gurnut u mlaz prema osi a vrtlog ga prolazi i nalazi se niz struju ispred njega (Tačka 2 na slici 5-56) tako da gradijent pritiska postaje pozitivan, $\partial p / \partial t > 0$, usled čega totalna temperatura fluidnog delića raste (zagrevanje na slici 5-56). Totalna temperatura fluidnog delića, T_t , ima svoj minimum u blizini ivice mlaza i svoj maksimum u mlazu prema osi mlaza.

Fluidni delići koji pripadaju kategoriji B imaju drugačiju trajektoriju, slika 5-56. Usled rotacije vrtloga u smičućem sloju mlaza fluidni delići koji pripadaju ovoj kategoriji bivaju uvučeni u mlaz prema osi mlaza, dok vrtlog koji ih je uvukao prolazi niz struju od njih zbog čega su ovi fluidni delići pod uticajem pozitivnog gradijenta pritiska, $\partial p / \partial t > 0$, što dovodi do povećanja njihove totalne temperature T_t . Totalna temperatura svakog fluidnog delića koja je uvučena iz okoline u mlaz raste i dostiže svoj maksimum u blizini ose mlaza (zagrevanje na slici 5-56).

Fluidni delići koji pripadaju kategoriji C nisu pod uticajem ovog delovanja vrtložnih prstenova sa omotača mlaza i njihova totalna temperatura ostaje nepromenjena.

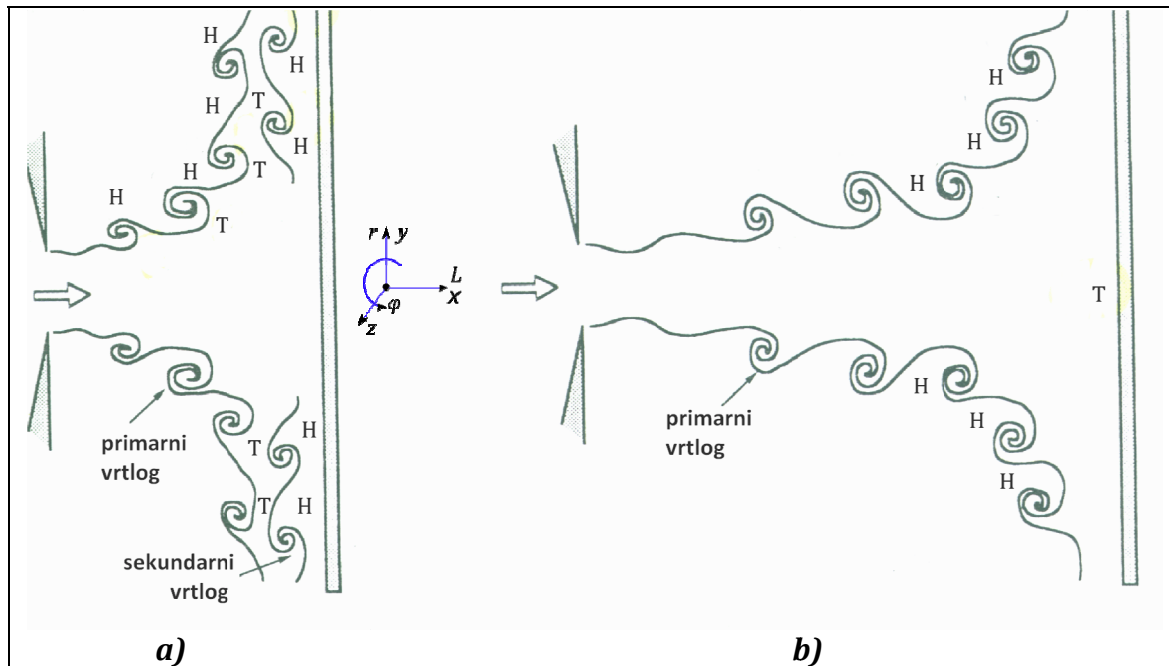
Model razdvajanja energije pri udaru mlaza o ravnu podlogu

Kad se na putanji mlaza nađe ravna ploča postavljena normalno na osu mlaza (ovde smo se ograničili na ovaj problem), razdvajanje totalne temperature (energije) u procesu udara mlaza o podlogu je dodatno modifikovano pojavom sekundarnih vrtloga duž zida udarne podloge, koji su posledica silaska primarnih vrtloga, formiranih na obodu mlaznice, u granični sloj uz zid podloge, što je već prikazano na slici 5-34.

Kada snažni primarni vrtlog sa negativnim gradijentom pritiska u svom jezgru priđe graničnom sloju uz zid podloge, dolazi do stvaranja sekundarnog vrtloga koji rotira u suprotnom smeru od vrtloga koji ga je indukovao. Pojava sekundarnog vrtloga pri udaru turbulentnog osnosimetričnog mlaza na ravnu podlogu postavljenu normalno na osu mlaza, zavisi isključivo od aksijalnog rastojanja udarne podloge od izlaza iz mlaznice. Kada je ovo rastojanje malo, vrtložni prsten ne uspeva znatnije da naraste u azimutskom pravcu, tako da prilazi udarnoj podlozi na manjim radijalnim rastojanjima, bliže zaustavnoj zoni, kada su impulsi u graničnom sloju još uvek niski, a debljina graničnog sloja mala. Negativni gradijent pritiska, $\partial p / \partial t < 0$, će nadjačati slabe impulse i dovesti do formiranja sekundarnog vrtloga. Na većim aksijalnim rastojanjima udarne podloge od izlaza iz mlaznice primarni vrtlog će prići zidu podloge na većim radijalnim rastojanjima od zaustavne zone. Impulsi u graničnom sloju pri strujanju uz zid podloge su veći i zbog toga do stvaranja sekundarnog vrtloga neće doći.

Zbog toga što je rotacija sekundarnog vrtloga u suprotnom smeru od rotacije primarnog vrtloga fluidni delić prolazi kroz smanjenje statičkog pritiska kada mu se trajektorija približava zidu podloge, $\partial p / \partial t < 0$, i totalna temperatura fluidnog delića opada, tako da se javlja nestacionarno hlađenje između sekundarnog vrtloga i zida podloge (na slici 5-57, H-hladno, T-toplo). Za veća aksijalna rastojanja udarne podloge od izlaza iz mlaznice, kao što je to već analizirano, ne dolazi do formiranja

sekundarnog vrtloga. Ovo je slično objašnjenju za slobodni mlaz, kada dolazi do povećanje totalne temperature na zidu podloge sa maksimumom u osi mlaza.



Slika 5-57 Razdvajanje energije pri udaru mlaza o ravnu podlogu
a) mala aksijalna rastojanja; b) velika aksijalna rastojanja, Fox i dr., 1993

Kao što je već rečeno, do pojave sekundarnog vrtloga dolazi kada primarni vrtlog iz smičućeg sloja mlaza priđe u granični sloj na zidu podloge na malom radijalnom rastojanju. Rotacija novonastalog sekundarnog vrtloga je u suprotnom smeru od rotacije primarnog vrtloga i fluidni delić prolazi kroz smanjenje statičkog pritiska kada mu se trajektorija približava zidu podloge, $\partial p / \partial x < 0$, zbog toga dolazi do opadanja totalne temperature fluidnog delića, tako da se javlja nestacionarno hlađenje između sekundarnog vrtloga i zida podloge. Na nekom većem radijalnom udaljenju ponovo dolazi do odbijanja primarnog i sekundarnog vrtloga od zida podloge, što dovodi do pojave recirkulacione zone strujanja u ovoj oblasti. Recirkulaciona zona ima strujnice u istom smeru kao primarni vrtlog i negativni gradijent pritiska u svom jezgru što prouzrokuje ponovno povećanje totalne temperature na zidu podloge.

Postavlja se pitanje, da li vrtložne strukture, formirane u strujanjima sa malim Reynoldsovim brojevima, opstaju na većim brzinama? Postojanje vrtloga je potvrđeno na Reynoldsovim brojevima preko 1×10^7 . Da li će se sekundarni vrtlozi pojaviti ili ne,

zavisi od uticaja dva faktora: negativnog gradijenta pritiska oko primarnog dolazećeg vrtloga, $\partial p / \partial r_c$ (gde je r_c radijalno rastojanje od centra primarnog vrtloga), i gradijenta impulsa u graničnom sloju na zidu podloge, $\rho v \partial v / \partial r$ (gde je v radijalna brzina u graničnom sloju, a r je radijalno rastojanje od ose mlaza).

Razmatranje međusobnog odnosa ove dve vrednosti u blizini zaustavne tačke dovodi do zaključka da kriterijum za stvaranje sekundarnog vrtloga zavisi od aksijalnog rastojanja udarne podloge od izlaza iz mlaznice i ne zavisi od Mahovog niti Reynoldsovog broja, Fox i dr., 1993. Sama struktura sekundarnih vrtloga, kada dođe do njihovog formiranja, naravno, zavisi od Reynoldsovog broja.

Prelaženje toplote sa mlaza na udarnu podlogu

Preko pedeset godina traje istraživanje ovog veoma interesantnog procesa bilo da se radi o kružnom, pravougaonom, elipsastom poprečnim presekom mlaznice ili nizu mlazeva različitih geometrijskih i strujnih karakteristika.

U tabeli koja sledi dat je prikaz najznačajnijih radova koji su se bavili problemom prelaženja toplote u postavkama sa kružnim izlaznim poprečnim presekom mlaznice, preuzeto iz Goldstein i dr., 1986.

Autor	Geometrija	D [cm]	Re=UD/v	L/D [-]	Tip merenja	Fluid
Pery, 1954	Duga cev	1.65; 2.16	7×10^3 - 30×10^3	≥ 8	Prostorno usrednjeno	Vruć vazduh
Vikers, 1959	Kratka cev	-	250-950	$8 \leq L/D \leq 20$	Lokalno	Vazduh
Gardon i Cobonpue, 1962	Zaobljena na izlazu	0.23-0.9	7×10^3 - 1.12×10^5	≥ 0.5	Lokalno	Vazduh
Smirnov i dr., 1961	Duga cev = 80D	0.25; 0.64; 1.07; 2.13; 3.0; 3.66	$50-31 \times 10^3$	$0.5 \leq L/D \leq 10$	Prostorno usrednjeno	Voda
Huang, 1962	Blenda mlaznica = 0.317D	0.317; 0.635	10^3-10^4	1.25-10	Prostorno usrednjeno	Vruć vazduh
Schlunder i Gnielinski, 1967	Duga cev	2; 5	34×10^3 - 124×10^3	1.25-10	Lokalno prenos materije	Vazduh
Nakatogawa i dr., 1972	mlaznica	0.8	$U_j=35$ - 321m/s	0.5-24	Lokalno oko zaust. tačke	Vazduh
Kataoka i Mizushina, 1974	Konvergent na mlaznica	1	2970; 5030; 9800	5.86; 8.21	Lokalno prenos materije Elektrohemijska metoda	Vazduh

Donaldson i Snedeker, 1971	Konvergent na mlaznica	1.29	-	7; 10; 15; 20	Lokalno prenos materije	Vazduh
C.den Ouden i Hogendoorn, 1974	Mlaznica	1.3-5.7	0.38×10^5 - 2.64×10^5	1-6	Lokalno oko zaust. tačke	Vazduh
Bouchez i Goldstein, 1975	Blenda ml., Cev	1.27	35×10^3 125×10^3	12 6	Lokalno	Vazduh (crossflow)
Hollworth i Bowley, 1975	cev 10D, blenda 1/D	0.318-1.27	2.5×10^4 1.9×10^5	3.5-14	Lokalno	Vazduh (crossflow)
Sparrow i dr., 1975	Blenda ml., Cev	1.27	35×10^3 125×10^3	3; 4; 5; 6; 8; 10; 12	Lokalno	vazduh (crossflow)
Hoogendoorn 1977	Duga cev i mlaznica	5.7	2×10^4 - 9×10^4	2-10	Lokalno tečni kristal	Vazduh
Kataoka i dr., 1978	Mlaznica	2.8	4×10^3 - 15×10^3	2-10	Lokalno prenos mase	Elektrohemijska metoda
Yokobori i Hirata, 1979	Mlaznica	4.0	10^3 - 67×10^3	2-12	Lokalno oko zaust. tačke	Voda
Popiel i dr., 1980	Izlaz iz gorionika	1.38	1860-1050	2-20	Lokalno fluxmetar	Produkti sagorevanja
Sparrow i Lovell, 1980	Blenda ml. pod uglom 90° - 30°	0.635	2.5×10^3 - 10^4	7; 10; 15	Lokalno prenos materije	Vazduh
Obot i dr., 1979	Blenda mlaznica	1.905	15×10^3 - 60×10^3	2-12	Lokalno	Vazduh
Amano i Jensen, 1982	-	0.46	10^4 - 2×10^4 ; 4×10^4	4; 7; 10	Lokalno	Vazduh
Goldstein i Behbahani, 1982	Duga cev i mlaznica	1.27	25×10^3 124×10^3	12 6	Lokalno	Vazduh sa i bez crossflow
Goldstein i Timmers, 1982	Blenda mlaznica 1D	1.0	40×10^3	2; 6	Lokalno tečni kristal	Vazduh
Hollworth i Wilson, 1983	Blenda mlaznica 1D	0.25; 1.0	7×10^3 - 7×10^4	1; 5; 10; 15	Lokalno	Vazduh
Hollworth i Gero, 1984	Blenda mlaznica 1D	0.25; 1.0	5×10^3 - 6×10^4	1; 5; 10; 15	Lokalno	Vazduh
Hrycak, 1983	Blenda ml. na kraju cevi	0.318-1.27	1.4×10^3 - 6×10^4	1-14	Prostorno usrednjeno	Vazduh
Goldstein i dr., 1986	Blenda ml.	1.27	61×10^3 - 12×10^4	2-12	Lokalno	Vazduh

Gordon i Cobonpue prvi predlažu da prelaženje toplote sa zagrejane podloge na mlaz vazduha bude proporcionalan razlici između temperature mlaza i adijabatske temperature zida, koja varira zavisno od mernog mesta na udarnoj podlozi. Dosta

kasnije R.J.Goldstein, Hollworth i Obot koriste vrednosti adijabatske temperature zida pri izračunavanju koeficijenta prelaženja toplote.

Postupak pri merenju koeficijenta prelaženja toplote

Iako je objavljeno dosta istraživanja ovog fenomena, većina od njih do današnjih dana ne dokumentuje da li su postojale, ili ne, razlike u temperaturi mlaza i okolnog vazduha. U rezultatima mnogih autora se može uočiti postojanje ove nepravilnosti u pripremi eksperimentalne postavke. Ako je temperatura u mlazu različita od okolne temperature vazduha u prostoriji u kojoj se eksperiment vrši, usisavanje okolnog vazduha različite temperature u mlaz može jako uticati na ispitivani proces prelaženja toplote.

Da bi prevazišli ovaj problem, koeficijent prelaženja toplote može biti definisan kao fluks sa zida podloge podeljen sa razlikom između temperature na zidu i neke karakteristične temperature u fluidu, najčešće temperature u slobodnom mlazu. Ako koristimo totalnu temperaturu mlaza, kao reprezent fluidnog toka, rezultati merenja koeficijenta prelaženja toplote će zavisiti od toplotnog fluksa sa podloge, koji je zadat u eksperimentu. Korišćenjem adijabatske temperature zida, kao reprezenta fluidnog toka, dobijamo koeficijent prelaženja toplote nezavistan od promene toplotnog fluksa sa površi udarne podloge. Da bi odredili koeficijent prelaženja toplote za udar mlaza o ravnu podlogu (uz potreban uslov da je $T_j^0 = T_\infty$), moramo znati raspodelu adijabatske temperature zida.

$$h = \frac{q_c}{T_w - T_{aw}}; \quad Nu = \frac{hD}{\lambda} \quad (5.7)$$

Adijabatska temperatura zida zavisi od mnogo parametara: rastojanja mlaznice i udarne podloge, masenog protoka fluida, temperature mlaza, temperature okoline, i drugo. Ona može biti izražena u bezdimenzionom obliku uz korišćenje posebno adaptiranog koncepta primenjivanog u slojevitom hlađenju. Efektivnost grejanja/hlađenja kod udara mlaza o podlogu može biti definisana kao

$$\eta = \frac{T_{aw} - T_r}{T_j^0 - T_\infty} \quad (5.8)$$

gde je T_r – temperatura obnavljanja (recovery, eng.) definisana kao adijabatska temperatura zida pod specijalnim uslovima kada su temperatura ambijenta i mlaza identične ($T_j^0 = T_\infty$). Ovde treba primetiti da kada član ($T_{aw} - T_r$) teži nuli, takođe i član ($T_j^0 - T_\infty$) teži nuli. Temperatura obnavljanja takođe može biti izražena u bezdimenzionoj formi kao faktor obnavljanja temperature površi

$$r = \frac{T_r - T_j^s}{T_d} = 1 + \frac{T_r - T_j^0}{T_d} \quad (5.9)$$

koji je nezavistan od masenog protoka u strujanju, ali je veoma osetljiv na razliku u temperaturi između mlaza i okolnog vazduha u prostoriji gde se vrši eksperiment.

Za tačno merenje koeficijenta prelaženja toplote u eksperimentima sa udarom mlaza o ravnu zagrejanu podlogu potrebno je uraditi dva merenja: u prvom prolazu izmeriti koeficijent obnavljanja temperature površi podloge, a u drugom izvršiti merenja ili efektivnosti grejanja/hlađenja ili koeficijent prelaženja toplote.

Za oba merenja maseni protok se podesi na željenu vrednost Reynoldsovog broja, a temperatura u prostoriji se održava da bude u okviru 0.1 °C razlike sa totalnom temperaturom merenom u mlazu specijalno dizajniranom sondom za merenje totalne temperature, prikazanoj na slici 4-17. Potrebno je neko vreme da dođe do smirivanja svih parametara i postizanja ustaljenih uslova. Tada se izmeri raspodela temperature na udarnoj podlozi. Da bi se prešlo u sledeću fazu merenja, zadaje se konstantni toplotni fluks priključivanjem na naizmeničnu struju grejača uklopljenog na površini udarne podloge. Potom se sačeka neko vreme, obično par časova, dok se ponovo ne ustale svi parametri i onda se izvrši merenje raspodele temperature po zidu podloge.

Tačnost merenja je direktno zavisna od preciznog kontrolisanja svih parametara u eksperimentu, opisanih u prethodnom poglavlju, kao i kvalitetnoj izradi mernog sistema udarne podloge. Postoje tri kritična parametra koja određuju kvalitet mernog sistema na udarnoj podlozi: (1) potrebna velika osetljivost uklopljenih termoparova u zid podloge, (2) kvalitetno izvedeni grejači na površi podloge za ostvarivanje uniformnog toplotnog fluksa i (3) potrebna dobra toplotna izolacija sa

zadnje strane udarne ploče da bi se izbegli toplotni gubici. Do kvalitetne izvedbe mernog sistema udarne podloge došlo se posle velikog broja pokušaja i probnih merenja, ostvarenih u okviru eksperimentalnih istraživanja u predmetnoj disertaciji.

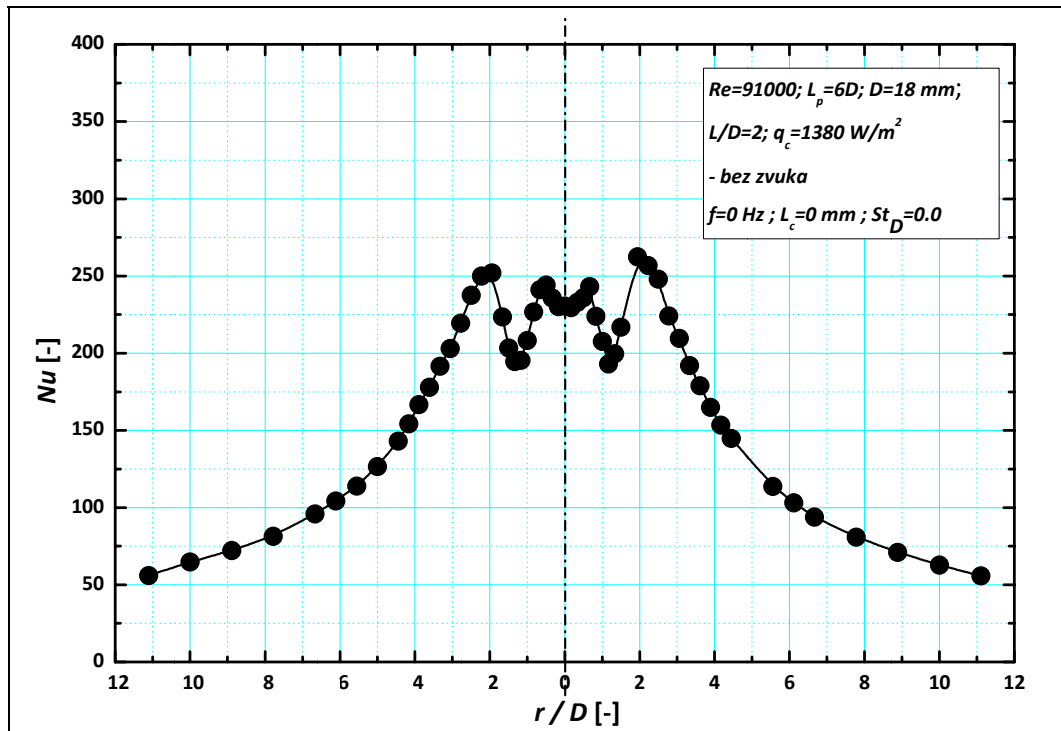
Analiza rezultata merenja koeficijenta prelaženja toplote

Rezultati merenja koeficijenta prelaženja toplote sa zagrejane ravne ploče postavljene normalno na osu turbulentnog osnosimetričnog nemodifikovanog mlaza na turbulentni osnosimetrični mlaz za više aksijalnih rastojanja od izlaza iz mlaznice, $L/D=2-10$, prikazani su na slikama 5-58 do 5-67. Analizom raspodela koeficijenta prelaženja toplote sa zagrejane podloge na nemodifikovani turbulentni osnosimetrični mlaz, za više aksijalnih rastojanja udarne podloge od izlaza iz mlaznice, se želi objasniti kompletna mapa karakteristika fenomena prelaženja toplote u ovoj procesnoj postavci koja će služiti za dalje poređenje.

Problem je osnosimetričan (meridijanska ravan), pa se izmerene raspodele koeficijenta prelaženja u tačkama površi udarne podloge odnose na vrednosti u bilo kom radijalnom pravcu. Merenja raspodele koeficijenta prelaženja toplote vršena su po proceduri objašnjenj u prethodnim poglavljima uz korišćenje 57 termoparova tipa K, koji su na poseban način uklopljeni u materijal udarne podloge.

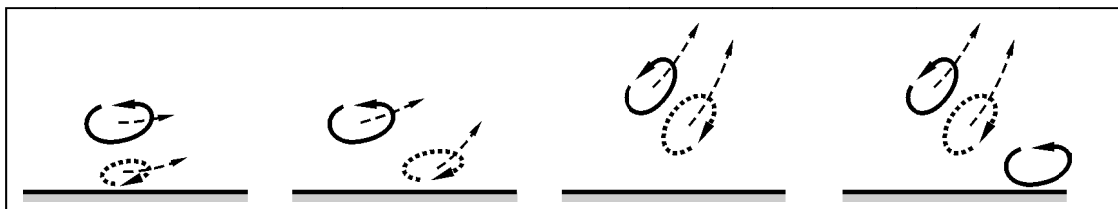
Raspodela Nuseltovog broja duž udarne podloge postavljene na aksijalnom rastojanju $L/D=2$ od izlaza iz mlaznice iz koje ističe vazduh Rejnoldsovim brojem $Re=91000$, prikazan je na slici 5-58.

Raspodela ima dva lokalna maksimuma na radijalnim rastojanjima 0.6 i $2D$, kao i lokalni minimum u osi mlaza i na radijalnom rastojanju $1.2D$. Položaj prvog maksimuma odgovara mestu gde primarni vrtlog ulazi u granični sloj na podlozi. Još uvek snažan primarni vrtlog koji prilazi graničnom sloju na malom radijalnom rastojanju prouzrokuje stvaranje sekundarnog vrtloga sa rotacijom u suprotnom smeru od smera vrtloga koji ga je indukovao.



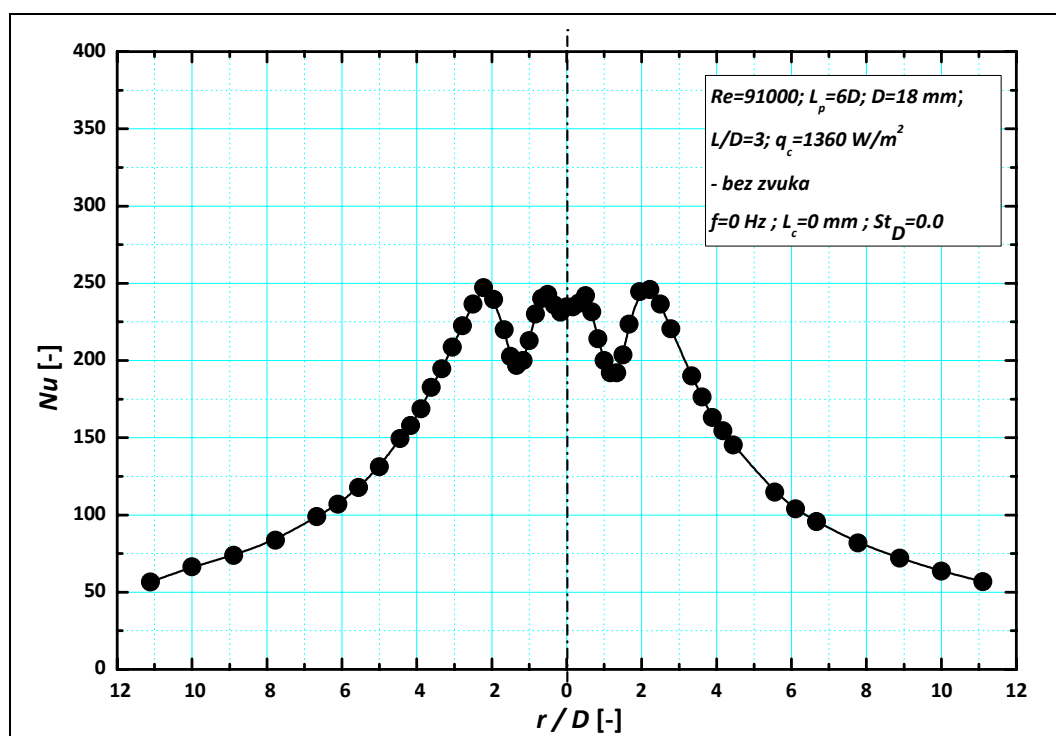
Slika 5-58 Uticaj aksijalnog rastojanja udarne podloge na radialnu raspodelu koeficijenta prelaženja toplote - bez zvuka; $Re=91000$; $L_p=6D$; $L/D=2$

Fluidni delić prolazi kroz smanjenje statičkog pritiska kada mu se trajektorija približava zidu podloge, $\partial p/\partial x < 0$, zbog čega dolazi do opadanja totalne temperature fluidnog delića, tako da se javlja nestacionarno hlađenje između sekundarnog vrtloga i zida podloge. To je razlog za monotono smanjenje koeficijenta prelaženja toplote u oblasti $0.6 \leq r/D \leq 1.2$. Na radialnom udaljenju od $1.2D$ ponovo dolazi do rasta koeficijenta prelaženja toplote, zato što u toj zoni dolazi do odbijanja primarnog i sekundarnog vrtloga od zida podloge, što dovodi do pojave recirkulacione zone strujanja, kako to pokazuje slika 5-59.



Slika 5-59 Stvaranje recirkulacione zone fluida pri odvajanju primarnog i sekundarnog vrtloga od zida udarne podloge

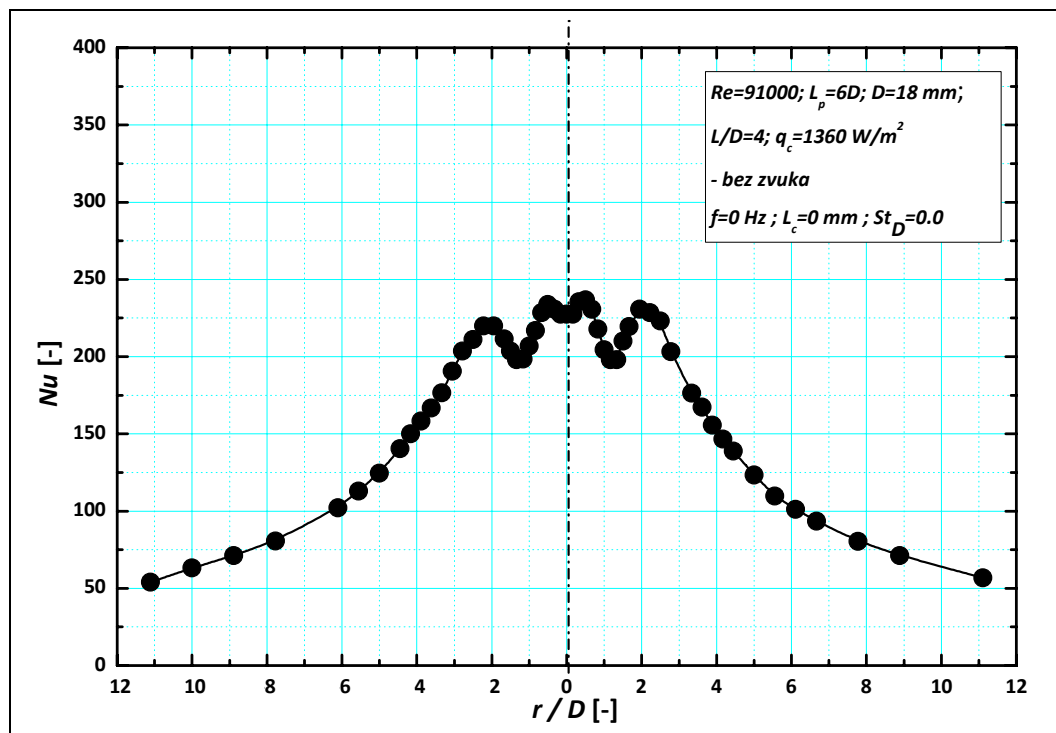
Recirkulaciona zona ima strujnice u istom smeru kao primarni vrtlog i negativni gradijent pritiska u svom jezgru, što prouzrokuje ponovno povećanje totalne temperature na zidu podloge, sve do ostvarivanja maksimalne vrednosti na radijalnom rastojanju $r/D=2$. Dalje monotono opadanje koeficijenta prelaženja toplote za radijalna rastojanja $r/D \geq 2$ je posledica usporavanja fluida u oblasti strujanja uz zid podloge.



Slika 5-60 Uticaj aksijalnog rastojanja udarne podloge na radijalnu raspodelu koeficijenta prelaženja toplote - bez zvuka; $Re=91000$; $L_p=6D$; $L/D=3$

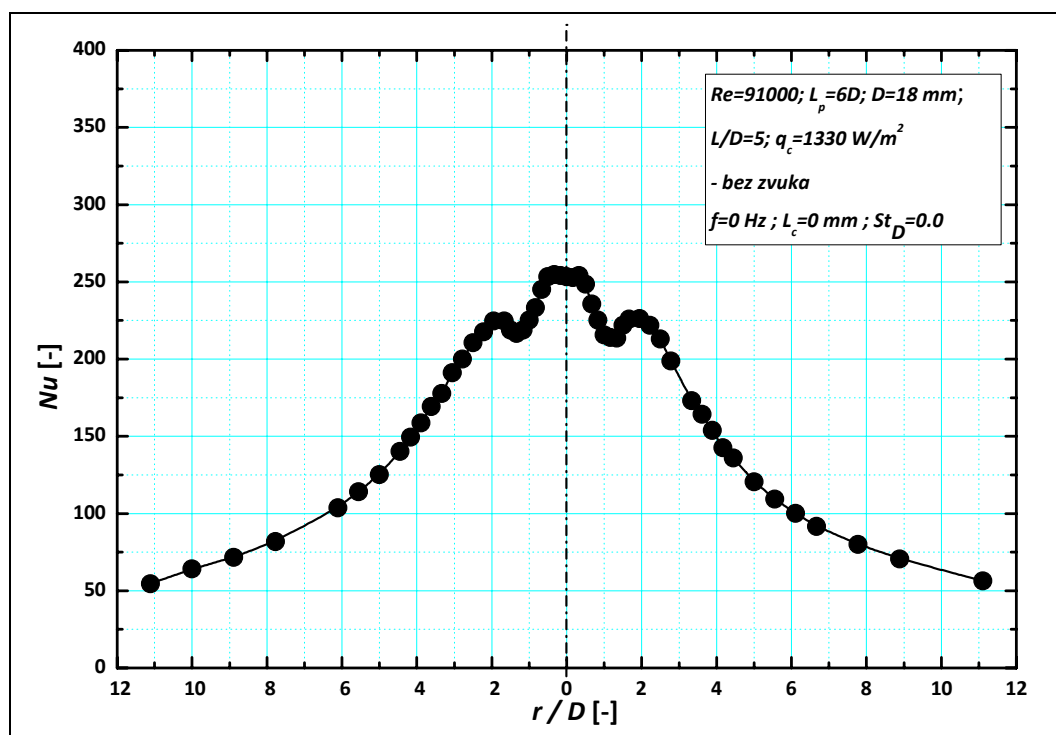
Slika 5-60 predstavlja radijalnu raspodelu koeficijenta prelaženja toplote duž udarne podloge postavljene na aksijalnom rastojanju $L/D=3$. Raspodela koeficijenta prelaženja toplote za ovo aksijalno rastojanje podloge ima isti oblik kao i raspodela prikazana za aksijalno rastojanje $L/D=2$, sa razlikom što ovde dolazi do smanjenja vrednosti koeficijenta u sekundarnom maksimumu na $r/D=2$. Ova sličnost se mogla očekivati, jer je pozicija udarne podloge $L/D=3$ i dalje unutar potencijalnog jezgra i nije još došlo do značajnog uvećanja smičućeg sloja mlaza, dok je brzina strujanja u osi mlaza identična u oba slučaja. Malo smanjenje vrednosti koeficijenta prelaženja

toplote u sekundarnom maksimumu na radialnom rastojanju $r/D=2$ je posledica smanjenja negativnog gradijenta pritiska u primarnom vrtlogu, do koga dolazi usled povećanja njegovih razmera.



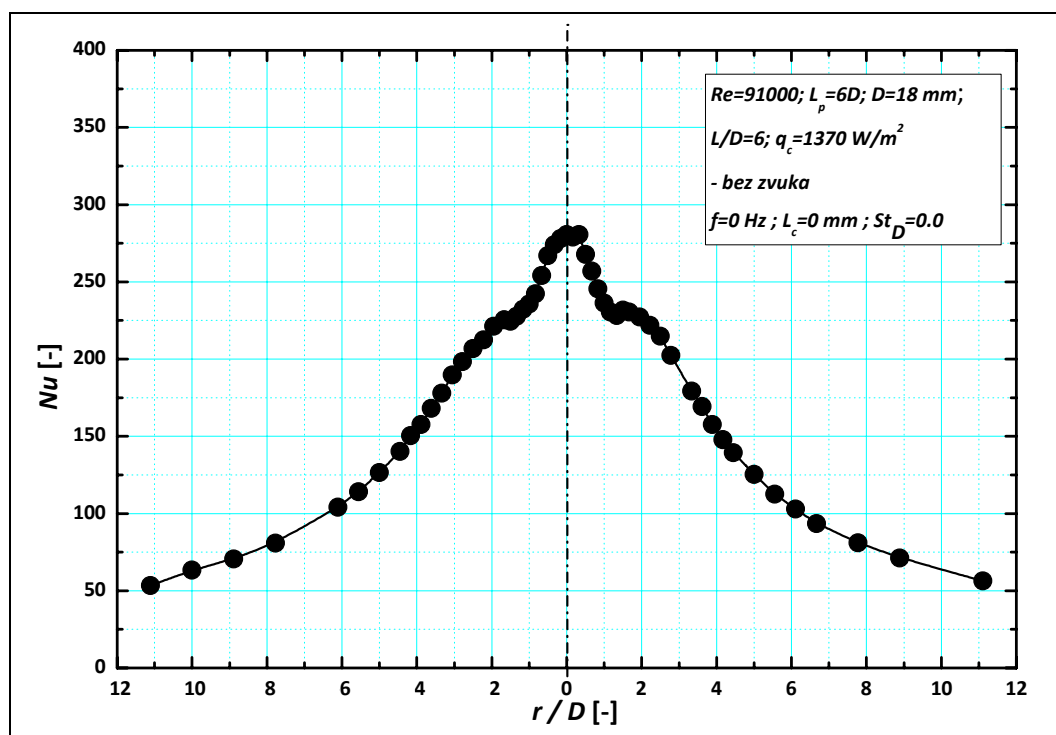
Slika 5-61 Uticaj aksijalnog rastojanja udarne podloge na radialnu raspodelu koeficijenta prelaženja toplote - bez zvuka; $Re=91000$; $L_p=6D$; $L/D=4$

Pri većem aksijalnom rastojanju udarne podloge od izlaza iz mlaznice, $L/D=4$, prikazanom na slici 5-61 nastaje dalje smanjenje vrednosti koeficijenta prelaženja toplote na radialnoj poziciji sekundarnog maksimuma $r/D=2$. Primarni vrtlog iz smičućeg sloja mlaza je i dalje dovoljno jak da nadjača impulse u zoni blizu zaustavne oblasti, kao i da prouzrokuje nastanak sekundarnog vrtloga između njega i zida podloge. Dolazna brzina u osi mlaza je smanjena i otuda nastaje malo smanjene vrednosti koeficijenta prelaženja toplote u zaustavnoj oblasti na udarnoj podlozi. Vrednost koeficijenta prelaženja toplote na $r/D=2$ su manje od vrednosti u zaustavnoj oblasti zbog slabljenja gradijenta pritiska u jezgru primarnog vrtloga.



Slika 5-62 Uticaj aksijalnog rastojanja udarne podloge na radijalnu raspodelu koeficijenta prelaženja toplote - bez zvuka; $Re=91000$; $L_p=6D$; $L/D=5$

Slika 5-62 prikazuje raspodelu koeficijenta prelaženja toplote u tačkama udarne podloge postavljene na aksijalno rastojanje $L/D=5$. U ovoj eksperimentalnoj postavci udarna podloga se nalazi izvan potencijalnog jezgra mlaza (dužina potencijalnog jezgra procenjena na $4.5-5D$), gde je debljina smičućeg sloja već izrazito velika. Gradijent pritiska u primarnom vrtlogu nije toliko veliki, da bi mogao prouzrokovati nastanak sekundarnog vrtloga u blizini zaustavne zone, tako da sa povećanjem radijalnog rastojanja nastaje monotono smanjenje vrednosti koeficijenta prelaženja toplote od maksimalne vrednosti u osi mlaza. Na radijalnom rastojanju $r/D=2$ i dalje postoji sekundarni maksimum kao posledica odbijanja primarnih vrtloga uz odvajanje strujnica od zida podloge što dovodi do postojanja recirkulacionog strujanja u graničnom sloju na udarnoj podlozi. Njegovo postojanje je direktna posledica interakcije primarnih vrtloga i graničnog sloja, koji se formira na površi udarne podloge.

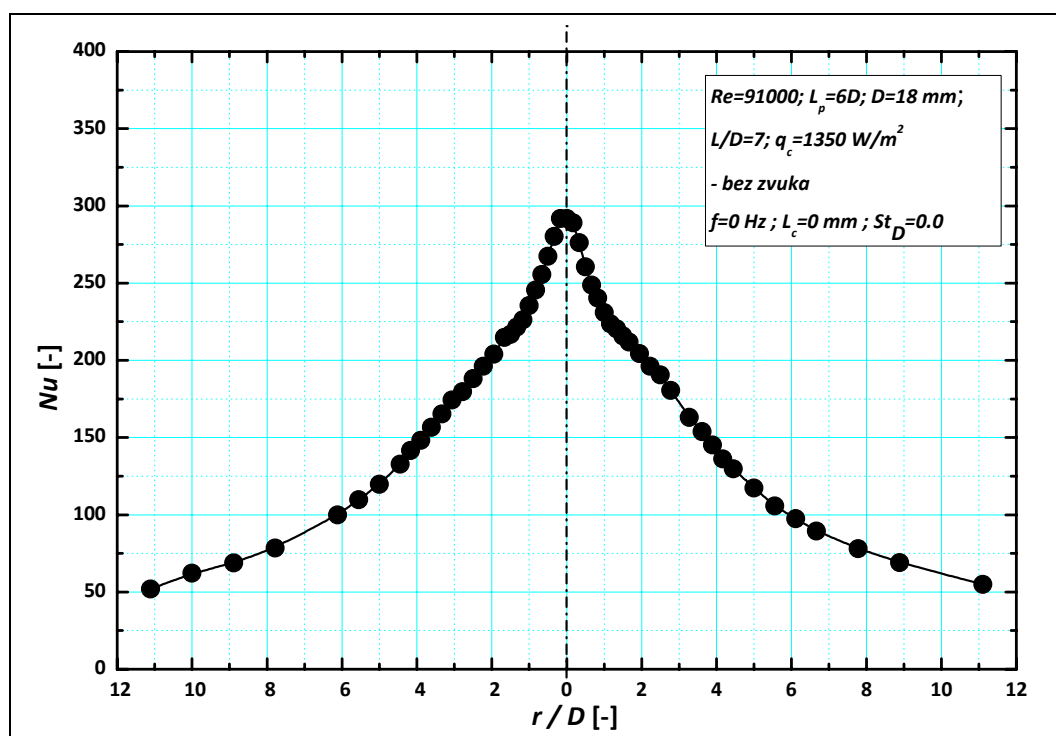


Slika 5-63 Uticaj aksijalnog rastojanja udarne podloge na radijalnu raspodelu koeficijenta prelaženja toplote - bez zvuka; $Re=91000$; $L_p=6D$; $L/D=6$

Pomeranjem udarne podloge na veća aksijalna rastojanja od izlaza iz mlaznice, $L/D=6$, (slika 5-63), dolazi do povećanja vrednosti koeficijenta prelaženja toplote u osi mlaza, uz istovremeno smanjenje vrednosti sekundarnog maksimuma u raspodeli koeficijenta prelaženja toplote.

Slika 5-64 prikazuje radijalnu raspodelu koeficijenta prelaženja toplote duž podloge u koju udara nedomifikovani mlaz Reynoldsovog broja $Re=91000$. Aksijalno rastojanje udarne podloge od izlaza iz mlaznice u ovoj eksperimentalnoj postavci je iznosio $L/D=7$. Ploča se nalazi u zoni koja je već izvan potencijalnog jezgra mlaza i u kojoj je brzina strujanja dosta manja od one na izlazu iz mlaznice. Kao karakteristično se može izdvojiti da koeficijent prelaženja toplote nastavlja da raste u osi mlaza, ali i da se gubi sekundarni maksimum u raspodeli koeficijenta prelaženja toplote. Primarni vrtlozi su narasli u azimutskom smeru i nisu više toliko jaki, mahom su se raspali u sitne turbulentne strukture, koje više ne dovode do odvajanja strujnica od podloge i pojave recirkulacione zone strujanja. Ako se uporede vrednosti koeficijenta na radijalnim rastojanjima $r/D \geq 4$ uočavaju se identične vrednosti koeficijenta prelaženja toplote u ovoj oblasti. Do preraspodele vrednosti koeficijenta

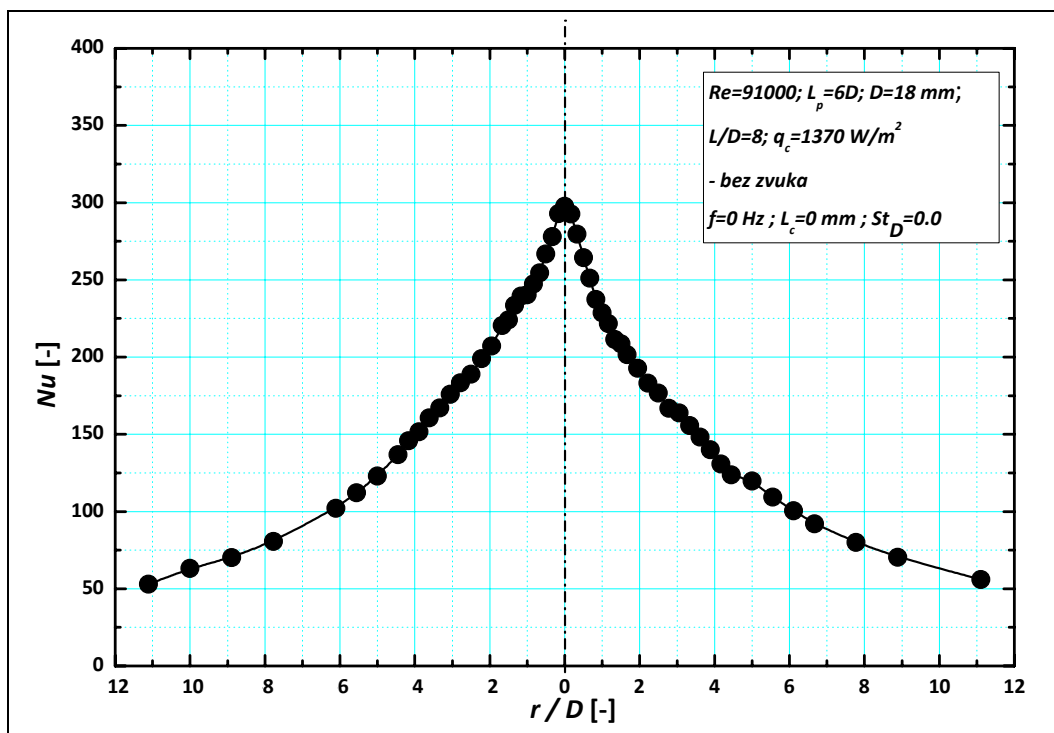
prelaženja toplote na površi unutar oblasti $r/D \leq 4$ dolazi usled interakcije primarnih vrtloga i graničnog sloja strujanja uz zid podloge.



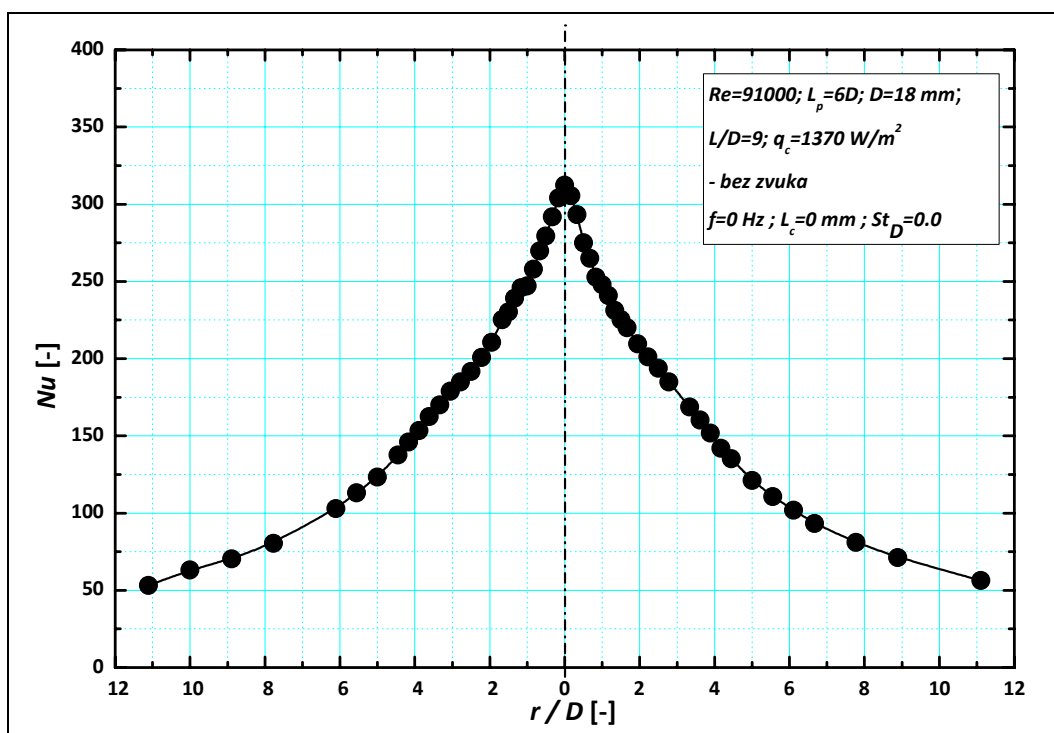
Slika 5-64 Uticaj aksijalnog rastojanja udarne podloge na radijalnu raspodelu koeficijenta prelaženja toplote - bez zvuka; $Re=91000$; $L_p=6D$; $L/D=7$

Za veća aksijalna rastojanja udarne podloge od izlaza iz mlaznice, tj. za $L/D \geq 7$ može se kvalitativno očekivati slična raspodela koeficijenta prelaženja toplote. Maksimalne vrednosti u raspodeli koeficijenta prelaženja toplote rastu sa povećanjem aksijalnog rastojanja na $L/D=8$, slika 5-65, i $L/D=9$, što je prikazano na slici 5-66. Najveća vrednost koeficijenta prelaženja toplote je ostvarena u eksperimentalnoj postavci sa udarnom podlogom na aksijalnom rastojanju $L/D=9$.

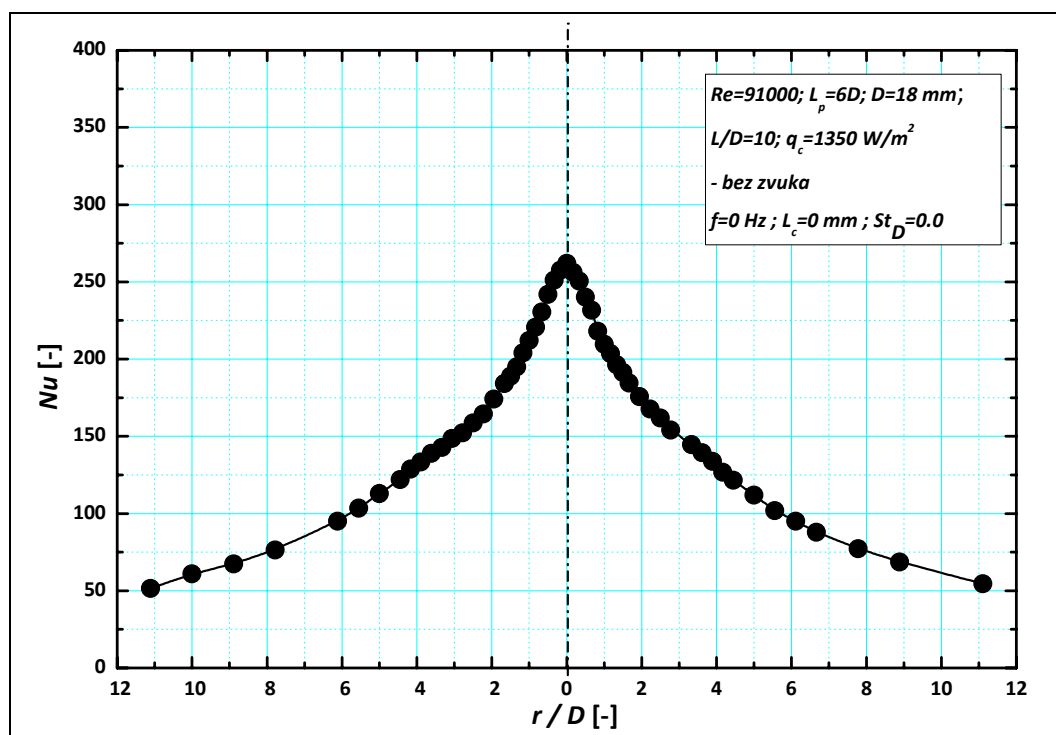
Naime, kada se udarna podloga postavi na aksijalno rastojanje $L/D=10$, slika 5-67, onda dolazi do smanjenja maksimalne vrednosti koeficijenta prelaženja toplote u odnosu na prethodno izmerenu vrednost za $L/D=9$. Izmerene vrednosti koeficijenta prelaženja toplote za različita aksijalna rastojanja udarne podloge od izlaza iz mlaznice za slučaj nemodifikovanog turbulentnog osnosimetričnog mlaza su u skladu sa prethodno prikazanim izmerenim vrednostima normalizovane brzine strujanja i intenziteta turbulencije u slobodnom mlazu, slike 5-6 do 5-13.



Slika 5-65 Uticaj aksijalnog rastojanja udarne podloge na radialnu raspodelu koeficijenta prelaženja toplote - bez zvuka; $Re=91000; L_p=6D; L/D=8$



Slika 5-66 Uticaj aksijalnog rastojanja udarne podloge na radialnu raspodelu koeficijenta prelaženja toplote - bez zvuka; $Re=91000; L_p=6D; L/D=9$



Slika 5-67 Uticaj aksijalnog rastojanja udarne podloge na radialnu raspodelu koeficijenta prelaženja toplote - bez zvuka; $Re=91000$; $L_p=6D$; $L/D=10$

Kao što je u analizi ovih vrednosti pretpostavljeno, očekivano optimalno rastojanje udarne podloge od izlaza iz mlaznice je rastojanje $L/D=9$ na kome intenzitet turbulencije upravo postiže svoju najveću vrednost.

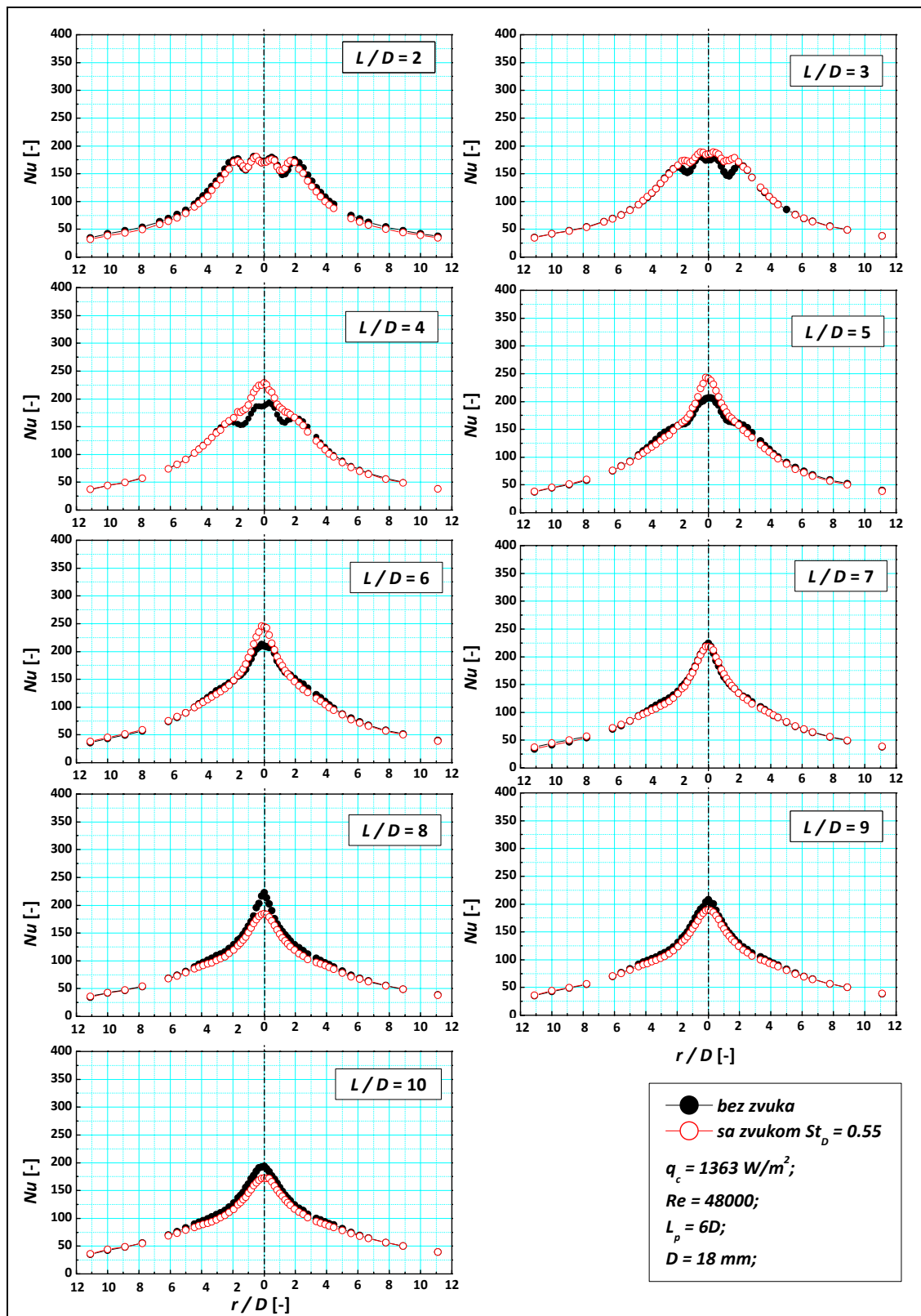
Analizom raspodela koeficijenta prelaženja toplote duž udarne podloge na aksijalnim rastojanjima $L/D=2-10$, objašnjena je uobičajena zavisnost raspodele koeficijenta prelaženja toplote od aksijalnog rastojanja udarne podloge u oblastima subsoničnih strujanja koja su bila predmet ovih istraživanja. Vrednosti koeficijenta prelaženja toplote u oblasti $r/D \geq 4$ su slične za različite eksperimentalne uslove i različita aksijalna rastojanja udarne podloge i mlaznice. Unutar oblasti $r/D \leq 4$ vrednosti koeficijenta prelaženja toplote zavise isključivo od pomenutog aksijalnog rastojanja i raspodela koeficijenta je nedvosmisleno posledica interakcije primarnih vrtloga i graničnog sloja na podlozi. Pojava sekundarnih vrtloga i recirkulacione zone u strujanju uz površ udarne podloge je posledica dejstva primarnih vrtloga, koje se ispoljava kroz borbu između negativnog gradijenta pritiska dolazećeg primarnog vrtloga i gradijenta impulsa u graničnom sloju na podlozi.

Analizom serije dijagrama, koji slede u nastavku (slike 5-68 do 5-70), proučava se uticaj modifikacije turbulentnog osnosimetričnog mlaza samopobudnim zvučnim oscilacijama koje se javljaju u funkciji whistler mlaznice na raspodelu koeficijenta prelaženja toplote.

Slika 5-68 prikazuje radijalnu raspodelu koeficijenta prelaženja toplote duž podloge pri udaru nemodifikovanog i modifikovanog mlaza koji ističe iz whistler mlaznice u mirnu okolnu sredinu brzinom kojoj odgovara Rejnoldsov broj $Re=48000$. U ovom slučaju je bilo moguće ostvariti modifikaciju samopobudnim oscilacijama Struhalovog broja $St_D=0.55$. Ova modifikacija spada u grupu onih bliskih modu stabilnog uparivanja vrtloga iz smičućeg sloja mlaza, koga odlikuju veoma veliki vrtlozi izduženog oblika, koji su nastali spajanjem dva vrtloga koji se sustižu i sjedinjavaju na putu ka udarnoj podlozi. Raspodela koeficijenta prelaženja toplote nemodifikovanog turbulentnog osnosimetričnog mlaza u slučaju strujanja sa ovim Rejnoldsovim bojem ima karakteristike već opisane u prethodnim poglavljima. Raspodele koeficijenata prelaženja toplote nemodifikovanog mlaza su predstavljeni na dijagramima zajedno sa profilima koji odgovaraju modifikovanim mlazevima zbog poređenja.

Ako se posmatra aksijalno rastojanje udarne podloge od izlaza iz mlaznice $L/D=2$, zapaža se da su radijalne raspodele koeficijenta prelaženja toplote nemodifikovanog i modifikovanog mlaza gotovo identične. U radijalnoj raspodeli koeficijenta prelaženja toplote duž zida udarne podloge se primećuje da postoje dva maksimuma na istim radijalnim pozicijama, kao i u nemodifikovanom mlazu. Vrednosti koeficijenta prelaženja toplote sekundarnog maksimuma su približno isti kao i maksimumi u blizini ose mlaza. Razlog za postojanje dva radijalno pomerena maksimuma u raspodeli koeficijenta kod malih aksijalnih rastojanja, već je objašnjen u razmatranjima prelaženja toplote sa nemodifikovanog turbulentnog osnosimetričnog mlaza.

Može se zaključiti da ne postoji značajan uticaj modifikacije zvučnim samopobudnim oscilacijama na raspodelu koeficijenta prelaženja toplote na najmanjem izmerenom aksijalnom rastojanju podloge i mlaznice $L/D=2$.



Slika 5-68 Uticaj modifikacije mlaza na radialnu raspodelu koeficijenta prelaženja toplote - sa i bez zvuka; $Re=48000$; $L_p=6D$; $St_D=0.55$; $L/D=2-10$

Pomeranjem udarne podloge na aksijalno rastojanje $L/D=3$, menja se i raspodela koeficijenta prelaženja toplote unutar oblasti $r/D \leq 4$ u slučaju modifikovanog mlaza u poređenju sa nemodifikovanim mlazom istih strujnih karakteristika. Naime, dolazi do povećanja vrednosti koeficijenta prelaženja toplote u zoni oko zaustavne tačke, dok se sekundarni maksimum, iako još uočljiv, smanjuje ispod vrednosti maksimuma u blizini ose mlaza. Poredeći sa raspodelom nemodifikovanog mlaza uočava se da se gubi zona u kojoj dolazi do pada koeficijenta prelaženja toplote između dva maksimuma. Vrtlog kome su se u procesu uparivanja povećale dimenzije ali i smanjila brzina rotacije, tj. gradijent pritiska $\partial p / \partial r < 0$ je manji nego sto je to bilo u slučaju podloge postavljene na manjem aksijalnom rastojanju, tako da hlađenje usled odvajanja sekundarnog vrtloga na zidu podloge nije više toliko izraženo. Može se reći da raspodela koeficijenta prelaženja toplote ima oblik karakterističan za neka veća aksijalna rastojanja podloge i mlaznice u slučaju nemodifikovanog mlaza.

Raspodela na većim aksijalnim rastojanjima potvrđuje prethodne konstatacije. Vrednosti koeficijenta prelaženja toplote za aksijalno rastojanje $L/D=4$ skoro da nemaju sekundarne maksimume na radijalnom rastojanju $r/D=2$ uz evidentno povećanje vrednosti u osi mlaza. Profil na aksijalnom rastojanju $L/D=5$ ima maksimalnu vrednost koeficijenta prelaženja toplote u osi mlaza i, pomeranjem ka većim radijalnim rastojanjima od ose, dolazi do monotonog opadanja vrednosti bez jasno izraženih sekundarnih maksimuma.

Razlog za nestanak sekundarnih maksimuma iz raspodele koeficijenta prelaženja toplote leži u činjenici da je brzina mlaza već veoma značajno opala, brže nego u slučaju nemodifikovanog mlaza, kao i u činjenici da je došlo do ubrzane transformacije u sitnije turbulentne strukture, tako da i negativni gradijent pritiska nije više u stanju da savlada impulse, zbog čega i ne dolazi do stvaranja recirkulacione zone strujanja, kao što se to dešava na manjim aksijalnim rastojanjima udarne podloge.

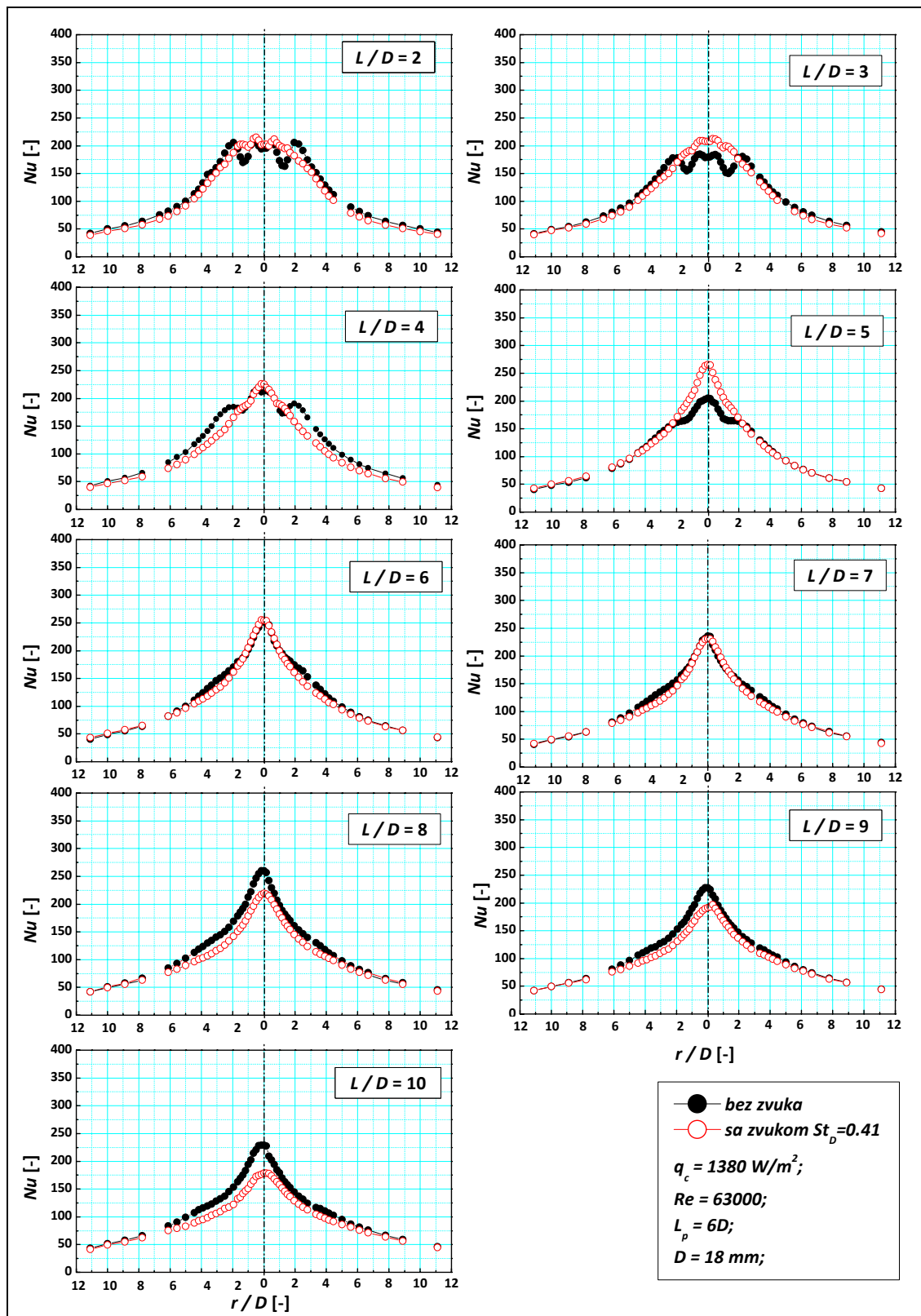
Daljim pomeranjem udarne podloge od izlaza iz mlaznice, $L/D \geq 6$, raspodele koeficijenta prelaženja toplote imaju isti oblik (maksimum u osi mlaza uz monotono opadanje sa udaljenjem od ose u radijalnom pravcu). Sa dijagrama se uočava da

dolazi do smanjivanja vrednosti maksimuma koeficijenta prelaženja toplote ispod odgovarajućih vrednosti za nemodifikovanog mlaz. Već od aksijalnog rastojanja udarne podloge i mlaznice od $L/D=7$, maksimalna vrednost koeficijenta prelaženja toplote nemodifikovanog mlaza premašuje vrednosti izmerene u eksperimentima sa mlazom modifikovanim samopobudnim zvučnim oscilacijama.

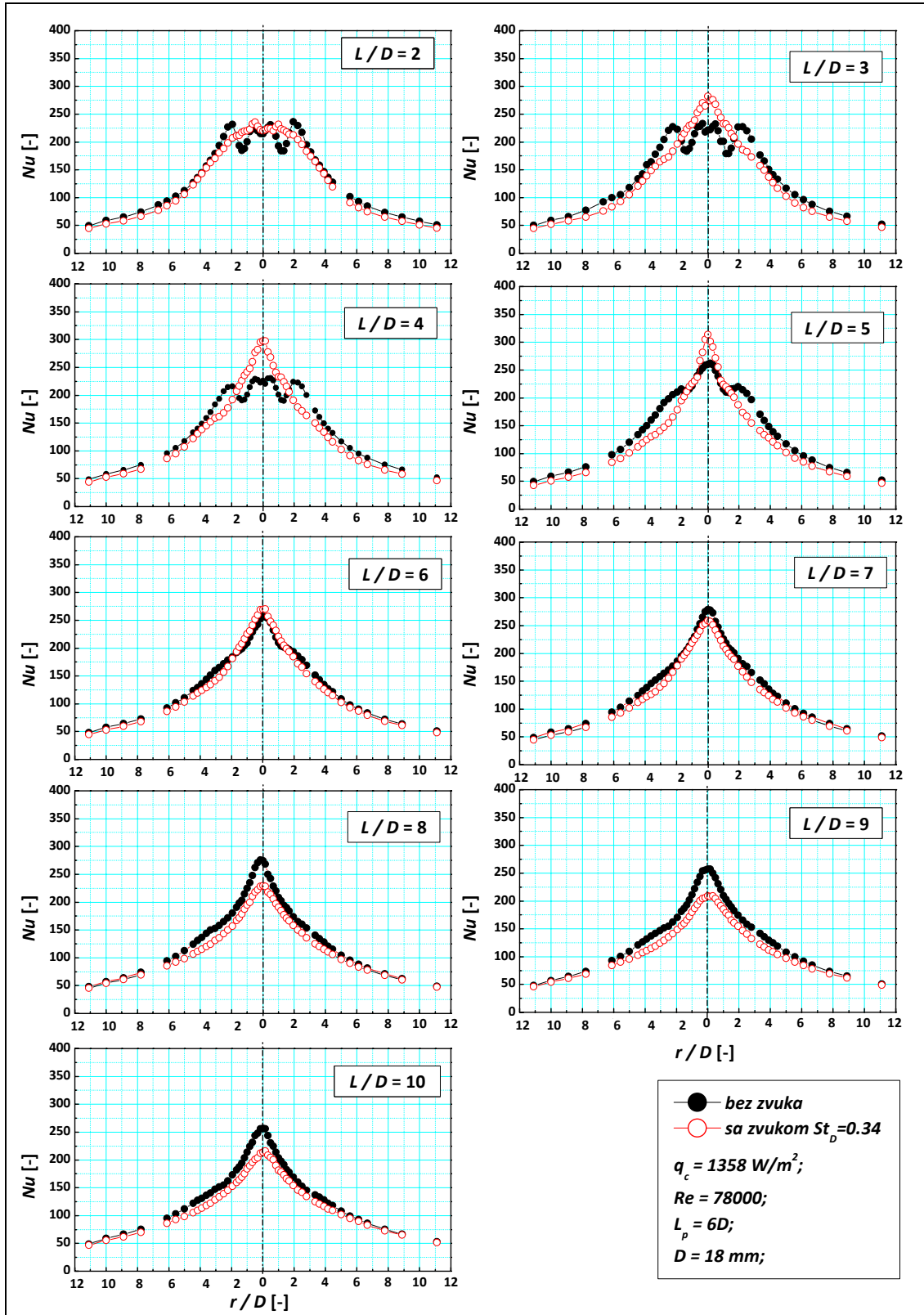
Slike 5-69 i 5-70 prikazuju radijalne raspodele koeficijenta prelaženja toplote u tačkama površi podloge pri udaru nemodifikovanog i modifikovanog mlaza čiji su Reynoldsovi brojevi redom $Re=63000$ i 78000 . Struhalovi brojevi modifikacije samopobudnim zvučnim oscilacijama u oba eksperimenta su redom $St_D=0.41$ i 0.34 . Obe modifikacije spadaju, po vrednosti Struhalovog broja, u grupu prirodno pojačanih samopobudnih oscilacija $St_D \approx 0.3$.

Raspodela koeficijenta prelaženja toplote nemodifikovanog turbulentnog osnosimetričnog mlaza u slučaju strujanja pri ovim Reynoldsovim bojevima se ne razlikuje od prethodno izloženih, tako da se zaključuje da brzina strujanja nema veliki uticaj na oblik raspodele koeficijenta prelaženja toplote. Naravno, apsolutne vrednosti koeficijenta prelaženja toplote rastu sa povećanjem Reynoldsovog broja. Kao što je već rečeno, raspodele koeficijenta prelaženja toplote, u slučaju nemodifikovanog mlaza, imaju dva sekundarna maksimuma za aksijalna rastojanja $L/D \leq 5$, dok je raspodela na većim aksijalnim rastojanjima karakterisana samo jednim maksimumom u osi mlaza. Posmatrajući raspodele za sva prikazana rastojanja L/D , može se uočiti da se maksimalna vrednost koeficijenta prelaženja toplote ostvaruje u osi nemodifikovanog mlaza na $L/D=8$, za sve prikazane Reynoldsove brojeve 48000 , 63000 i 78000 .

Modifikacija samopobudnim zvučnim oscilacijama unosi promene u raspodelu koeficijenta prelaženja toplote (slike 5-69 i 5-70) i to tako, da dolazi do povećanja koeficijenta na malim aksijalnim rastojanjima udarne podloge, kao i do smanjenja koeficijenta prelaženja toplote na većim aksijalnim rastojanjima od izlaza iz mlaznice. Maksimalni koeficijent prelaženja toplote je ostvaren u oba slučaja modifikacije samopobudnim zvučnim oscilacijama na istom aksijalnom rastojanju od izlaza iz mlaznice $L/D=5$.



Slika 5-69 Uticaj modifikacije mlaza na radialnu raspodelu koeficijenta prelaženja toplote - sa i bez zvuka; $Re=63000$; $L_p=6D$; $St_D=0.41$; $L/D=2-10$



Slika 5-70 Uticaj modifikacije mlaza na radialnu raspodelu koeficijenta prelaženja toplote - sa i bez zvuka; $Re=78000$; $L_p=6D$; $St_D=0.34$; $L/D=2-10$

Profili pri većim aksijalnim rastojanjima $L/D \geq 6$ su identični u oba prikazana slučaja modifikacije, $St_D=0.41$ i 0.34 , što ukazuje na činjenicu da su se na tim aksijalnim rastojanjima već formirale sitne turbulentne strukture, tako da vrednost koeficijenta prelaženja toplote zavisi isključivo od brzine mlaza. Pri većim Reynoldsovima brojima mogu se očekivati i veće vrednosti koeficijenta prelaženja toplote.

Krupnije vrtložne strukture, koje su nastale modifikacijom turbulentnog osnosimetričnog mlaza u oba slučaja samopobudnih oscilacija pri Struhalovim brojevima samopobude $St_D=0.41$ i 0.34 (slike 5-69 i 5-70) neznatno utiču na raspodelu Nuseltovog broja na najmanjem aksijalnom rastojanju. Sekundarni maksimumi postoje, ali su veoma malo izraženi i njihova pozicija je pomerena na manja radijalna rastojanja od ose mlaza. Već od sledećeg aksijalnog rastojanja udarne podloge $L/D=3$ u raspodeli koeficijenta prelaženja toplote više ne postoje sekundarni maksimumi. Maksimalne vrednosti koeficijenta prelaženja toplote u osi mlaza su izraženo veće u poređenju sa vrednostima za nemodifikovani mlaz.

Odavde sledi da je osnovni efekat modifikacije samopobudnim zvučnim oscilacijama osnosimetričnog turbulentnog mlaza, koji se ispoljava u raspodeli koeficijenta prelaženja toplote, intenzifikovanje vrtložnih struktura u mlazu. Na osnovu toga nastaje brža tranzicija u sitne turbulentne strukture, koje su povoljnije sa stanovišta prelaženja toplote sa mlaza na podlogu ili u obrnutom smeru. To dovodi do smanjenja optimalnih rastojanja udarne podloge i mlaznice na $L/D=5$, u odnosu na optimalno rastojanje $L/D=8-9$ kod nemodifikovanog mlaza.

Maksimalne vrednosti koeficijenta prelaženja toplote nisu veće od onih, koje su ostvarene u slučaju turbulentnog osnosimetričnog nemodifikovanog mlaza, samo se pomeraju ka manjim aksijalnim rastojanjima udarne podloge od izlaza iz mlaznice. Ovaj zaključak proizilazi iz kompleksne analize svih ispitivanih slučajeva i obavljenih eksperimenata.

Ovi originalni rezultati su omogućeni merenjima u kojima su menjani mnogi parametri, za razliku od merenja drugih autora koja su vršena, na primer, samo za jedno aksijalno rastojanje, tako da na taj način dobijeni rezultati nisu uvek relevantni.

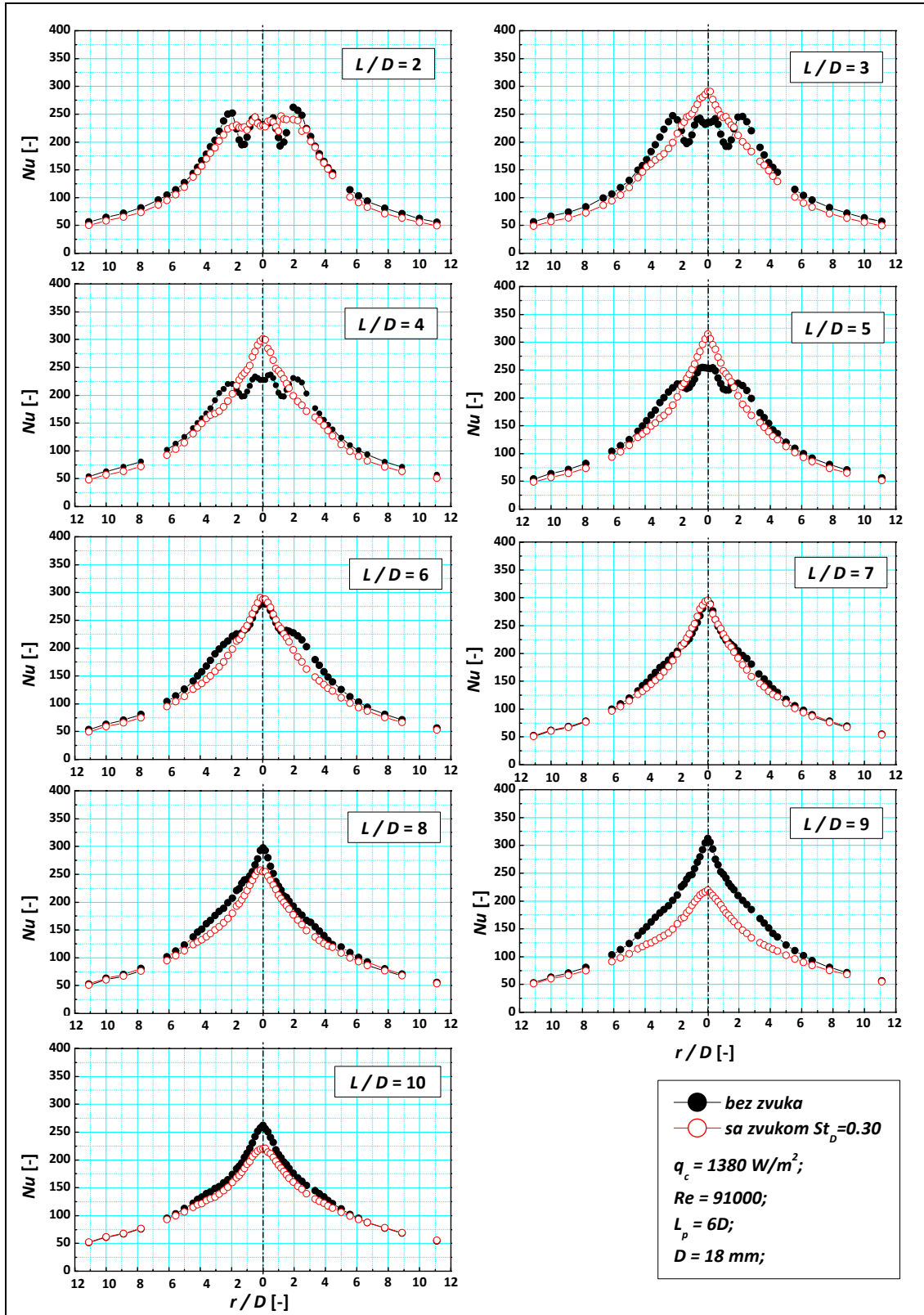
Sopstveni rezultati eksperimentalnih istraživanja uticaja Strohalovih brojeva $St_D=0.30$ i 0.52 , kao i dužina cevnih mlaznica $L_p=6D$ i $3D$ na raspodele koeficijenta prelaženja toplote u funkcionalnom obliku $Nu=Nu(r/D)$, pri stalnom Reynoldsovom broju $Re=91000$, prikazani su na slikama 5-71 i 5-72. Prva modifikacija pripada grupi prirodno pojačanih samopobudnih oscilacija, dok je druga modifikacija u grupi samopobudnih oscilacija sa stabilnim uparivanjem vrtloga.

Posmatrajući raspodele koeficijenta prelaženja toplote za veća aksijalna rastojanja $L/D \geq 6$ zaključujemo da imaju isti i oblik i vrednosti za oba prikazana slučaja modifikacije, što potvrđuje tvrdnju da su na tim aksijalnim rastojanjima vrtlozi već prešli u sitne turbulentne strukture.

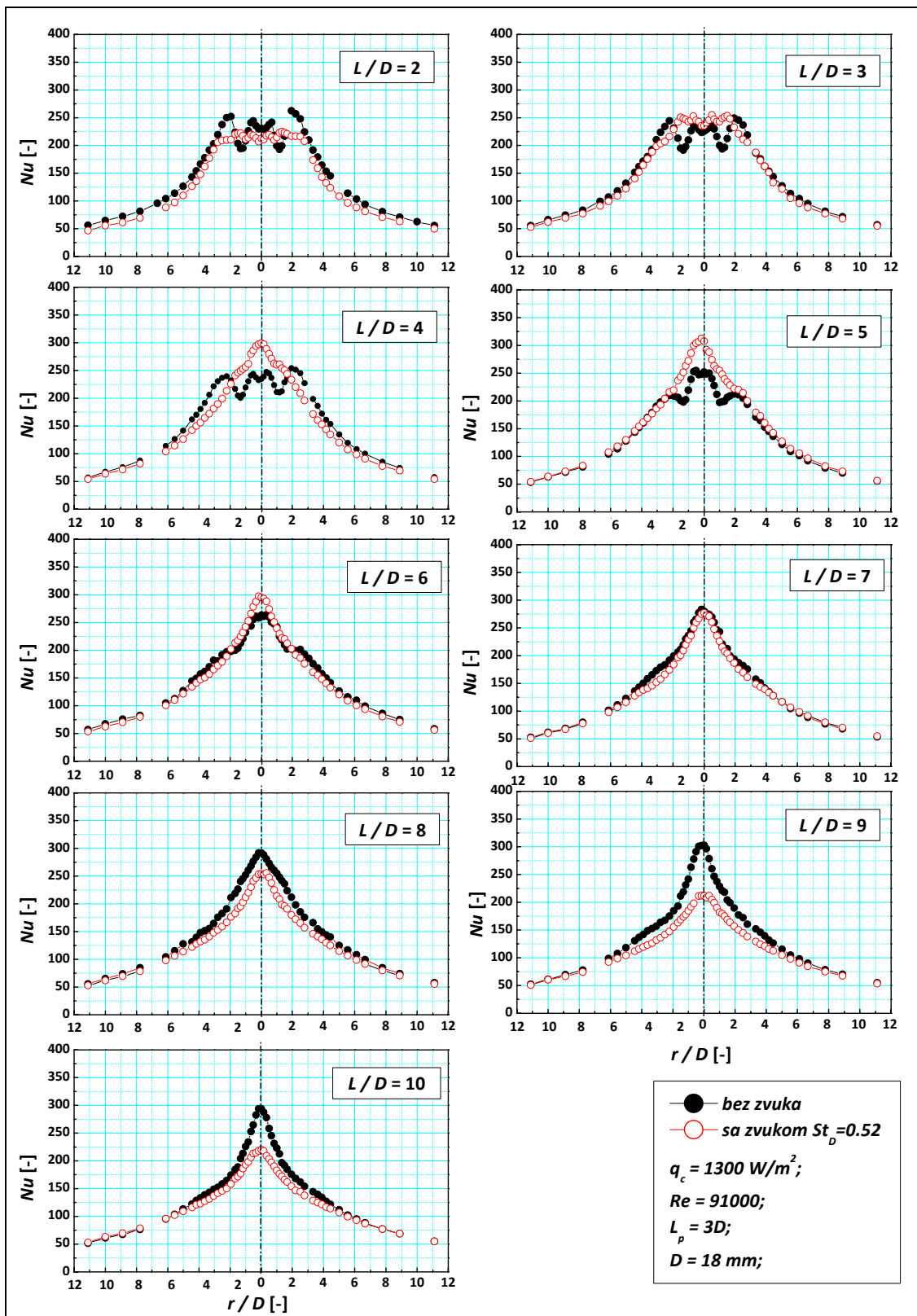
Raspodela Nuseltovog broja na najmanjem aksijalnom rastojanju, u slučaju samopobudnih oscilacija Struhalovim brojem $St_D=0.30$, je slična dijagramima 5-69 i 5-70 je spadaju u istu grupu prirodno pojačanih samopobudnih oscilacija. Sekundarni maksimumi u profilima koeficijenta prelaženja toplote pomereni su na manja radijalna rastojanja od ose mlaza, ako se uopšte može reći da su izraženi kao maksimumi u prilično ravnomernom profilu u blizini zaustavne zone.

Na slici 5-71 se takođe uočava da od aksijalnog rastojanja udarne podloge od izlaza iz mlaznice, $L/D=3$, ne postoje sekundarni maksimumi, a vrednost koeficijenta prelaženja toplote u osi mlaza monotonno raste do svog maksimuma na aksijalnom rastojanju $L/D=5$.

Slika 5-72 prikazuje slučaj modifikacije turbulentnog osnosimetričnog mlaza u modu stabilnog uparivanja vrtloga. Kod ove modifikacije uočava se postojanje sekundarnih maksimuma u raspodeli koeficijenta prelaženja toplote na aksijalnim rastojanjima $L/D=2$ i 3 . Čak i kod aksijalnog rastojanja $L/D=4$, nastaju male deformacije u profilu koeficijenta prelaženja toplote na radijalnom rastojanju $r/D=2$. Vrtlozi u ovom modu modifikacije nastaju uparivanjem vrtloga i taj proces se završava negde posle aksijalnog rastojanja udarne podloge i mlaznice $L/D=3$. U ovom modu samopobude potencijalno jezgro mlaza je očuvano na većim rastojanjima od izlaza iz mlaznice, $L/D \approx 4$, nego što je to slučaj kod najviše prirodno pojačanih oscilacija $St_D=0.30$, kod kojih se potencijalno jezgro mlaza proteže najdalje do $L/D=2.5$ od izlaza iz mlaznice.



Slika 5-71 Uticaj modifikacije mlaza na radialnu raspodelu koeficijenta prelaženja toplote - sa i bez zvuka; $Re=91000$; $L_p=6D$; $St_D=0.30$; $L/D=2-10$



Slika 5-72 Uticaj modifikacije mlaza na radialnu raspodelu koeficijenta prelaženja toplote - sa i bez zvuka; $Re=91000$; $L_p=3D$; $St_D=0.52$; $L/D=2-10$

Ubrzana transformacija vrtožnih struktura usled dejstva zvučnih modifikacija dovodi do usporavanja i širenja mlaza. Potencijalno jezgro mlaza se skraćuje, a u nekim slučajevima modifikacije gotovo da iščezava. To direktno utiče na radijalnu raspodelu koeficijenta prelaženja toplote na istraživanim aksijalnim rastojanjima udarne podloge od izlaza iz mlaznice. Pri analizi uticaja zvučnih modifikacija turbulentnog osnosimetričnog mlaza na prelaženje toplote sa ili ka udarnoj podlozi, neophodno je izvršiti povezivanje uticajnih geometrijskih parametara sa osnovnim parametrima strujanja i karakteristikama fluida.

6. NUMERIČKO MODELIRANJE I NUMERIČKA SIMULACIJA

6.1 Uvod u numeričko modeliranje problema

Konstruktor uređaja koji koristi mlaz fluida koji na svom putu udara o ravnu podlogu, na primer, za potrebe hlađenja neke elektronske komponente, mora u svom proračunu da koristi poznatu raspodelu koeficijenta prelaženja toplote (Nu) za željeni protok fluida kroz uređaj (G), kao i da proračuna odgovarajuće padove pritiska u instalaciji pre nego što dâ uređaj u proizvodnju. On mora da ima na raspolaganju visoko tačne modele ili metode proračuna zato što mu to skraćuje vreme za naknadne eksperimentalne provere predložene konstrukcije uređaja. Modeli od poverenja omogućuju konstruktoru da ima brzu, jeftinu i prilagodljivu alternativu sprovođenju intenzivnog testiranja beta modela uređaja.

Kao prvi alat na raspolaganju su jednostavne empirijske korelacije nabrojane u Martin, H., 1977, koje predviđaju globalni koeficijent prelaženja toplote Nu u funkciji glavnih parametara strujanja fluidnog toka laminarnih karakteristika $Re < 1000$. Kompletniji pregled korelacionih funkcija je dat u preglednom radu Zuckerman, N. i Lior, N., 2006, gde su dati kako geometrijski i strujni parametri tako i oblasti primenjivosti funkcija.

Za neke slučajeve laminarnih strujanja, osnovne jednačine održanja mogu biti redukovane do te mere da mogu imati egzaktna analitička rešenja, dok se od numeričkog modeliranja, koje koristi jednačine održanja materije, količine kretanja i

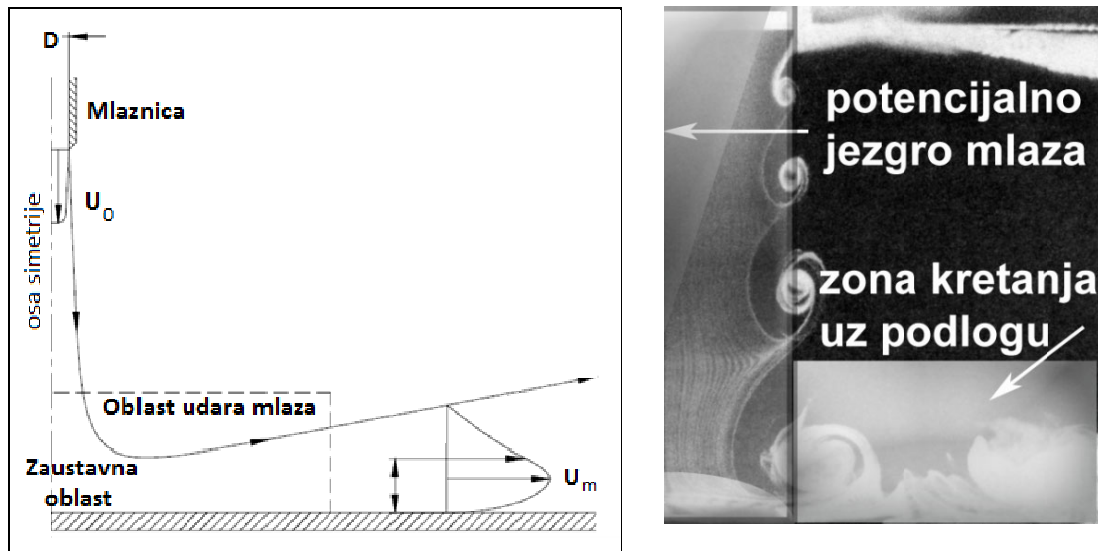
energije, očekuje da dâ zadovoljavajuće rezultate ako se koriste za neka strujanja koja su laminarna u većem delu domena strujanja.

Skoro svaka industrijska primena, međutim, uključuje i korišćenje turbulentnih strujanja u celom domenu strujanja od izlaza iz mlaznica, a modeliranje ovakvih turbulentnih tokova je izazov, da se napravi istovremeno i brz i tačan alat za predviđanje ponašanja turbulentnih mlazeva. Različiti modeli turbulentnih mlazeva koji udaraju o ravnu podlogu, uz korišćenje metode konačnih elemenata, konačnih zapremina i konačnih razlika su uspeli da grubo predvide brzinsko polje i koeficijent prelaženja toplote. Glavni razlog za poteškoće sigurno leže u nedovoljno tačnom modeliranju turbulencije, kao i modeliranju uzajamnog dejstva turbulentnog toka fluida i zida udarne podloge.

Udar mlaza o prepreku postavljenu normalno na njegov pravac prostiranja ima nekoliko karakteristika, koje ovaj problem svrstavaju u veoma dobre test slučajeve za ispitivanje performansi modela za opisivanje turbulencije u matematičkom modeliranju. U zaustavnoj oblasti glavni tok fluida je normalan (ili u najvećem delu normalan) na udarnu podlogu, da bi zatim naglo skrenuo prateći zaustavnu podlogu gde se na većim radijalnim rastojanjima transformiše u zidni mlaz. U zaustavnoj oblasti fluidni tok je skoro pravolinijski uz postojanje velikih normalnih napona duž strujnica u blizini ose simetrije mlaza, dok se na obodu mlaza lako može uočiti zakrivljenje strujnica uz formiranje vrtložnih struktura koje putuju ka udarnoj podlozi nešto manjom brzinom u odnosu na glavni tok. Po udaru o podlogu dolazi do nagle promene pravca strujanja i strujnice su sada paralelne sa udarnom podlogom i posle nastajanja veoma tankog graničnog sloja posle zaustavne oblasti, koji se na većim radijalnim rastojanjima postepeno razvija i zadebljava u strujanju zidnog mlaza na ravnoj ploči. U okolini zaustavne tačke postoji oblast strujanja u kojoj je brzina strujanja takođe bliska nuli, te je zbog toga možemo nazvati i zaustavnom oblašću.

Šematski prikaz strujne slike udara turbulentnog osnosimetričnog mlaza o ravnu prepreku dat je na slici 6-1. Nezavisno od veoma jednostavne geometrije udarni mlazevi imaju veoma kompleksne strujne karakteristike. Sa slike se može uočiti da su strujne linije u oblasti neposredno pre udara o podlogu skoro paralelne (nearly

irrotational) dok se nakon udara mlaza o prepreku fluidni tok jako zakrivljuje i izdužuje (large total strain), da bi na većim radijalnim rastojanjima od centra mlaza fluidni tok prešao u tipični zidni mlaz. Laminarni granični sloj, koji se formira u zaustavnoj oblasti, prelazi u turbulentni pri povećanju radijalnog rastojanja od zaustavne tačke.



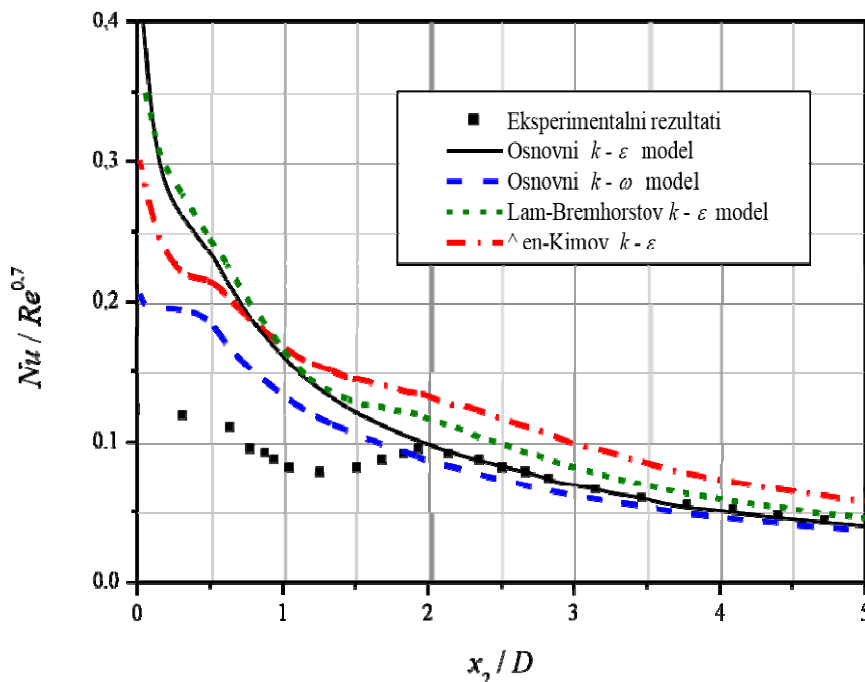
Slika 6-1 Šematski prikaz strukture osnosimetričnog turbulentnog mlaza pri udaru o ravnu podlogu postavljenu normalno na njegovo prostiranje

Osnovne razlike između tokova koji udaraju o podlogu i tokova koji su paralelni su:

- kinetička energija turbulencije se u blizini ose simetrije (tj. zaustavne tačke) generiše usled dejstva normalnih napona (kod tokova paralelnih sa zidom ovu ulogu imaju smičući naponi),
- koren usrednjelog kvadrata fluktuacija komponente brzine normalne na prepreku je značajno veći od korena usrednjelog kvadrata fluktuacija komponente brzine paralelne sa preprekom (kod tokova paralelnih sa zidom je obrnuto),
- za lokalne dužinske razmere turbulencije blizu zida relevantne su dužinske razmere turbulencije u slobodnom mlazu bez prisustva udarne ploče (kod tokova paralelnih sa zidom lokalna dužinska razmera turbulenciju se najčešće uzima kao funkcija normalnog rastojanja od zida);

- konvektivni transport kinetičke energije turbulencije prema zaustavnoj tački upravno na zid je vrlo značajan i ne može se zanemariti (kod tokova paralelnih sa zidom, konvektivni transport kinetičke energije turbulencije u pravcu normalnom na zid je vrlo mali, pa se ova činjenica često koristi za aproksimaciju lokalne ravnoteže, to jest jednakosti produkcije i disipacije kinetičke energije turbulencije, odakle su proistekle i određene vrednosti većine empirijskih koeficijenata turbulentnih modela).

Tačna numerička predviđanja fluidnog toka i odgovarajućih koeficijenata prelaženja toplote u ovoj fluidnoj postavci, zbog pobrojanih razloga, predstavlja veliki problem za dosta do sada priznatih i naširoko primenjivanih matematičkih modela za modeliranje turbulentnih tokova. Na slici 6-2 se može videti da najčešće korišćeni modeli za predviđanje turbulentnih tokova prave značajnu grešku u predviđanju radialne raspodele normalizovanog Nuseltovog broja u blizini zaustavne tačke za male Reynoldsove brzine strujanja.



Slika 6-2 Poređenje vrednosti lokalnog Nuseltovog broja pri $Re=23000$ i $L/D=2$ izračunatih primenom više dvojednačinskih modela i eksperimentalnih rezultata Baughn i dr. 1989. (preuzeto iz Banjac i dr., 2004)

1. osnovni $k-\varepsilon$ Launder-Spalding model, 2. osnovni $k-\omega$ Wilcox model,
3. Lam-Bremhorst modifikovani $k-\varepsilon$ model za male Re i
4. Chen-Kim modifikovan $k-\varepsilon$ model za male Re

Huang i dr., 1989, daju sažet prikaz najznačajnijih eksperimentalnih i numeričkih nejasnoća u ispitivanju prelaženja toplote pri udaru mlaza o ravnu podlogu. Oni ističu da standardni $k-\varepsilon$ modeli sa mnogobrojnim varijacijama u modeliranju zidnih funkcija nisu u stanju da dovoljno tačno predvide prelaženje toplote u blizini zaustavne tačke, te da su $k-\varepsilon$ modeli sa modifikacijom za male Reynoldsove brojeve, kao i neki napredniji turbulentni modeli, superiorniji za modeliranje problema udara mlaza o ravnu podlogu koji je karakterisan velikom zakrivljenošću strujnih linija, velikim gradijentom pritiska i postojanjem zone recirkulacije.

Shi i dr., 2002, sistematično proučavaju, uz upotrebu različitih turbulentnih modela i modeliranja zidnih funkcija, uticaj nivoa intenziteta turbulencije, Reynoldsovih brojeva mlaza i graničnih uslova, na prelaženje toplote sa mlaza koji ističe iz mlaznice pravougaonog poprečnog preseka. U radu su korišćeni standardni $k-\varepsilon$ i modeli Reynoldsovih napona. Njihovi rezultati jasno pokazuju da obe vrste korišćenih modela ne opisuju adekvatno prelaženje toplote sa mlaza na podlogu, a naročito kada postoje veliki gradijenti brzine, temperature i skalarnih turbulentnih veličina u oblastima strujanja u graničnom sloju u blizini zida. Zaključuju da je potrebno da se u modele uključi viskozni efekat, uz korišćenje finije numeričke mreže i savršenijih modela turbulencije.

Hossinalipour i Mujumdar, 1995, su proverili veliki broj različitih modela turbulencije na zatvorenu konfiguraciju udara mlaza o podlogu sa $L/D=1.5$. Oni nalaze da bilo koji istraživani standardni $k-\varepsilon$ model turbulencije greši u predviđanju lokalnog Nuseltovog broja u zaustavnoj oblasti, dok $k-\varepsilon$ modeli sa modifikacijom za male Reynoldsove turbulentne brojeve daju dosta dobro slaganje sa eksperimentalno utvrđenim vrednostima.

Thakre i Joshi, 2000, porede 12 verzija $k-\varepsilon$ modela sa modifikacijom za male Reynoldsove turbulentne brojeve i 2 modela Reynoldsovih napona sa modifikacijom za male Reynoldsove turbulentne brojeve na problemu prelaženja toplote pri strujanju kroz cevi.

Zadnjih godina, $k-\varepsilon$ modeli sa modifikacijom za male Reynoldsove turbulentne brojeve su široko korišćeni za opisivanje strujanja u graničnom sloju na zidu, zbog svoje

jednostavnosti i povećane tačnosti u predviđanju prelaženja toplote korišćenjem tzv. „damping“ (prigušnih) funkcija. Pošto je problem prelaženja toplote komplikovaniji od prelaženja momenta količine kretanja, to preciznije određivanje lokalnih vrednosti Nuseltovih brojeva i dan danas predstavlja izazov za veliki broj istraživača u svetu.

Behnia, M., Parneix, S. i Durbin, P.A., 1998, prikazuju veoma zadovoljavajuće rezultate proračuna strujnog i temperaturnog polja korišćenjem njihovog V2F modela koji rešava Reynolds usrednjene Navier-Stokes-ove jednačine, koje se rešavaju zajedno sa $k-\varepsilon$ i $\overline{v^2}$ transportnim jednačinama i f eliptičkom relaksacionom jednačinom po šemi konačnih razlika.

Problem udara turbulentnog osnosimetričnog mlaza o ravnu podlogu postavljenu normalno na pravac njegovog prostiranja je i zvanični test slučaj ERCOFTAC baze eksperimentalnih podataka za testiranje različitih modela turbulencije. U bazi ERCOFTAC su uzeti kao referentni eksperimentalni podaci sa merenja u fluidnom toku autora Cooper i dr., 1993, dok se za vrednosti koeficijenta prelaženja toplote koriste rezultati autora Baughn i Shimizu, 1989. Postoje i noviji rezultati ispitivanja koeficijenta prelaženja toplote od autora Baughn i dr., 1991, Lytle, D. i Webb, B., 1994. koje treba uzeti u kritičko razmatranje u ovom radu.

Predmet numeričkog istraživanja u ovom radu je ispitivanje performansi različitih predloženih modifikacija osnovnog $k-\varepsilon$ modela uz upotrebu komercijalnog CFD koda Fluent 6.3.26, a kasnije i Fluent 12.0, na problemu udara mlaza o podlogu.

Cilj numeričkog istraživanja nije formiranje novih matematičko/numeričkih modela, već detaljna analiza problema koji nastaju u matematičkom modeliranju prelaženja toplote prilikom udara mlaza o podlogu. Da bi se ovo ostvarilo bilo je potrebno izvršiti odgovarajuće prilagođavanje za korišćenje u komercijalnom kodu Fluent, većeg broja modifikovanih modela predloženih od nekolicine autora u zadnjoj dekadi, kao i poređenje rezultata numeričkog proračuna sa obimnim setom sopstvenih eksperimentalnih vrednosti.

6.2 Matematički model

Pretpostavljeno je da je vazduh nestišljiv njutnovski fluid sa temperaturski zavisnim karakteristikama. Numerička simulacija stacionarnih strujnih i temperaturskih polja u numeričkom domenu zahteva rešavanje jednačine kontinuiteta (6.1), Reynolds usrednjenih Navier-Stokes-ovih jednačine kretanja (6.2) i vremenski usrednjene energetske jednačine (6.3), predstavljene u indeksnoj tenzorskoj notaciji u obliku⁶:

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

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_i \frac{\partial U_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \overline{u_i u_j} \right] \quad (6.2)$$

- gde član $\overline{u_i u_j}$ predstavlja doprinos turbulentnih napona tenzoru ukupnih napona osnovnog toka i naziva se tenzor Rejnoldsovih napona.

$$\rho \frac{DT}{Dt} = \rho \frac{\partial T}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x_i} - \rho \overline{\theta u_i} \right] \quad (6.3)$$

⁶ U indeksnoj notaciji se uvek operiše sa sklarnim veličinama. Kada se piše bilo koja vektorska ili tenzorska relacija, onda se pri zapisivanju koriste komponente vektora ili tenzora. To omogućava da se u računanju koriste standardna pravila klasične algebre.

Trenutna vrednost promenljive $\tilde{\Phi}$ (funkcija prostornih koordinata i vremena) se može dekomponovati na usrednjeni deo po vremenu Φ i fluktuacioni deo φ , tako da je:

$$\tilde{\Phi} = \Phi + \varphi, \text{ pri čemu je usrednjena vrednost fluktuacionog dela } \overline{\varphi} = 0$$

Promenljiva $\tilde{\Phi}$ može da ima neko od sledećih značenja $\tilde{\Phi} = \tilde{U}_i, \tilde{P}, \tilde{\rho}, \tilde{T}, \tilde{F}, \tilde{\sigma}, \dots$ (brzina, pritisak, gustina, temperatura, sila, napon...).

Ovde je značajno napomenuti da je u ovom radu usvojen način označavanja trenutnih, usrednjenih i fluktuacionih delova promenljive kao što je gore prikazano: veliko slovo sa tildom – trenutna vrednost, veliko slovo - usrednjena vrednost po vremenu i malo slovo (bez ´, osim ako ne postoji malo slovo, kao recimo kod gustine fluida ρ) – fluktuacioni deo promenljive.

- gde je $Pr = \nu/a$ – Prantlov broj (za čije izračunavanje se koristi koeficijent toplotne difuzije $a = \lambda / (\rho c_p)$), a korelacija $\overline{\rho \theta u_i}$ predstavlja vektor turbulentnih temperaturskih flukseva.

Pokušaji numeričkog proračuna brzinskog i temperaturskog polja fluidnog toka, koja se formiraju pri udaru fluidnog mlaza o ravnu zagrejanu ploču, sprovedenih numeričkim simulacijama pomoću standardnih dvojednačinskih modela turbulentnih napona i standardnih naponskih modela, pokazali su neslaganja sa eksperimentalno utvrđenom fizičkom situacijom. Najveći stepen neslaganja uočen je u zaustavnoj oblasti udara mlaza, posebno u slučaju predviđanja lokalnih vrednosti Nuseltovih brojeva. U slučaju dvojednačinskih modela, kao razlog za ova neslaganja, obično se navodi njihovo poznato svojstvo, da pružaju relativno pogrešna predviđanja za izrazito neizotropna strujanja. Ovo svojstvo posledica je njihove zasnovanosti na diferencijalnim jednačinama prenošenja skalarnih veličina (k i ε , ili k i ω), te činjenice da su praktično svi dvojednačinski modeli turbulentnih napona razvijani za smicajne turbulentne tokove.

Zasnovano na Businesskovej hipotezi, Reynoldsov napon je funkcija lokalnog gradijenta brzine i turbulentne viskoznosti ν_t . Koeficijent turbulentne viskoznosti obuhvata viskozne interakcije u fluidu i nije fizičko svojstvo fluida. Po analogiji sa konstitutivnom relacijom veze laminarnih napona i brzine deformacije, može se dobiti zavisnost turbulentnih napona od gradijenta brzine usrednjenog toka u obliku:

$$-\overline{\rho u_i u_j} = \tau_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) = \mu_t S_{ij},$$

koja je u literaturi poznata kao linearni koncept turbulentne viskoznosti. Uvođenje koeficijenta μ_t (ili njegove kinematske varijante ν_t) omogućuje zatvaranje sistema jednačina turbulentnog kretanja a način njegovog izračunavanja definiše vrstu modela kojim se modelira turbulentni tok (samo μ_t ne predstavlja model).

Za slučaj smicajnih turbulentnih tokova ova podudarnost i proporcionalnost su manje ili više prisutni, ali u zaustavnoj zoni strujanja koje nastaje pri udaru mlaza o ploču, pretpostavka o ovakvoj zavisnosti više nije adekvatna. U ovoj zoni, umesto

pojava smicanja, kao dominantni ostvaruju se procesi sabijanja fluidnih delića. To znači da se dominantno menjaju oni delovi osrednjenog tenzora brzine deformisanja koji opisuju normalne a ne smičuće deformacije.

Ako se turbulentni naponi za ovaj slučaj fizičkog strujanja fluida, modeliraju u skladu Businesskovom hipotezom, to dovodi do pogrešno velikog predviđanja kinetičke energije turbulencije i linearnog uvećanja odgovarajućih normalnih turbulentnih napona. Ovaj proces pogrešnog predviđanja, za $k-\varepsilon$ i $k-\omega$ modele, ogleda se kroz uvećan član modelirane turbulentne viskoznosti, jer uvećanje kinetičke energije turbulencije izaziva uvećanje turbulentne viskoznosti srazmerno kvadratu svoje vrednosti. U daljem proračunu, energetska jednačina (6.3), preko svog člana $\frac{\mu_t}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x_i}$,

koji nema mogućnosti pravljenja razlike između uticaja pojedinih Rejnoldsovih napona, dolazi posledično do preteranog povećanja protoka entalpije, odnosno povećanja lokalnih vrednosti Nuseltovih brojeva u zaustavnoj oblasti. Sa udaljavanjem od zaustavne tačke i prelasku u oblast zidnog mlaza, rezultati numeričkih proračuna sve se više približavaju eksperimentalno izmerenim vrednostima. Ova približavanja nisu iznenađujuća, jer sa prelaskom iz “nesmicajnog” u jednu vrstu smicajnog turbulentnog toka, Businesskova hipoteza prihvatljivo tačno predviđa odnose između tenzora Rejnoldsovih napona i osrednjenog tenzora brzine deformisanja. Korektno uspostavljanje ovih odnosa, posledično dovodi i do povećane tačnosti numeričkih predviđanja.

U ovom radu će biti prikazani matematički modeli koji turbulentne skalarne veličine k i ε koje se koriste za izračunavanje v_t dobijaju rešavanjem sledećeg seta modeliranih transportnih jednačina:

$$\rho U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \tilde{\varepsilon} \quad (6.4)$$

$$\rho U_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + f_1 C_1 \mu_t \frac{\varepsilon}{k} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho f_2 C_2 \frac{\varepsilon^2}{k} + E \quad (6.5)$$

$$\mu_t = \rho f_\mu C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (6.6)$$

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon + D \quad (6.7)$$

$$\text{Re}_T = \frac{\rho k^2}{\mu \varepsilon}; \quad \text{Re}_{x_2} = \frac{\rho \sqrt{k} x_j}{\mu}; \quad \text{Re}_\varepsilon = \frac{\rho (\mu \varepsilon / \rho)^{1/4} x_j}{\mu} \quad (6.8)$$

gde su, C_μ , C_1 , C_2 , σ_k i σ_ε iste empirijske konstante za turbulentne modele kao one koje se koriste u k - ε modelima za velike Rejnoldsove brojeve. „Damping“ funkcije f_μ , f_1 i f_2 , i u nekim modelima korišćeni članovi D i E se koriste za poboljšanje tačnosti modela za strujanja u blizini zida. Detaljno fizičko značenje ovih „damping“ funkcija, kao i članova D i E , uz kriterijume za određivanje ispravnosti ovih funkcija za strujanja u blizini zida su dati u referenci Rodi i dr., 1985.

Modifikacija k - ε modela za male Rejnoldsove turbulentne brojeve omogućava njihovo korišćenje u neposrednoj blizini zida. Modifikacija podrazumeva ubacivanje damping funkcija u izvorni član transportne jednačine za ε , i u izraz za turbulentnu viskoznost.

Damping funkcije omogućuju da se ove jednačine koriste u turbulentnom graničnom sloju, uključujući i viskozni podsloj, ali sa druge strane imaju primenu samo za ovaj slučaj strujanja i ne mogu biti primenjivane u drugim tokovima fluida.

Modifikovana transportna jednačina za ε (6.5) za korišćenje damping funkcija f_μ , f_1 i f_2 ima oblik:

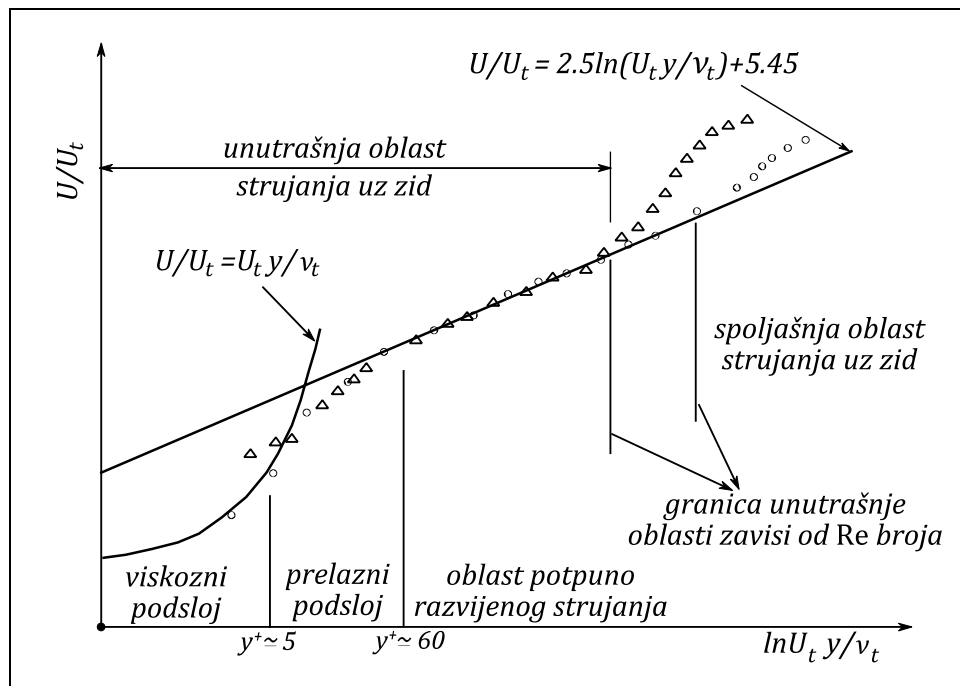
$$\rho U_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + \frac{\varepsilon}{k} \left(f_1 C_{1\varepsilon} \mu_t S^2 - \rho f_2 C_{2\varepsilon} \varepsilon \right).$$

Modifikacija za male Rejnoldsove turbulentne brojeve i uvođenje „damping“ funkcija

Brojni eksperimenti su pokazali da oblast strujanja u blizini zida može biti podeljen u tri podsloja, slika 6-3. U podsloju najbližem zidu, poznatijem kao viskozni podsloj, strujanje se može smatrati laminarnim i molekulska viskoznost ima dominantnu ulogu u prenošenju količine kretanja, materije i toplote. U najudaljenijem podsloju,

poznatijem kao podslaj potpuno razvijenog turbulentnog toka, turbulencija ima glavnu ulogu u gore pomenutim fizičkim mehanizmima. Između ove dve oblasti postoji i prelazni podslaj u kome su oba uticaja podjednako važna.

Modifikacija $k-\varepsilon$ modela za male Rejnoldsove turbulentne brojeve zahteva veoma veliku gustinu mreže uz sam zid, $y^+=x_j^+$ na ćeliji uz zid mora biti najmanje 1. Preporučeni optimum je 10 ćelija u viskoznom podslaju.



Slika 6-3 Podela oblasti strujanja u blizini zida

Uvođenje damping (prigušnih) funkcija

U literaturi postoji više različitih $k-\varepsilon$ modela za male Rejnoldsove turbulentne brojeve. Prvenstveno je bitno napomenuti da je pri izvođenju ovih modela uobičajeno proučavanje ponašanja pojedinih članova u egzaktnoj transportnoj jednačini kada $y=x_j \rightarrow 0$, uočavaju se zakonitosti u njihovom ponašanju, a zatim se uvodi pretpostavka da se odgovarajući članovi u modelovanoj jednačini ponašaju na isti način.

Egzaktna transportna jednačina za kinetičku energiju turbulencije u blizini zida ima sledeći oblik:

$$\frac{\partial \rho U_i k}{\partial x_i} + \frac{\partial \rho U_j k}{\partial x_j} = \underbrace{-\overline{\rho u_i u_j}}_{v(x_j^3)} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{\rho u_j}}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{2} \overline{\rho u_j (u_i u_i + u_j u_j + u_k u_k)} \right) + \underbrace{\mu \frac{\partial^2 k}{\partial x_j^2}}_{v(x_j^3)} - \underbrace{\mu \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_j^2} + \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_k^2} \right)}_{v(x_j^3)} \quad (6.9)$$

Difuzioni član usled dejstva pritiska se u ovoj analizi obično zanemaruje, delom zbog toga što ga je teško meriti, a delom zato što u zonama u blizini zida ima veliku vrednost. Modelovana jednačina za k ima sledeći oblik:

$$\frac{\partial \rho U_i k}{\partial x_i} + \frac{\partial \rho U_j k}{\partial x_j} = \underbrace{\mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_i} \right)^2}_{v(x_j^4)} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\underbrace{\frac{\mu_t}{\sigma_k}}_{v(x_j^4)} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \underbrace{\mu \frac{\partial^2 k}{\partial x_j^2}}_{v(x_j^3)} - \underbrace{\rho \varepsilon}_{v(x_j^0)} \quad (6.10)$$

Pri izvođenju produkcionog člana korišćen je sledeći postupak:

$$\begin{aligned} v_t &\sim U \ell \\ v_i &= c_\mu U \ell \\ v_i &= c_\mu k^2 \frac{1}{\varepsilon} = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} = v(x_j^4) \end{aligned} \quad (6.11)$$

Poređenjem jednačina (6.9) i (6.10) može se zaključiti da se disipacioni član u egzaktnoj i modelovanoj k jednačini ponašaju na isti način kada $y=x_2 \rightarrow 0$. Međutim, produkcion i difuzioni član su reda $v(x_j^4)$, dok su u egzaktnoj k jednačini reda $v(x_j^3)$. Ovo dimenziono neslaganje može se prevazići tako što će se konstanta c_μ zameniti konstantom $c_\mu f_\mu$. Gde je f_μ damping (prigušna) funkcija reda $v(x_j^{-1})$ kada $y=x_j \rightarrow 0$, odnosno $f_\mu \rightarrow 1$ kada je $y^+ = x_j^+ \geq 50$. Važno je uočiti da izraz damping - prigušna nije odgovarajući u ovom slučaju jer f_μ povećava vrednost μ_t kada $y=x_j \rightarrow 0$. Ipak uobičajena praksa je da se funkcije malih Reynoldsovih turbulentnih brojeva nazivaju damping funkcije. Na identičan način se uvodi prigušna funkcija za transportnu jednačinu disipacije.

Različiti modeli koriste različite prigušne funkcije (f_μ, f_1, f_2) i različite dodatne članove (D, E). Mnogi modeli rešavaju nepoznatu $\tilde{\varepsilon}$ pre nego ε , pri čemu je konstanta D jednaka vrednosti ε na zidu, što daje lak granični uslov za $\tilde{\varepsilon}$, $\tilde{\varepsilon} = 0$. Modeli koji rešavaju nepoznatu ε najčešće koriste činjenicu da u k jednačini nema dodatnog člana tj. $D=0$.

Konstante koje slede pripadaju jednom od najpopularnijih k - ε modela za male Reynoldsove turbulentne brojeve, Launder-Sharma modelu, 1974, koji je još definisan i jednačinama (6.4) - (6.8).

$$f_{\mu} = \exp\left(\frac{-3.4}{(1 + \text{Re}_t/50)^2}\right),$$

$$f_1 = 1,$$

$$f_2 = 1 - 0.3 \exp(-\text{Re}_t^2), \quad (6.12)$$

$$D = 2\mu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j}\right)^2,$$

$$E = 2\mu \frac{\mu_t}{\rho} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x_j^2}\right)^2,$$

$$\text{Re}_t = \frac{k^2}{\nu \varepsilon}.$$

Član E se koristi kako bi se u obzir uzeo pik u koji se pojavljuje u eksperimentalnim podacima za k u okolini $y^+ = x_j = 20$. Član f_2 se uvodi kako bi se smanjio poslednji nivo opadanja turbulencije kada se eksponent u jednačini $k \propto x^{-m}$ menja sa $m = 1.25$ na $m = 2.5$.

Granični uslovi za ε i $\tilde{\varepsilon}$

U mnogim k - ε modelima za male Reynoldsove turbulentne brojeve, $\tilde{\varepsilon}$ se koristi kao nepoznata promenljiva, a ne ε . Osnovni razlog za to je što je granični uslov za ε prilično komplikovan. Najveći članovi u transportnoj jednačini za kinetičku energiju turbulencije u blizini zida (videti jednačinu 6.9) su disipacioni član i član viskozne difuzije, pri čemu su oba reda $\nu(x_j^0)$, tako da je:

$$0 = \mu \frac{\partial^2 k}{\partial x_j^2} - \rho \varepsilon \quad (6.13)$$

Iz prethodne jednačine direktno se dobija granični uslov za ε :

$$\varepsilon_w = \nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_j^2} \quad (6.14)$$

Iz jednačine (6.13) može se odrediti i alternativni oblik graničnog uslova za zid. Tačan oblik disipacionog člana za zid je:

$$\varepsilon = \nu \left\{ \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 u_j}{\partial x_j^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j^2} \right)^2 \right\} \quad (6.15)$$

$$\varepsilon = \left\{ \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j^2} \right)^2 \right\}$$

Pri izvođenju su korišćene sledeće pretpostavke:

- iz jednačine kontinuiteta i graničnih uslova za zid

$$\left. \begin{array}{l} \underbrace{\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \frac{\partial u_k}{\partial x_k} = 0}_{\text{granični uslovi za zid}} \\ \underbrace{\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial u_k}{\partial x_k} = 0}_{\text{jednačina kontinuiteta}} \end{array} \right\} \Rightarrow \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \gg \frac{\partial}{\partial x_j} \approx \frac{\partial}{\partial x_k}$$

$$u_j \ll u_i \approx u_k$$

Korišćenjem Tejlorovog polinoma dobija se:

$$\varepsilon = \nu \left(\overline{a_1^2} + \overline{c_1^2} \right) + \dots \quad (6.16)$$

Na gotovo isti način se dobija i izraz za kinetičku energiju turbulencije:

$$k = \frac{1}{2} \left(\overline{a_1^2} + \overline{c_1^2} \right) x_j^2 \dots \quad (6.17)$$

Iz prethodne jednačine lako se dobija:

$$\left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j} \right)^2 = \frac{1}{2} \left(\overline{a_1^2} + \overline{c_1^2} \right) \dots \quad (6.18)$$

Iz jednačina (6.16) i (6.18) sledi:

$$\varepsilon_w = 2\nu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j} \right)^2 \quad (6.19)$$

U Launder-Sharma, 1974, modelu prethodna jednačina predstavlja izraz za D u jednačinama (6.7) i (6.12), što znači da je granični uslov za $\tilde{\varepsilon}$ nula, tj. $\tilde{\varepsilon} = 0$.

U tabelama 6-1 i 6-2 date su vrednosti za pet osnovnih konstanti i damping funkcija koje su korišćene u najvećem broju k - ε modela modifikovanih za male Rejnoldsove turbulentne brojeve.

Modifikacije k - ε modela za male Rejnoldsove brojeve koji su ovde prikazani su predloženi od Abid (u daljem tekstu označen kao AB), 1993, Lam i Brehmorst (LB), 1981, Launder i Sharma (LS), 1974, Abe, Kondoh i Nagano (AKN), 1994, i Chang, Hsieh i Chen (CHC) 1995, 1996.

Tabela 6-1 Spisak konstanti modela i funkcija koje se javljaju u osnovnim jednačinama modela

Model	D	E	ε_w - gran. uslov	C_μ	C_1	C_2	σ_k	σ_ε
AB	0	0	$\varepsilon_w = \nu \left(\frac{\partial^2 k}{\partial x_j^2} \right)$	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3
AB1				0.09	1.45	1.83	1.0	1.4
LB	0	0	$\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right)_w = 0$	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3
LS	$2\nu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j} \right)^2$	$2\nu \nu_t \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x_j^2} \right)^2$	0	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3
AKN	0	0	$\varepsilon_w = \nu \left(\frac{\partial^2 k}{\partial x_j^2} \right)$	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3
AKN1				0.09	1.5	1.9	1.4	1.4
CHC	0	0	$\varepsilon_w = \nu \left(\frac{\partial^2 k}{\partial x_j^2} \right)$	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

Tabela 6-2 Spisak damping funkcija koje se javljaju u osnovnim jednačinama modela

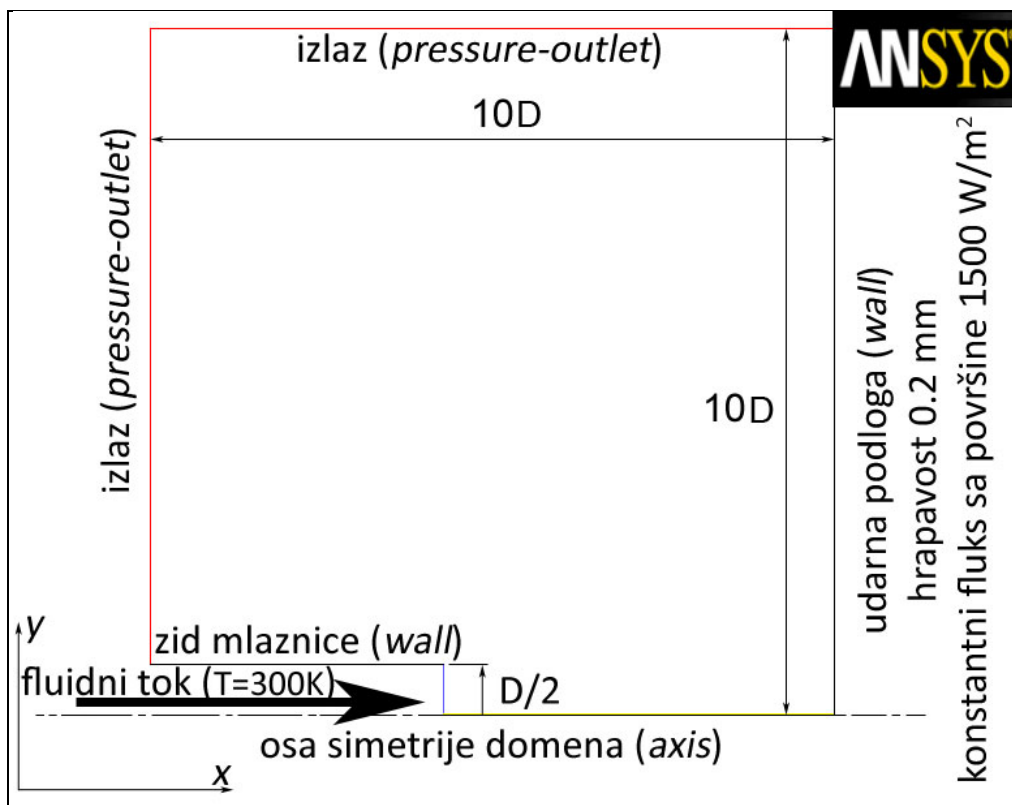
Model	f_μ	f_1	f_2
AB	$\tanh(0.008Re_{x_j})(1+4Re_t^{-3/4})$	1	$\left[1-\frac{2}{9}e^{-\frac{Re_t^2}{36}}\right]\left[1-e^{-\frac{Re_{x_j}}{12}}\right]$
LB	$\left[1-e^{-0.0165Re_{x_j}}\right]^2(1+20.5/Re_t)$	$1+\left(\frac{0.005}{f_\mu}\right)^3$	$1-e^{-Re_t^2}$
LS	$e^{-3.4/(1+Re_t/50)^2}$	1	$1-0.3e^{-Re_t^2}$
AKN	$\left[1-e^{-Re_c/14}\right]^2\left[\left(1+5.0/Re_t^{3/4}\right)e^{-(Re_t/200)^2}\right]$	1	$\left[1-e^{-(Re_c/3.1)}\right]^2\left[1-0.3e^{-(Re_t/6.5)^2}\right]$
CHC	$\left[1-e^{-0.0215Re_{x_j}}\right]^2(1+31.66/Re_t^{5/4})$	1	$\left[1-0.01e^{-Re_t^2}\right]^2\left[1-e^{-0.0631Re_{x_j}}\right]$

6.3 Opis geometrije problema

Šematski prikaz konfiguracije mlaza i udarne podloge dat je na slici 6-4. Usled geometrijske i fizičke simetrije, numerički je ispitivano samo pola domena prikazanog na slici u 2D konfiguraciji.

Turbulentni osnosimetrični mlaz vazduha, temperature $T = 300$ K, izlazi iz mlaznice (u pravcu strelice na slici) prečnika $D=0.018$ m (pošto je proračunavana samo polovina domena, mlaznica je predstavljena samo jednom svojom polovinom sa osom simetrije koja se poklapa sa osom simetrije domena), srednjom brzinom U (proračuni su rađeni za brzine strujanja koje odgovaraju $Re_D=10000, 15000, 20000$ i 25000) u okolni fluid koji je u mirovanju, temperature $T = 300$ K, i udara o zagrejanu podlogu koja je postavljena na udaljenjima $L/D = 2, 4, 6, 8, i 10$ od izlaza iz mlaznice.

Udarne podloga je tretirana kao izotermalna zidna površina sa konstantnim toplotnim fluksom od oko 1500 W/m² (zbog toga što je u toku eksperimentalnog istraživanja zadavan fluks istog intenziteta grejačima uklopljenim u udarnu ploču). Uticaj zapreminskih sila se može zanemariti, i može se pretpostaviti da je strujanje nestišljivo.



Slika 6-4 Numerički domen korišćen u numeričkim proračunima (u zagradama je označena vrsta graničnog uslova na granicama domena)

Zbog povećane tačnosti, jednačine 6-1 do 6-4 su diskretizovane interpolacionom šemom drugog reda korak napred u Fluent kodu, Fluent 6.1.18. User's Guide, Volumes 1–5, Fluent Inc., 2002. Proračun je rađen u kuplovanom solveru bez modeliranja preračunavanja između polja brzina i pritiska (sa povećanim brojem decimalnih mesta – double precision), dok je uslov za konvergenciju je da normalizovani reziduali svih zavisnih promenljivih u zadnjih 10 iteracija moraju biti manji od 10^{-7} .

Ono što je značajno u ovom trenutku napomenuti je pitanje odabira numeričke mreže koja treba da pokrije ceo dijapazon Reynoldsovih brojeva 10000-25000 i različitih odstojanja mlaznice od udarne ploče $L/D=2-10$ i da pri tom rezultati budu poredivi i nezavisni od izbora numeričke mreže. Numerički proračun svakog posebno slučaja bi iziskivao novu numeričku mrežu koja odgovara tim strujnim uslovima, da bi se postiglo optimalno iskorišćenje računarskih resursa, međutim i zahtevao posebnu analizu da li odabir različite mreže utiče na kvalitet dobijenih rezultata.

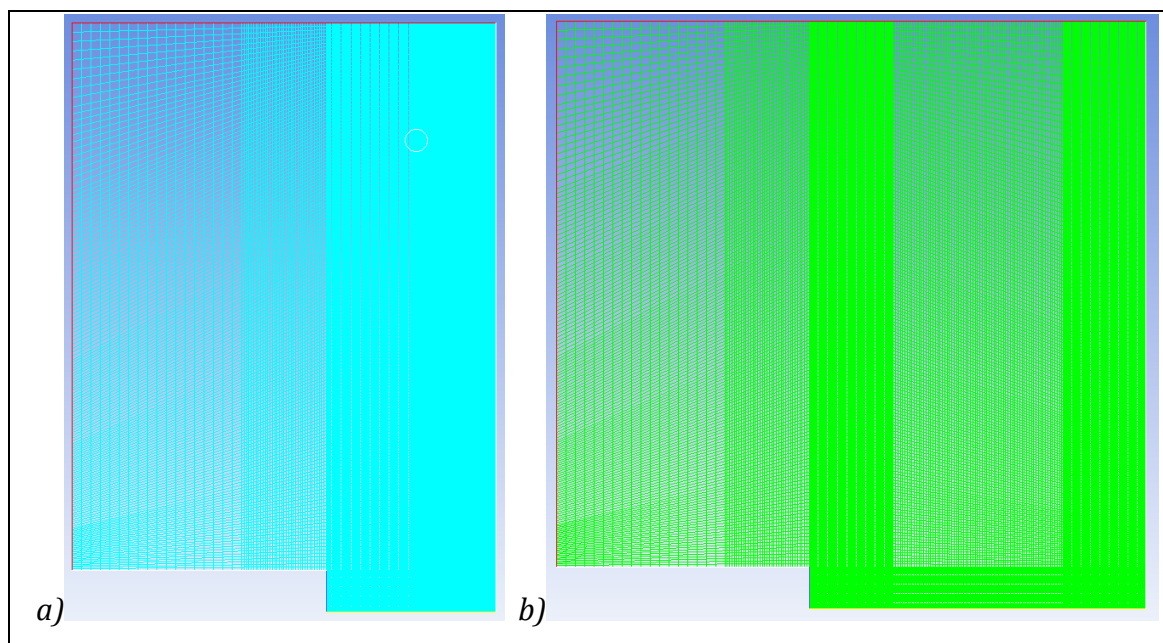
Ako pogledamo radove sa tematikom vezanom za numeričke proračune ovog problema, videćemo da su numeričke mreže birane na osnovu najnižeg Rejnoldsovog broja strujanja, što daje najveće vrednosti y^+ u strujanju uz zid udarne podloge, a samim tim i najmanju potrebu za brojem ćelija u graničnom sloju. Uz porast Rejnoldsovog broja strujanja dolazi do smanjenja debljine graničnog sloja, tako da numerička mreža izabrana za nižu vrednost Rejnoldsovog broja neće imati zadovoljavajući broj ćelija da adekvatno opišu taj numerički slučaj. Takođe, u pregledanoj literaturi postoji veći broj radova koji prikazuju rezultate proračuna za različite Rejnoldsove brojeve, a da pri tome ne daju informaciju o tome da li je numerička mreža menjana ili ne, i kako eventualna promena numeričke mreže utiče na rezultate proračuna.

U ovde prikazanom numeričkom proračunu problema udara mlaza o podlogu, koja je obuhvatila ceo dijapazon brzina strujanja i različitih geometrija koje su nastale pomeranjem rastojanja mlaznice od udarne podloge, numerička mreža je odabrana na sledeći način:

- za slučaj strujanja sa najvećim Rejnoldsovim brojevima od interesa za ovo ispitivanje ($Re=25000$) izračunata je vrednost y^+ i ispoštovano pravilo da u okviru viskoznog podsloja ($y^+ \leq 5$) bude najmanje 10 ćelija. Ova dimenzija ćelija u x-pravcu (iznad podloge Slika 6-4) je uzeta kao merodavna u svim numeričkim slučajevima iako je to za slučaj strujanja manjim brzinama produžavalo proračun.
- veličinu ćelija u y pravcu u blizini ose simetrije određivalo je verodostojno prikazivanje samog mlaza i graničnog sloja oko zida mlaznice, kao i težnja da u delu oko zaustavne tačke ćelija bude kvadratnog oblika. Veličina ćelija u y pravcu se uvećavala sa povećanjem radijalnog rastojanja, ali vodeći računa o tome da svaka sledeća ćelija nema veću razliku od 20% od prethodne zbog smanjenja numeričke greške u proračunu.
- promena rastojanja udarne podloge od izlaza iz mlaznice je omogućena promenom dimenzije domena u x pravcu i to umetanjem jednog dela mreže širine $2D$, tako da je mreža u slučaju proračuna $L/D=2$ bila (x-dimenzija x y-dimenzija) $5D \times 10D$, $L/D=4$ ($7D \times 10D$), $L/D=6$ ($9D \times 10D$), $L/D=8$ ($11D \times 10D$),

$L/D=10$ (13Dx10D). Pri tome se gustina mreže u oblasti 1D od mlaznice i 1D od udarne ploče nije menjala kao ni oblast iznad mlaznice, videti Sliku 6-5.

- u cilju provere uticaja blizine krajeva domena proračuni su provedeni i za domen 10Dx7D uz identičan odabir dimenzija ćelije objašnjen na početku ovog paragrafa.

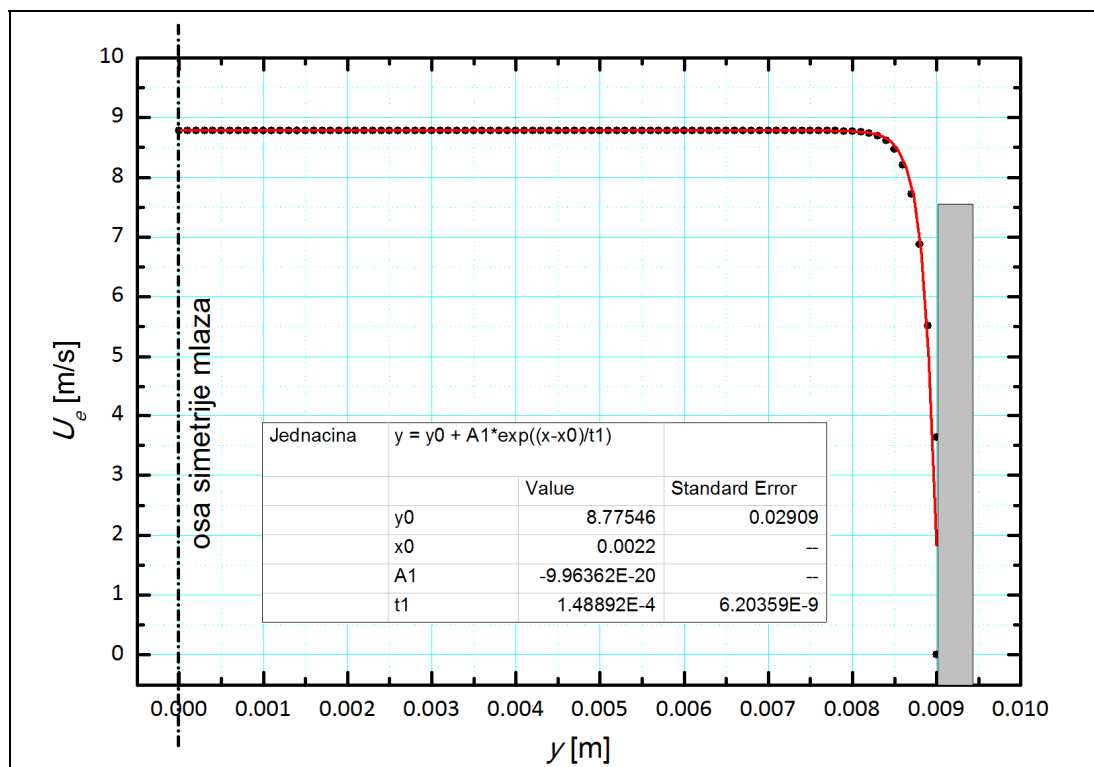


Slika 6-5 Prikaz promene numeričke mreže pri promeni rastojanja udarne ploče od izlaza iz mlaznice a) rastojanje $L/D=2$; b) rastojanje $L/D=4$

Izlazni profil brzine iz mlaznice je izveden u matematičku zavisnost i na taj način zadavan kao ulazna veličina u proračunima na osnovu eksperimentalno izmerenih podataka, videti Sliku 6-6.

Razlog za precizno definisanje izlaznih profila brzine je potreban jer je uporedno testiranje do sada predloženih zavisnosti srednjeg Nuseltovog broja, za razne vrednosti Reynoldsovih brojeva, relativnih rastojanja i integracionih domena, pokazalo je da ovi izrazi imaju znatne međusobne razlike, za šta postoji nekoliko razloga. Jednim delom, ta neslaganja su posledica međusobnog nepoklapanja, intervala uticajnih činioca preporučenih od različitih autora. Drugim, svakako značajnijim delom, ta neslaganja su posledica različitosti onih eksperimentalnih uslova, pri kojima su ti izrazi i formirani. U ovom slučaju, ovaj problem je pokušano

da se reši preciznim definisanjem graničnog uslova, vezanog za brzinski profil i profil kinetičke energije turbulencije pri izlasku iz mlaznice.

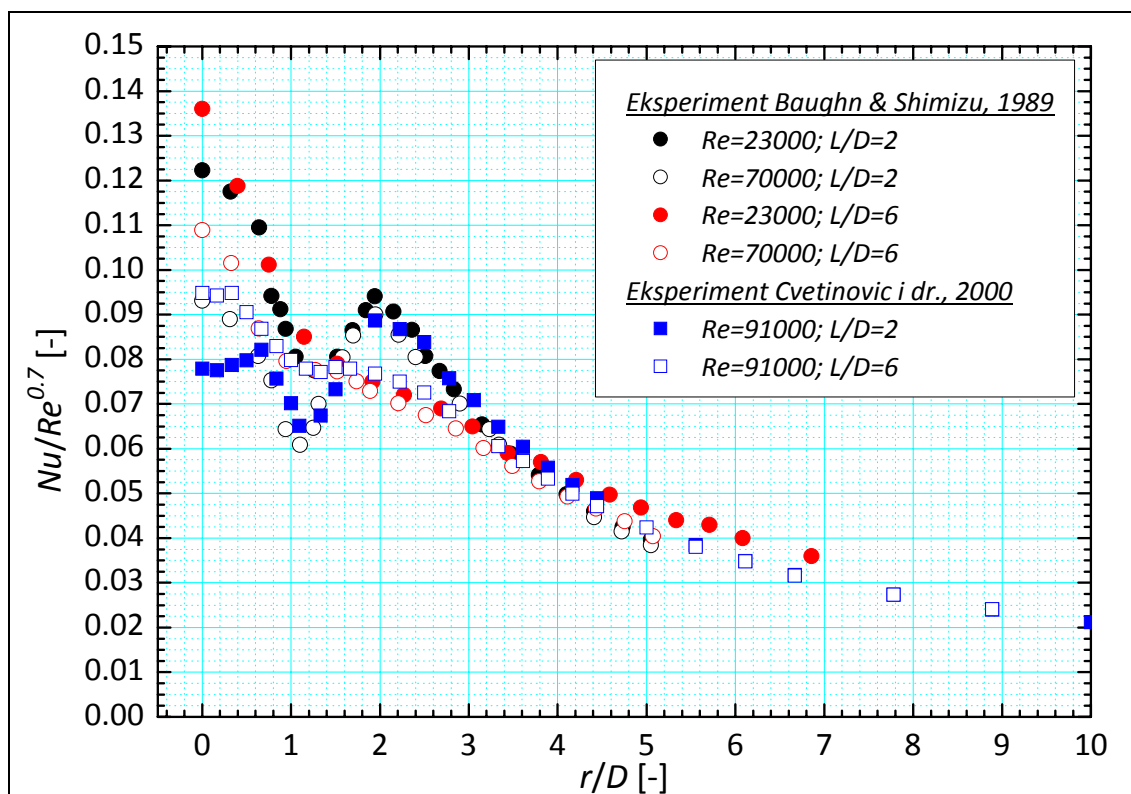


Slika 6-6 Ulazni profil brzina (crvena linija) u numeričkom proračunu je uzeta kao funkcija eksperimentalno izmerenih vrednosti; primer $Re=10000$

Činjenica, da nivo turbulencije na izlasku iz mlaznice igra značajnu ulogu na proces prelaženja toplote i to ne samo u zaustavnoj tački, nego i u zoni udara i zoni radialnog toka, potvrđivana je više puta. Nažalost, eksperimentalni podaci i razumevanje turbulencije na sadašnjem nivou saznanja nisu dovoljni niti su u stanju da predvide ovu zavisnost. Razlike između eksperimentalnih instalacija i/ili postupaka izazivaju različit intenzitet raspored turbulencije, a time i različitost između objavljenih rezultata pojedinih istraživača. Dakle, zavisnosti dobijene pri različitim uslovima eksperimentalnih ispitivanja, nedvosmisleno moraju predkazivati različite vrednosti Nuseltovih brojeva. To dalje znači, da uprkos velikom broju navedenih eksperimentalnih studija, i predloženih izraza, ni jedan od njih nema univerzalan karakter, pošto ne sadrži precizne informacije o brzinskom profilu i profilu kinetičke energije turbulencije na izlasku iz mlaznice.

S obzirom gore izveden zaključak nameće se da empirijski izrazi nisu u stanju da tačno i precizno predvide brzinska i temperaturna polja ovih tokova. Između ostalog, zbog toga se rešenje ovog problema potražilo primenom numeričkih simulacija, odnosno CFD softvera.

Relevantne i za numeričku simulaciju prihvatljive eksperimentalne rezultate prvi su objavili Baughn i dr. On je zbog pored detaljnog navođenja svih potrebnih uslova pod kojima je eksperiment sproveden, kao granični uslov vezan za stanje fluidnog toka na izlasku iz mlaznice, koristio fluidni tok u potpuno razvijenom turbulentnom strujanju, što je sa aspekta numerike predstavlja precizan i za simulaciju jednostavan uslov.



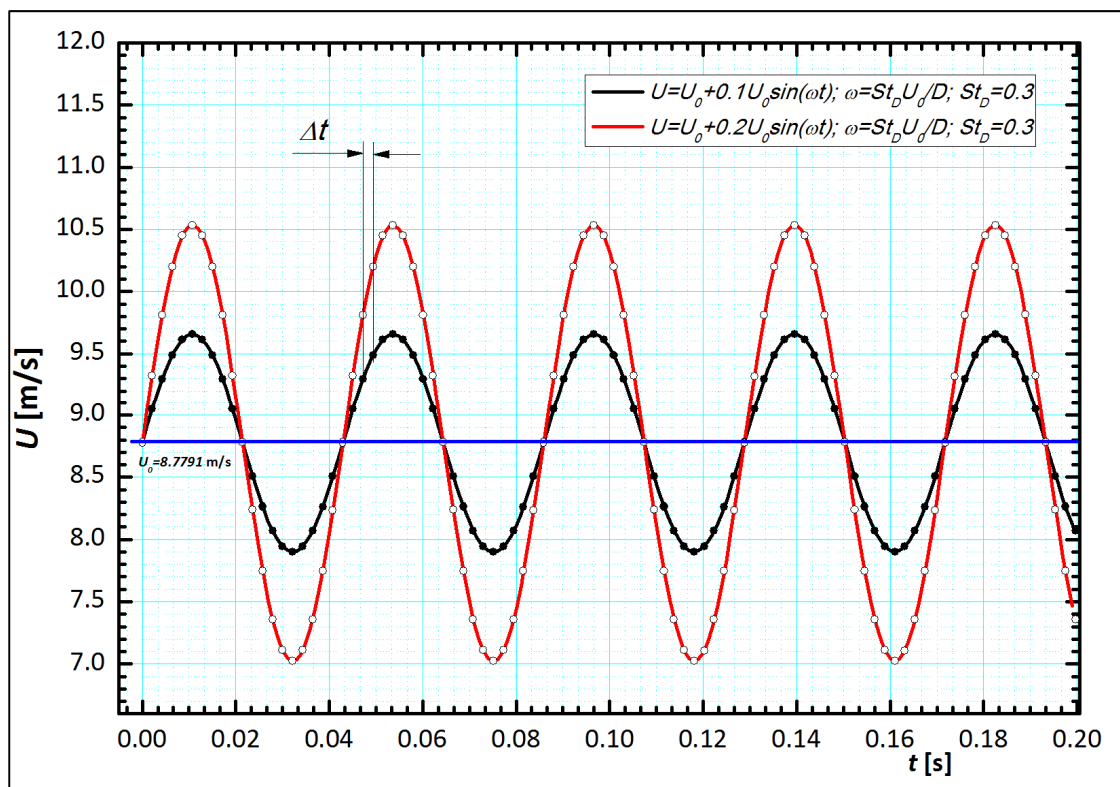
Slika 6-7 Poređenje rezultata eksperimentalnog ispitivanja prelaženja toplote

Nešto kasnije, izvedeći eksperimente pod istim eksperimentalnim uslovima, Cooper i dr. dopunjavaju ove eksperimentalne podatke, sa podacima o brzinskom polju. Uporedivost ovih rezultata sa numeričkim i njihova celovitost i ponovljivost, obezbedili su im da se ti podaci nađu zajedno na listi ERCOFTAC-ta.

Kako su upravo rezultati Baughn i Cooper najčešće korišćeni u radovima drugih autora za proveravanje podataka dobijenih numeričkim simulacijama, pozabavićemo se poređenjem njih i sopstvenih eksperimentalnih podataka.

U nestacionarnim (transcient) proračunima intenzitet brzine na ulazu u domen zadavan takođe eksperimentalno utvrđenom zavisnošću promene, kao što je to prikazano na slici 6-7 za slučaj strujanja $Re=10000$ i $St_D=0.3$.

Vremenski korak u numeričkom proračunu je biran tako da se verno prikaže cela sinusoidna promena intenziteta brzine, zavisno od Struhalovog broja pobuđenja mlaza (tačke na sinusoidi prikazuju diskretni vremenski trenutak u kome je vršen proračun strujnog i energetskog polja). Kriterijum konvergencije je zadržan isti kao za stacionarni proračun, a intenzitet pobude je držan u opsegu 10 - 20%.



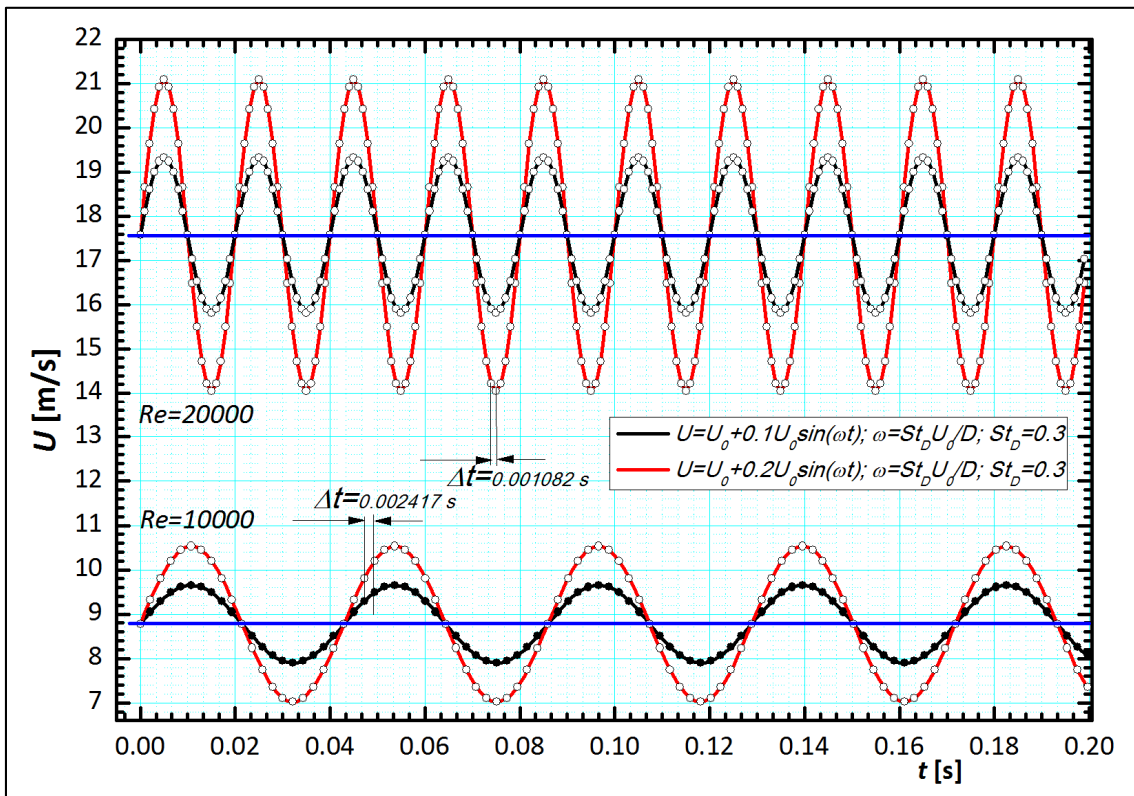
Slika 6-8 Promena ulaznog profila brzina u vremenski promenljivom numeričkom proračunu; primer $Re=10000$, $St_D=0.3$

Pri povećanju Reynoldsovog broja strujanja, bilo je potrebno i prilagoditi parametre vremenski zavisnog proračuna, kao što se to može videti na slici 6-8. Sinusna funkcija promene intenziteta brzine ima oblik:

$$U = U_0 + A \sin(\omega t), \text{ gde je } \omega = \frac{St_D U_0}{D}$$

tako da je jasno da pri promeni Reynoldsovog broja strujanja sa recimo 10000 na 20000, tj. promenom brzine strujanja 2x, identični nivo pobude St_D (odnosno frekvencije oscilovanja) dovodi do smanjenja perioda oscilovanja za isti broj puta.

Gore navedeno je jasno prikazano na slici 6-8 na kojoj su prikazane funkcije promene srednje brzine strujanja na ulazu u numerički domen u vremenu za Reynoldsove brojeve strujanja $Re=10000$ i 20000 i za dva intenziteta pobude $A=0.1$ i 0.2 a za istu frekvenciju oscilovanja $St_D=0.3$.



Slika 6-9 Promena ulaznog profila brzina u vremenski promenljivom numeričkom proračunu; poređenje $Re=10000$ i $Re=20000$, $St_D=0.3$

6.4 Rezultati numeričkog istraživanja

Korišćenje komercijalnih računarskih softvera u istraživanju različitih fizičkih pojava je uobičajeni postupak u nauci i industriji. Računarski resursi i njihovo korišćenje nije više dostupno samo najbogatijim naučno-istraživačkim i obrazovnim centrima, u

vidu preskupih multiprocesorskih računara, već se spušta na nivo personalnog računara, uz čije korišćenje je danas moguće implementirati matematičke modele koji opisuju mnoge naučne i inženjerske probleme današnjice. Pri tome se ne želi omalovažiti značaj računarskih centara sa zametnim računarskim resursima u kojima se i dan danas obavljaju proračuni od velikog značaja za razvoj nauke i tehnike modernog ljudskog društva.

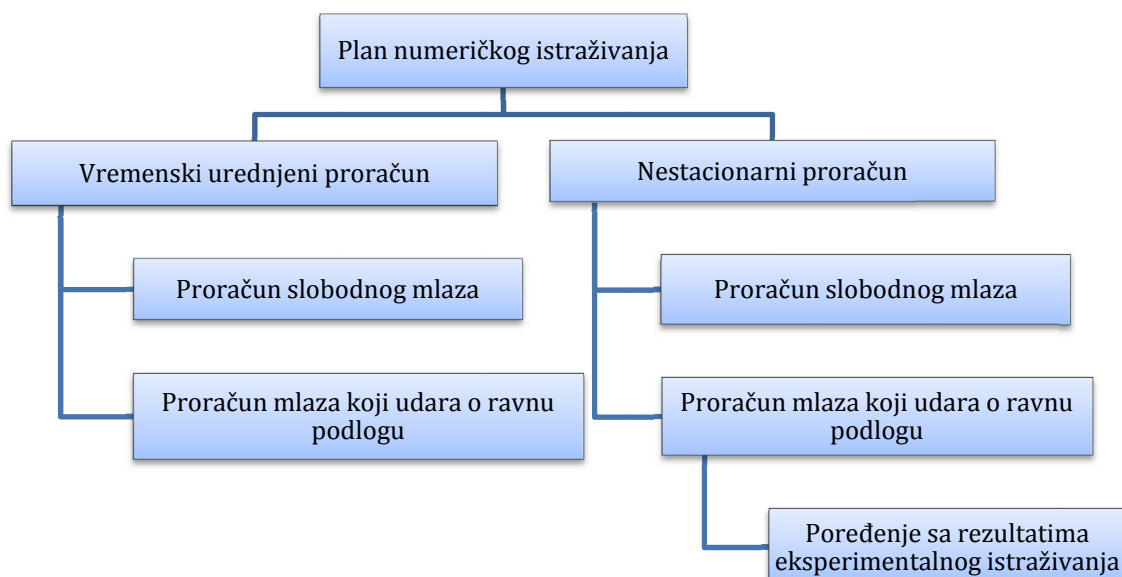
Postoje različita mišljenja o korišćenju komercijalno dostupnih računarskih programa u naučne svrhe. Jedna mišljenja zastupaju stanovište da treba razvijati sopstvena softverska rešenja, jer je to jedini način da potpuno upravljamo celim postupkom proračuna pošto je komercijalni softver u velikoj meri crna kutija za korisnika, dok druga tvrde da nema svrhe gubiti energiju na programiranje već odavno poznatih šema za izračunavanja i rešavanja sistema jednačina, već to treba prepustiti profesionalnim programerskim timovima, dok sav naučni interes treba usredsrediti na razvijanje podmodela, koji najrealnije opisuju fenomen koji se istražuje, a kasnije ta naučna dostignuća treba inkorporirati u komercijalni softver i učiniti ga dostupnim širem sloju korisnika.

Međutim, proces komercijalizacije je nezaustaviv i dovodi do ubrzanog razvoja različitih računarskih softvera koga pogone tržišni principi, tako da smo danas svedoci da su i oni najuspešniji na tržištu komercijalnog softvera prinuđeni da godišnje izbacuju nekoliko novih verzija i neprestano obogaćuju svoj kôd novim modelima. Komercijalizacija je s druge strane dovela do toga da se u razvijenim zemljama matematičko modeliranje korišćenjem komercijalnih softvera uveliko koristi i u razvojnim delovima proizvodnih kompanija na nivou inženjera razvoja, što dodatno pospešuje kvalitet samih softverskih rešenja, jer bivaju svakodnevno i intenzivno testirana na realnim problemima iz inženjerske prakse. Isto tako, proširenje fronta korisnika softvera je dovelo do toga da korisnički interfejs postaje sve uprošćeniji i prilagođeniji ljudima koji uopšte nemaju predznanja o matematičkom modeliranju, kao i potrebi da se što veći deo programa drži zatvorenim za korisnika.

U Laboratoriji za termotehniku i energetiku, Instituta za nuklearne nauke Vinča, Univerziteta u Beogradu (ITE-Beograd) smo se, razmatrajući ovu problematiku, odlučili za istraživanja u svim dostupnim pravcima u korišćenju matematičkog modeliranja: od korišćenja "home-made" softverskih rešenja mahom pisana u inženjerima poznatom Fortran-u, preko korišćenja više različitih komercijalno dostupnih softvera (Phoenics, Ansys, Fluent, CFX, Star CD, AVL) ali i slobodnih otvorenih kodova za proračunsku dinamiku fluida kao što je recimo OpenFOAM.

Ovo numeričko istraživanje je rađeno korišćenjem programskog paketa Ansys, programom Fluent, za koji Laboratorija poseduje akademsku licencu koja omogućava korišćenje ovog komercijalnog softvera u akademske svrhe. Ovaj softverski paket danas pokriva više od pola svetskog tržišta komercijalnih softvera, dok je u naučnoj literaturi tj. u korišćenju u akademske svrhe, taj udeo dostiže i celih 70%.

Jedno je sigurno da ko god je danas u istraživanju zna: "...eksperimentatoru svi slepo veruju dok on sam najviše sumnja u svoje rezultate, dok numeričaru malo ko veruje a on sam je ubeđen da su njegovi rezultati bezrezervno tačni...". Istina je, naravno, negde između. Plan numeričkog istraživanja problema u ITE-Beograd je šematski prikazan na dijagramu koji sledi.



7. ZAKLJUČAK

Na početku izrade ovog rada je postavljeno nekoliko pitanja na koja je, kroz rad na ovoj disertaciji, trebalo dati odgovore sprovođenjem kompleksnih istraživanja uz korišćenje najsavremenijih mernih tehnika i eksperimentalnih metoda i numeričkog proračuna. Odgovori na postavljena pitanja daju se u završnom delu ovog rada.

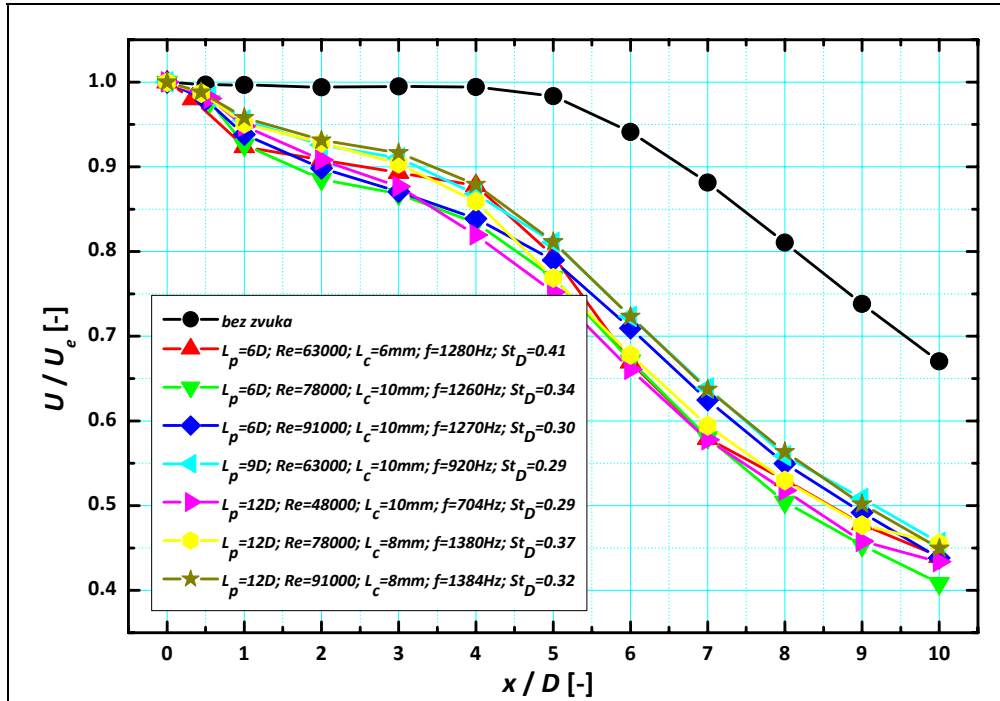
U sklopu izrade ovog rada obavljena je obimna serija eksperimentalnih istraživanja uticaja modifikacije turbulentnog osnosimetričnog mlaza, koja je izazvana eksterno unesenim i samopobudnim zvučnim oscilacijama, na strukturu tako formiranog turbulentnog osnosimetričnog mlaza. Deo eksperimentalnih istraživanja izvršen u Laboratoriji za prenos toplote na Mašinskom fakultetu Fakulteta za inženjerstvo na Kjoto Univerzitetu (Kjoto, Japan), gde je obavljeno ispitivanje modifikacije turbulentnog osnosimetričnog mlaza samopobudnim oscilacijama koje se javljaju korišćenjem specijalno dizajnirane konstrukcije whistler mlaznice, čije su karakteristike i osobine funkcionisanja objašnjene u početnim poglavljima ove disertacije.

Karakteristike nemodifikovanog i modifikovanog mlaza samopobudnim zvučnim oscilacijama su prikazane nizstrujnim raspodelama normalizovane srednje brzine u osi mlaza, odgovarajućim intenzitetima turbulencije u osi mlaza kao i radijalnom distribucijom bezdimenzijske srednje brzine u više poprečnih preseka mlaza na različitim aksijalnim rastojanjima od izlaznog preseka cevne mlaznice.

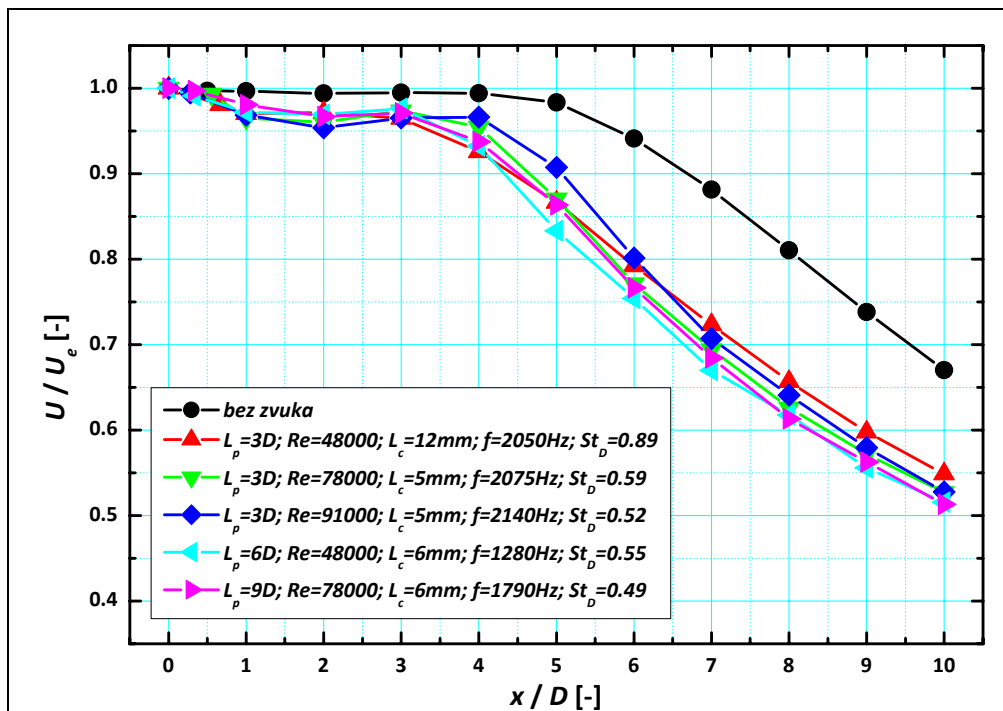
Na osnovu istraživanja se zaključuje da se osnovni uticaj modifikacije samopobudnim zvučnim oscilacijama ispoljava kroz izraženo usporavanje strujanja u osi mlaza kao i izraženo radijalno širenje mlaza, posebno u oblastima bliskim izlazu iz mlaznice. Ovo je potvrđeno za sve ispitivane slučajeve samopobude i sve ispitivane geometrije whistler mlaznice. Karakteristike mlaza zavise od karakteristika zvučnih oscilacija koje nastaju u funkciji whistler mlaznice. Nedvosmisleno je potvrđeno postojanje “željenog moda” ili najviše prirodno pojačanog moda pobude, $St_D \approx 0.30$ (prvi put uočenim od strane Crow i Champagne, 1971.) u mlazu, koji dovodi do najvećih amplituda brzinskih oscilacija i koji proizvodi najveću modifikaciju osnosimetričnog turbulentnog mlaza ispitivanog u ovim eksperimentima.

U moguće ostvarivom opsegu promene Struhalovih brojeva samopobude, $St_D = 0.21 - 0.89$, prikazane su raspodele u aksijalnom pravcu u tačkama na osi mlaza kako normalizovane srednje brzine strujanja, tako i intenziteta turbulencije, su se jasno grupisale u zavisnosti od vrednosti Struhalovog broja samopobudnih oscilacija. Modifikacija zvučnim oscilacijama Struhalovih brojeva bliskim prirodno najpojačanim modu oscilacija $St_D \approx 0.3$, slika 7-1, pokazuje izraženije promene u raspodeli normalizovane srednje brzine u osi mlaza i potpuno narušeno potencijalno jezgro mlaza. Raspodele normalizovanih srednjih brzina u osi mlaza za Struhalove brojeve oko $St_D \approx 0.60$, koji pripadaju modu stabilnog uparivanja vrtloga, su pokazivali značajno usporenje struje odmah po izlasku iz dela obvojnice, ali se uočava da je potencijalno jezgro strujanja, i pored smanjenja srednje brzine, očuvano, slika 7-2.

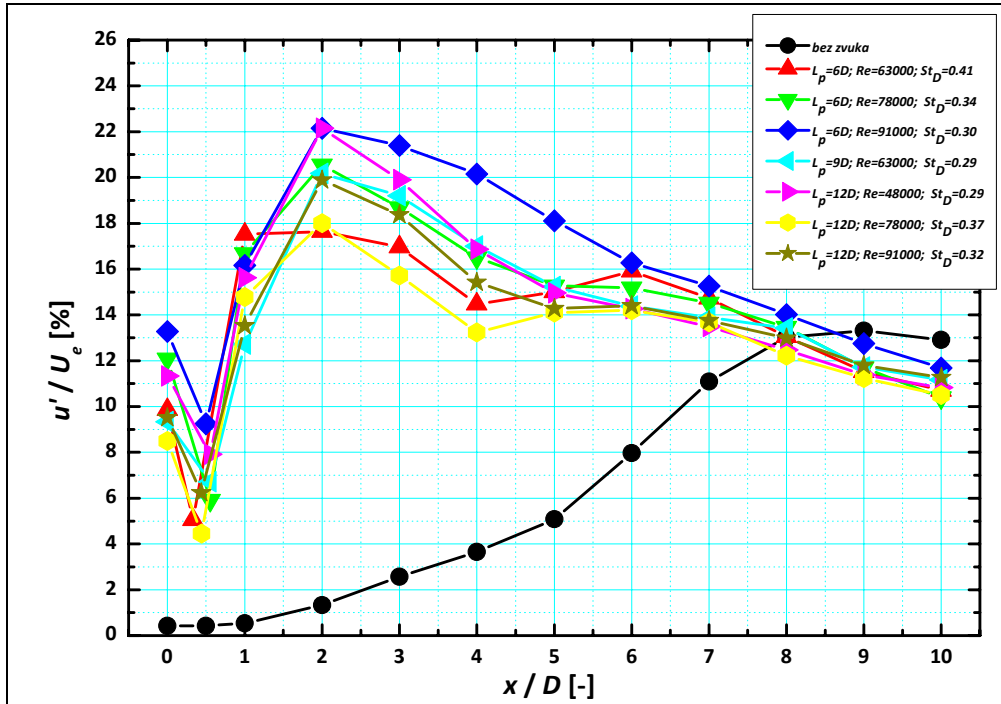
Profili intenziteta turbulencije u osi mlaza pokazuju isti karakter promene u zavisnosti od vrednosti Struhalovog broja samopobudnih zvučnih oscilacija. Najveće vrednosti inicijalne amplitude zvučnih oscilacija i maksimalnih vrednosti u aksijalnoj raspodeli intenziteta turbulencije nastaju za slučaj samopobude bliske prirodno najviše pojačanom modu zvučnih oscilacija $St_D \approx 0.3$, slika 7-3, dok vrednosti sa slučajeve samopobude većim Struhalovim brojevima $St_D \approx 0.6$, slika 7-4, monotono opadaju.



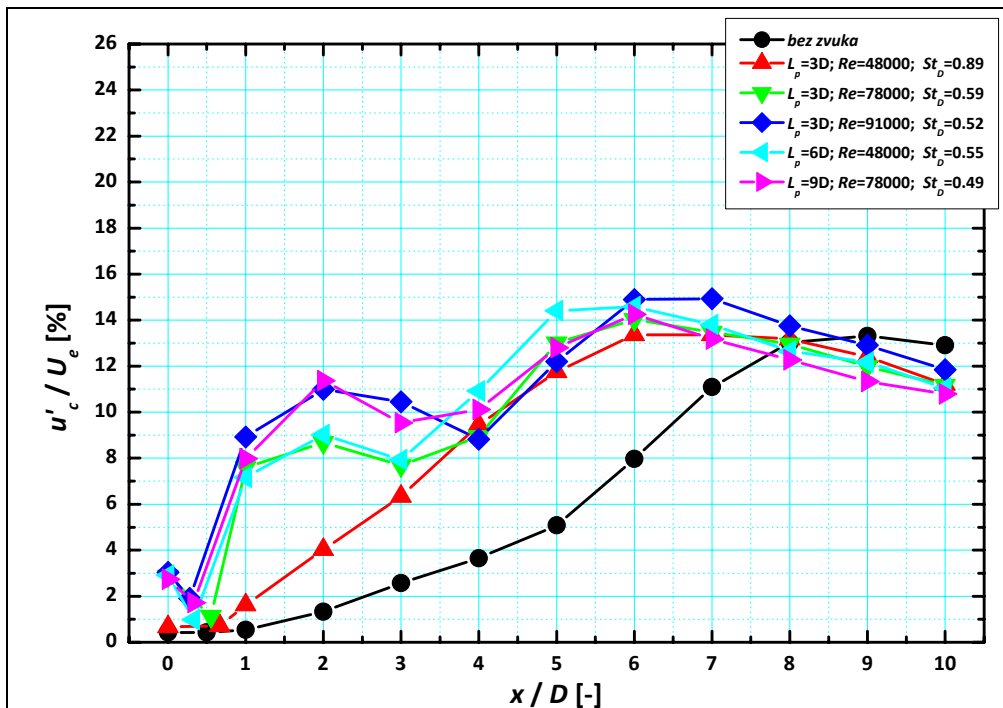
Slika 7-1 Promene normalizovane srednje brzine u aksijalnom pravcu duž ose mlaza koje nastaju pri modifikaciji sa najviše prirodno pojačanim modom samopobudnih oscilacija $St_D \approx 0.30$



Slika 7-2 Nizstrujne raspodele normalizovane srednje brzine u aksijalnom pravcu duž ose pri modifikaciji modom samopobudnih oscilacija sa stabilnim uparivanjem vrtloga $St_D \approx 0.60$



Slika 7-3 Promene intenziteta turbulencije u aksijalnom pravcu duž ose mlaza koje nastaju pri modifikaciji sa najviše prirodno pojačanim modom samopobudnih oscilacija $St_D \approx 0.30$



Slika 7-4 Nizstrujne raspodele intenziteta turbulencije u aksijalnom pravcu duž ose mlaza pri modifikaciji modom samopobudnih oscilacija sa stabilnim uparivanjem vrtloga $St_D \approx 0.60$

Raspodele srednjih brzina u radijalnom pravcu u više aksijalnih rastojanja od izlaza iz mlaznice jasno pokazuju da modifikacija samopobudnim zvučnim oscilacijama značajno menja radijalni profil srednjih brzina, najviše u okolini ose mlaza i na bližim aksijalnim rastojanjima od izlaza iz mlaznice. Raspodele srednjih brzina na većim radijalnim rastojanjima od ose mlaza, za sve slučajeve samopobude, pokazuju sličan karakter. Osnovna karakteristika, do koje dovodi modifikacija zvučnim oscilacijama u turbulentnom osnosimetričnom mlazu, je izraženo širenje mlaza na manjim aksijalnim rastojanjima udarne podloge i mlaznice.

Radi potvrđivanja zaključaka koji su proistekli analizom raspodela brzina potrebno je bilo da se izvrši i vizuelizacija funkcije whistler mlaznice za karakteristične slučajeve samopobude. Vizelizovana struktura nepobuđenog mlaza je pokazala da struktura ne pokazuje nikakvu organizovanost. Sa druge strane samopobude zvučne oscilacije u mlazu, generalno posmatrano, organizuju vrtložne strukture i ubrzavaju njihovo formiranje.

Izraženo usporavanje struje i širenje mlaza sa povećanjem aksijalnog rastojanja od izlaza iz mlaznice, kao osnovne karakteristike funkcionisanja whistler mlaznice pokazuju da se u najmanju ruku može očekivati pomeranje optimalnih rastojanja za prelaženje toplote (sa najvećim vrednostima Nu broja) u oblasti bliže izlaznom preseku mlaznice. Isto tako, veoma pojačane vrtložne strukture u mlazu daju veoma atraktivnu mogućnost ispitivanja uticaja vrtložnih struktura na proces prelaženja toplote sa mlaza na ravnu podlogu, koji nije do sada u potpunoj meri istražen.

Drugi deo eksperimentalnog istraživanja obavljen je u Institutu za hemijske procese, Akademije nauka Češke Republike u Pragu, gde je urađeno detaljno istraživanje uticaja modifikacije turbulentnog osnosimetričnog mlaza spoljašnje indukovanim zvučnim oscilacijama u opsegu Rejnoldsovih brojeva $Re=10000-25000$. Korišćenje spoljašnjeg izvora zvučnih oscilacija (zvučnika) nudi prednost u ispitivanjima u odnosu na eksperimente sa samopobudom, jer je u ovom slučaju moguće imati potpunu kontrolu nad svim bitnim parametrima eksperimenta u dosta širokom opsegu mernih karakteristika, dok su ispitivanja modifikacije samopobudnim oscilacijama ograničena samo na prirodno ostvarive modove oscilovanja.

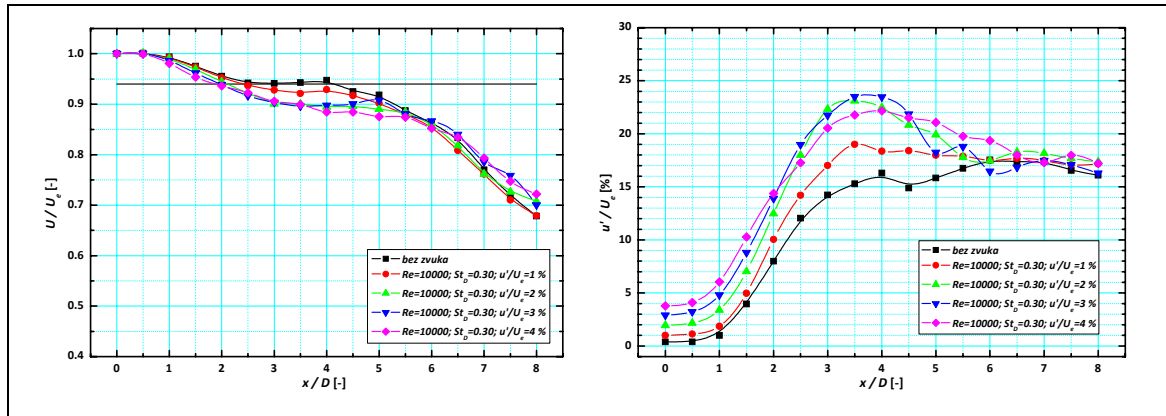
Iz već prikazanog obimnog seta eksperimentalnih podataka, slika 5-19, na kojem su prikazane aksijalne raspodele normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije duž ose mlaza za fiksiranu vrednost Reynoldsovog broja strujanja, $Re=10000$, različite nivoa Struhalovog broja spoljašnje pobude, $St_D=0.2-2.2$, i intenziteta pobude u opsegu $u'/U_e=1-3\%$, moguće je jasno izdvojiti četiri oblasti vrednosti Struhalovog broja u kojima se može smatrati da turbulentni osnosimetrični mlaz pokazuje slične osobine.

Prva grupa u kojoj eksperimentalni podaci govore o sličnom ponašanju mlazeva je u oblasti prirodno najviše pojačanog, „željenog“ moda pobude Struhalovim brojem od $St_D \approx 0.3$. Druga grupa je u oblasti duplo veće vrednosti Struhalovog broja, $St_D \approx 0.6-0.7$, koja predstavlja grupu pobude u kojoj dolazi do stabilnog uparivanja vrtloga u smičućem sloju mlaza. Treću grupu predstavljaju vrednosti oko eksitacije $St_D \approx 1.0$, a četvrtu one veće od $St_D \approx 1.5$.

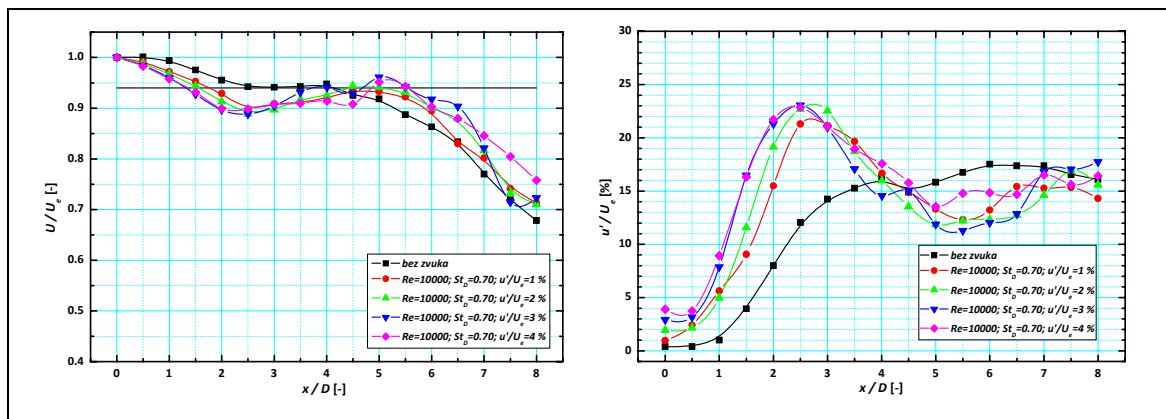
Raspodele normalizovane srednje brzine duž ose mlaza izazvane frekvencijom zvučnih oscilacija bliskoj prirodno najpojačanijem modu oscilovanja, $St_D=0.2-0.4$, prikazane na slici 7-5, pokazuju da pobuda u ovoj grupi utiče na smanjenje potencijalnog jezgra mlaza, sa prvobitne vrednosti između 4.5 i 5 prečnika mlaznice D , na vrednosti između 2 i 3 prečnika, zavisno od intenziteta pobude. Aksijalni profili intenziteta turbulencije imaju maksimalne vrednosti u domenu aksijalnih rastojanja $L/D=3.5$ do 4, a povećanje početne amplitude zvučnih oscilacija dovodi do povećanja intenziteta turbulencije u svim izvedenim eksperimentima.

Druga oblast modifikacije zvučnim oscilacijama Struhalovog broja pobude $St_D=0.5-0.8$, je oblast u kojoj dolazi do stabilnog uparivanja vrtloga u smičućem sloju mlaza, koju karakteriše brzo smanjenje brzine u osi mlaza, a onda očuvanje brzine na istom nivou u oblasti do $L/D \approx 4$, koja može da se tretira kao potencijalno jezgro, iako malo manjeg nivoa srednje brzine. Najviši nivoi intenziteta turbulencije se ostvaruju u aksijalnoj oblasti $L/D=2$ do 3 uz monotono smanjenje i ispod vrednosti nemodifikovanog mlaza na većim aksijalnim rastojanjima. Povećanje amplitude pobude ne dovodi do značajnog povećanja intenziteta turbulencije u aksijalnom pravcu, što govori da je došlo do nekog oblika saturacije i da se sva energija uneta u

proces modifikacije zvučnim oscilacijama koristi u procesu stabilnog uparivanja vrtloga u smičućem sloju mlaza.



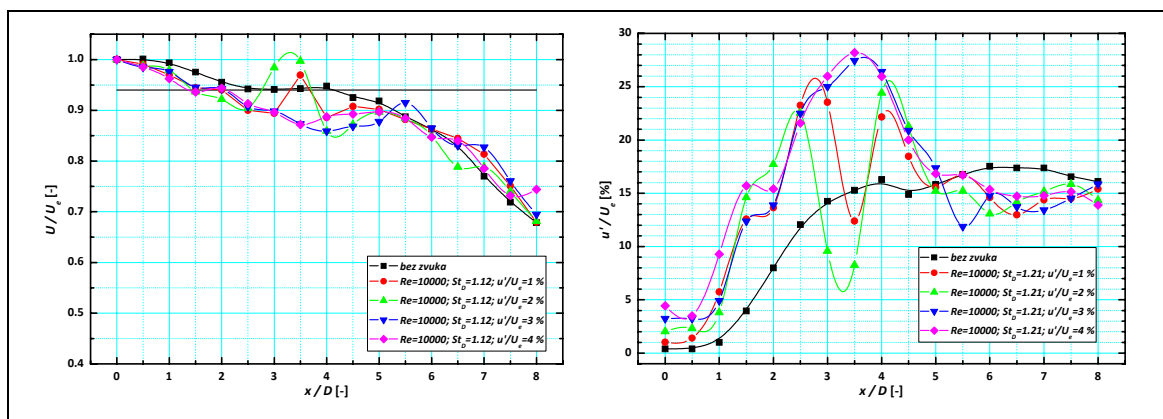
Slika 7-5 Vrednosti normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u tačkama na osi slobodnog mlaza - sa i bez spoljašnje izazvanih zvučnih oscilacija; $Re=10000$; $St_D=0.30$; $u'/U_e=1-4\%$



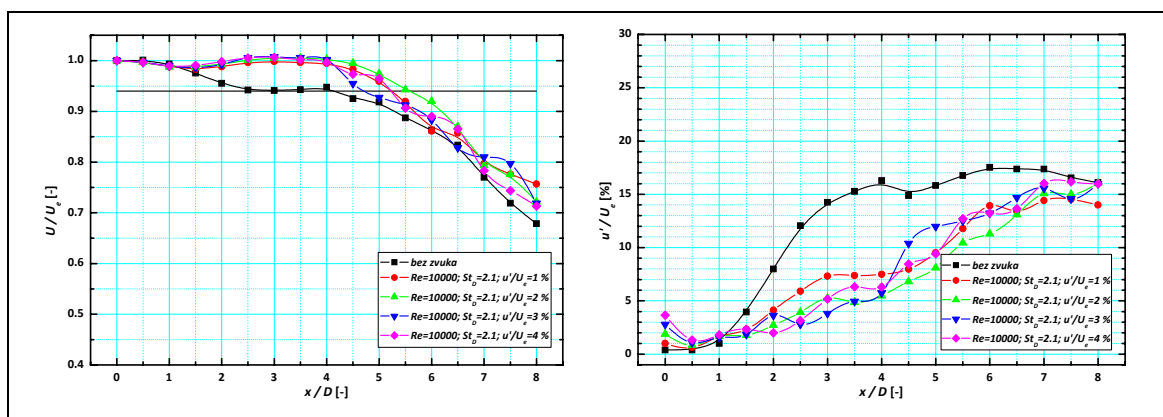
Slika 7-6 Raspodele u aksijalnom pravcu normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u tačkama na osi slobodnog mlaza - sa i bez spoljašnje izazvanih zvučnih oscilacija; $Re=10000$; $St_D=0.70$; $u'/U_e=1-4\%$

Grupu sa Struhalovim brojem modifikacije zvučnim oscilacijama $St_D \approx 1.0$, karakteriše velika nestabilnost i skokovitost koja je jasno uočljiva iz raspodele normalizovane srednje brzine i normalizovanog intenziteta turbulencije, slika 7-7. Potencijalno jezgro mlaza je na neki način produženo, a normalizovana srednja brzina duž ose mlaza povećana. Zavisno od uslova pobude izmerene su veoma velike razlike u vrednostima između dva veoma bliska merna mesta, što se fizički ne može lako objasniti. Neka zavisnost, koja bi mogla da se izvede promenama parametara

strujanja i početnom amplitudom zvučnih oscilacija, nije bila uočena, iako je utrošeno značajno vreme za eksperimente u ovoj grupi modifikacija.



Slika 7-7 Nizstrujne vrednosti normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u tačkama na osi slobodnog mlaza - sa i bez spoljašnje izazvanih zvučnih oscilacija; $Re=10000$; $St_D=1.21$; $u'/U_e=1-4\%$



Slika 7-8 Raspodele normalizovane srednje brzine i intenziteta turbulencije u tačkama na osi slobodnog mlaza - sa i bez spoljašnje izazvanih zvučnih oscilacija; $Re=10000$; $St_D=2.1$; $u'/U_e=1-4\%$

Četvrta grupa modifikacije zvučnim oscilacijama Struhalovog broja preko $St_D \approx 1.5$, prikazana na slici 7-8, dovodi do izraženog povećanja brzine u potencijalnom jezgru mlaza, uz očuvanje potencijalnog jezgra strujanja, ali i uočljivo povećanje dužine potencijalnog jezgra, koje prati značajno smanjenje intenziteta turbulencije u celom opsegu aksijalnih rastojanja od izlaza iz mlaznice u poređenju sa eksperimentima bez modifikacije zvučnim oscilacijama. Ovo smanjenje intenziteta turbulencije se pokazalo kao najizraženije za vrednosti Struhalovog broja zvučnih oscilacija $St_D \geq 2.0$. Amplituda pobude, pokazalo se slično kao i u prethodnim grupama, nema

značajni uticaj u eksperimentima pokrivenoj oblasti promene Struhalovog broja pobude i nivoa početne amplitude zvučnih oscilacija.

Rezultati merenja prikazanih na slikama 7-1 do 7-8 nam dozvoljavaju da poredimo eksperimente sa modifikacijom uz korišćenje spoljašnjeg izvora pobude (zvučnika) i modifikaciju samopobudnim oscilacijama koje se javljaju u korišćenju whistler mlaznice, što do sada, po saznanju autora nije razmatrano u literaturi.

Istraživanja, koja su uključivala spoljašnji izvor zvučnih oscilacija, omogućuju promene karakteristika zvučnih oscilacija u širokom opsegu Struhalovih brojeva, $St_D=0.2-2.2$, sa veoma sitnim korakom promene, uz promenu početnih amplituda zvučnih oscilacija $u'/U_e=1-4\%$ i strujnih karakteristika u opsegu Reynoldsovih brojeva $Re=10000-25000$.

Eksperimenti sa samopobudnim oscilacijama su obuhvatili opseg Struhalovih brojeva $St_D=0.21-0.89$, dok su Reynoldsovi brojevi strujanja bili u opsegu $Re=48000-95000$, što je direktna posledica osobnosti funkcionisanja whistler mlaznice. Zbog činjenice da se zvučni talas javlja u cevnoj mlaznici, frekvencija ostvarenih zvučnih oscilacija je uslovljena geometrijom cevne mlaznice i unapred je definisana, ako se zna dužina cevnog dela whistler mlaznice. Zvučne oscilacije nastaju u procesu pojačanja oscilacija uzrokovanim periodičnim kontaktom vrtloga u smičućem sloju i obvojnice whistler mlaznice, usled rezonantnih osobina cevnog dela mlaznice. Samopobudne oscilacije su obično visoke početne amplitude oscilovanja, jer nastaju usled rezonantnog pojačanja, a predstavljaju još jedan parametar koji nije mogao kontinualno da se menja. Naravno, atraktivnost upotrebe whistler mlaznice ne leži u tome što ona ima potpuno kontrolisane parametre, već u mogućnosti da stvori zvučne oscilacije bez spoljašnjeg izvora energije. Isto tako, veoma velike početne amplitude oscilovanja, koje su ostvarene u radu whistler mlaznice, je tehnološki veoma teško ostvariti korišćenjem spoljašnjih izvora zvuka. Poređenje ove dve eksperimentalne postavke je pravi put da se optimizuju geometrijski parametri whistler mlaznice za njenu svrsishodnu primenu.

Velika baza eksperimentalnih istraživanja, koja je nastala radom na dve eksperimentalne aparature, koje su prostorno i vremenski dislocirane jedna od druge,

je složena u mozaik u kome eksperimenti sa samopobudnim zvučnim oscilacijama nalaze tačno svoje mesto u setu eksperimenata sa upotrebom spoljašnjeg izvora zvučnih oscilacija. Iako je ispitivanje sa samopobudnim oscilacijama pokrilo samo dve grupe od četiri, koje su se izdvojile iz šireg seta eksperimentalnih parametara dobivenih korišćenjem spoljašnjeg izvora zvučnih oscilacija, rezultati istraživanja se mogu svrstati u logičan sled grupa diferenciranih u drugom setu eksperimentalnih istraživanja. Modifikacija samopobudnim zvučnim oscilacijama oko prirodno najpojačanijeg moda oscilacija ili „željenog moda“ u slučajevima samopobude, gde dolazi do rezonancije u cevnom delu mlaznice i usled toga izrazito velikih početnih amplituda zvučnih oscilacija, generisala je najveće vrednosti intenziteta turbulencije, jer kod ovog moda oscilovanja amplituda ima uticaj na povećanje intenziteta turbulencije, za razliku od ostalih slučajeva koji pokazuju neosetljivost na promenu početne amplitude oscilovanja.

Kakva je uloga i koji su uticaji generisanih vrtložnih struktura u strujnom polju koje se formira pri udaru mlaza o ravnu podlogu?

Kad se na putu turbulentnog osnosimetričnog mlaza nađe ravna ploča postavljena normalno na osu mlaza, onda dolazi do procesa razdvajanja totalne energije, što se dodatno komplikuje pojavom sekundarnih vrtloga i recirkulacionih zona na većim radijalnim rastojanjima od ose mlaza.

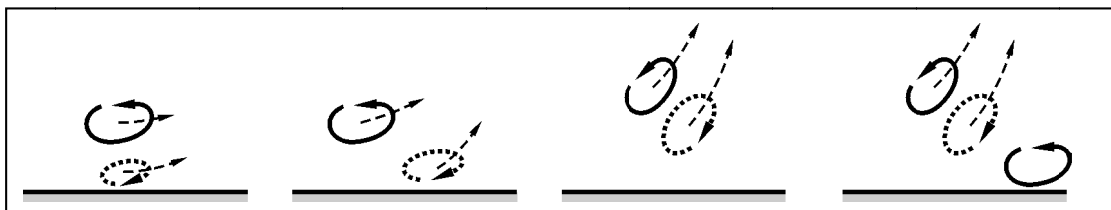
Do stvaranja sekundarnog vrtloga dolazi kada primarni vrtlog sa negativnim gradijentom pritiska u svom jezgru priđe graničnom sloju uz zid podloge. Novonastali sekundarni vrtlog rotira u suprotnom smeru od vrtloga koji ga je indukovao. Pojava sekundarnog vrtloga pri udaru turbulentnog osnosimetričnog mlaza o ravnu podlogu zavisi isključivo od aksijalnog rastojanja udarne podloge od izlaza iz mlaznice. Kada je ovo rastojanje malo vrtložni prsten ne uspeva da znatnije naraste u azimutskom pravcu, tako da prilazi udarnoj podlozi na manjim radijalnim rastojanjima, tj. bliže zaustavnoj zoni, pri čemu su impulsi u graničnom sloju još uvek niskog nivoa, a debljina graničnog sloja mala. Negativni gradijent pritiska će nadjačati slabe impulse u još uvek tankom graničnom sloju i tako dovesti do formiranja sekundarnog vrtloga. Na većim aksijalnim rastojanjima udarne podloge

od izlaza iz mlaznice primarni vrtlog prilazi zidu podloge na većim radijalnim rastojanjima od zaustavne zone, na kojima su impulsi u graničnom sloju na podlozi veći, tako da ne dolazi do stvaranja sekundarnog vrtloga.

Da li će se sekundarni vrtlozi pojaviti ili ne, zavisi od međusobnog nadjačavanja dve fizičke veličine: negativnog gradijenta pritiska oko primarnog vrtloga, $\partial p / \partial r_c$ (p – pritisak, r_c – radijalno rastojanje od centra vrtloga), koji prilazi udarnoj podlozi i gradijenta impulsa u graničnom sloju na podlozi, $\rho u_j \partial u_j / \partial x_j$ (ρ – gustina fluida, u_j – radijalna brzina u graničnom sloju, $x_j=r$ – radijalna koordinata, tj. rastojanje od ose mlaza).

Razmatranje međusobnih vrednosti ove dve fizičke veličine u blizini zaustavne tačke dovodi do zaključka da nastanak sekundarnog vrtloga zavisi od aksijalnog rastojanja udarne podloge od izlaza iz mlaznice ali da ne zavisi od Mahovog i Reynoldsovog broja strujanja. Sama struktura sekundarnih vrtloga, kada dođe do njihovog formiranja, naravno, zavisi od Reynoldsovog broja.

Sekundarni vrtlog ima rotaciju u suprotnom smeru od rotacije primarnog vrtloga i fluidni delić prolazi kroz smanjenje statičkog pritiska kada mu se trajektorija približava zidu podloge. Na radijalnom udaljenju od $1.2D$ dolazi do odbijanja primarnog i sekundarnog vrtloga od zida podloge, što dovodi do pojave recirkulacione zone strujanja u ovoj oblasti, slika 7-9. Recirkulaciona zona ima strujnice u istom smeru kao primarni vrtlog i negativni gradijent pritiska u svom jezgru. Na većim radijalnim rastojanjima od $r/D=2$ dolazi do usporavanja fluida u toj zoni strujanja uz zid podloge.

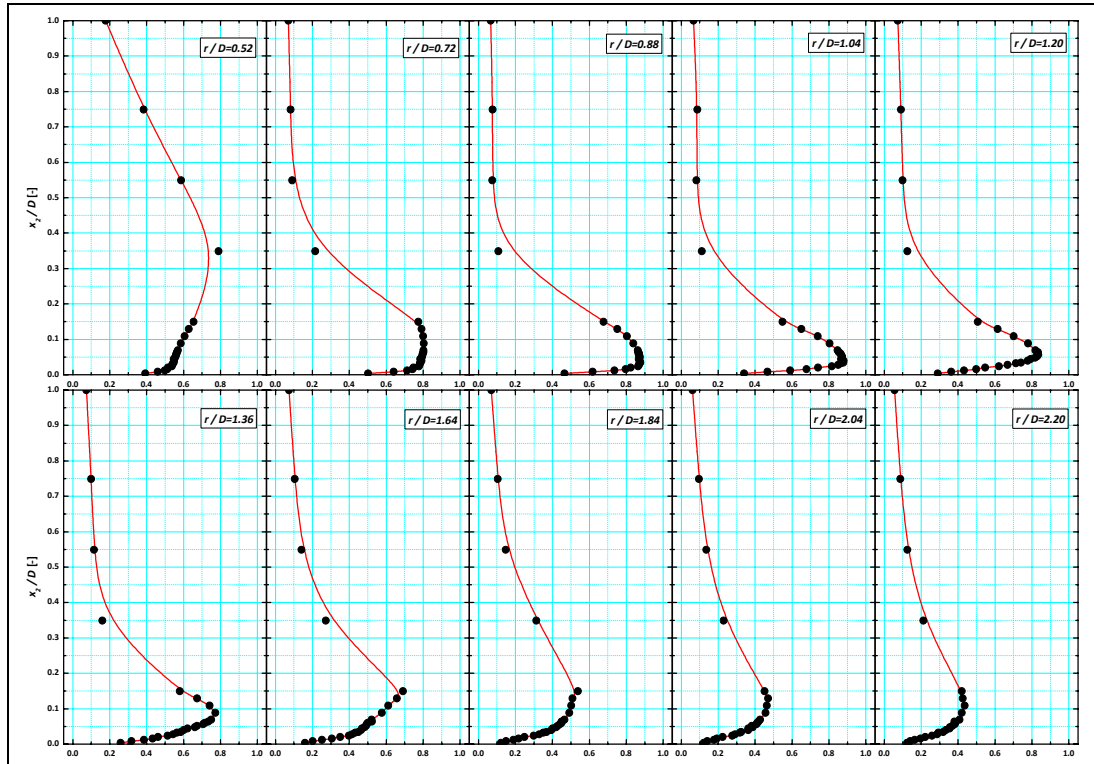


Slika 7-9 Uloga primarnog vrtloga u stvaranju sekundarnih vrtloga i recirkulacione zone strujanja fluida pri odvajanju para vrtloga od zida udarne podloge na većim radijalnim rastojanjima od ose mlaza

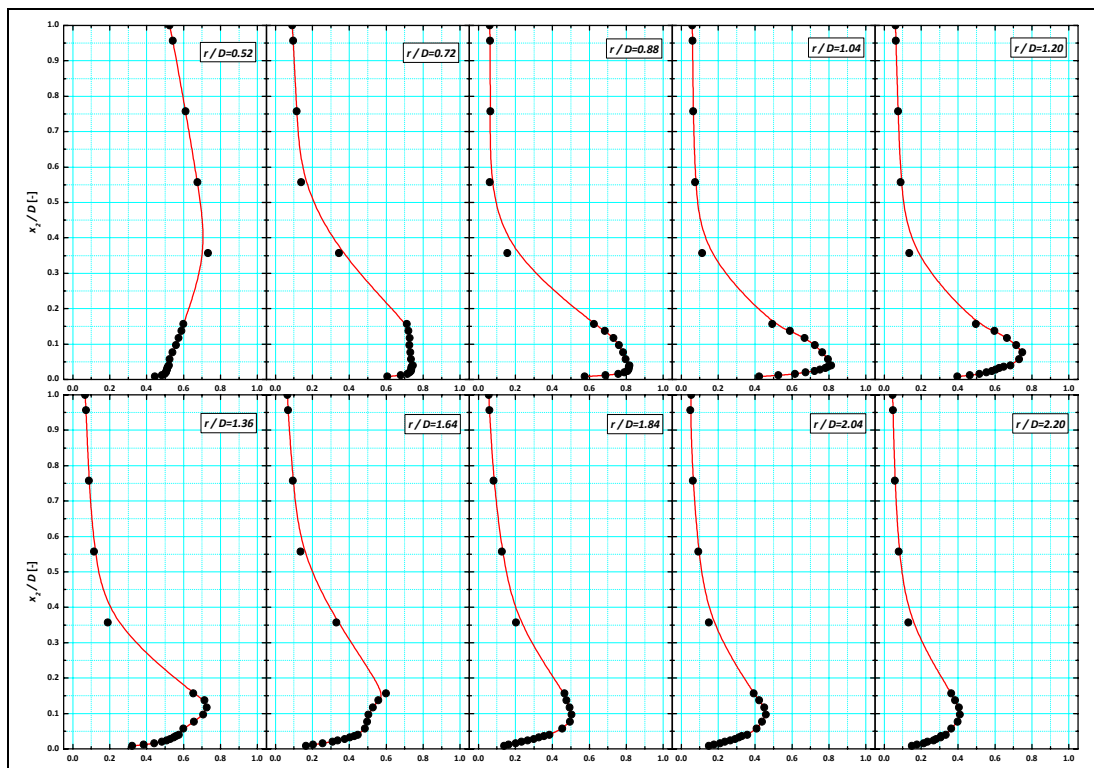
Veoma detaljno merenje brzinskog polja u eksperimentima sa udarom mlaza o ravnu podlogu, koja je postavljena upravno na pravac njegovog prostiranja, omogućava nam da potvrdimo ovu teoriju.

Na slici 7-10 prikazan je niz vrednosti normalizovane brzine nemodifikovanog turbulentnog osnosimetričnog mlaza u više preseka na radijalnim rastojanjima $r/D=0.52-2.20$. Mlaz napušta mlaznicu početnom brzinom kojoj odgovara $Re=10000$, a potom udara o podlogu postavljenu na aksijalnom rastojanju $L/D=2$ od izlaza iz mlaznice. Detaljniji prikaz profila normalizovane srednje brzine u više radijalnih preseka dat je u Aneksu 4 ovog rada. Vrednosti prikazane na prvom dijagramu pokazuju profil brzine u radijalnom preseku $r/D=0.52$ na samom obodu zaustavne oblasti. Posle zaobilaženja zaustavne oblasti struja fluida ubrzava u tankoj oblasti uz zid podloge sve do radijalnog udaljenja $r/D=1.2$, gde se primećuje odvajanje strujnica od zida podloge praćeno smanjenjem maksimalne vrednosti normalizovane brzine. Kao što se može uočiti iz dijagrama koji prikazuju vrednosti brzine na radijalnim rastojanjima većim od $r/D=2$, maksimalna vrednost brzine pada na manje od 50% brzine na izlazu iz mlaznice ($U/U_e \approx 0.5$) i nastavlja da se monotono smanjuje sa daljim povećanjem radijalnog rastojanja.

Slika 7-11 pokazuje niz profila normalizovane brzine modifikovanog mlaza spoljašnje unesenim zvučnim oscilacijama Struhalovog broja $St_D=0.60$, u istim radijalnim presecima kao u slučaju već prikazanog nemodifikovanog mlaza. Ovaj mod oscilovanja spada u grupu onih u kojima dolazi do stabilnog uparivanja vrtloga u smičućem sloju mlaza. Profili pokazuju slično ponašanje mlaza vazduha po udaru u ravnu podlogu: zaobilaženje zaustavne oblasti, koje prati strujanje u graničnom sloju, ali sa primetnim usporavanjem struje i bržim povećanjem debljine graničnog sloja u strujanju uz zid podloge, što dovodi do ranijeg otcepljenja strujnica od podloge i odbijanja vrtloga. Ako se posmatraju vrednosti normalizovane srednje brzine strujanja uz zid podloge na većim radijalnim rastojanjima uočava se da vazduh pre usporava u svom kretanju uz zid podloge nego što je to uočeno za prethodno analizirani slučaj modifikacije.

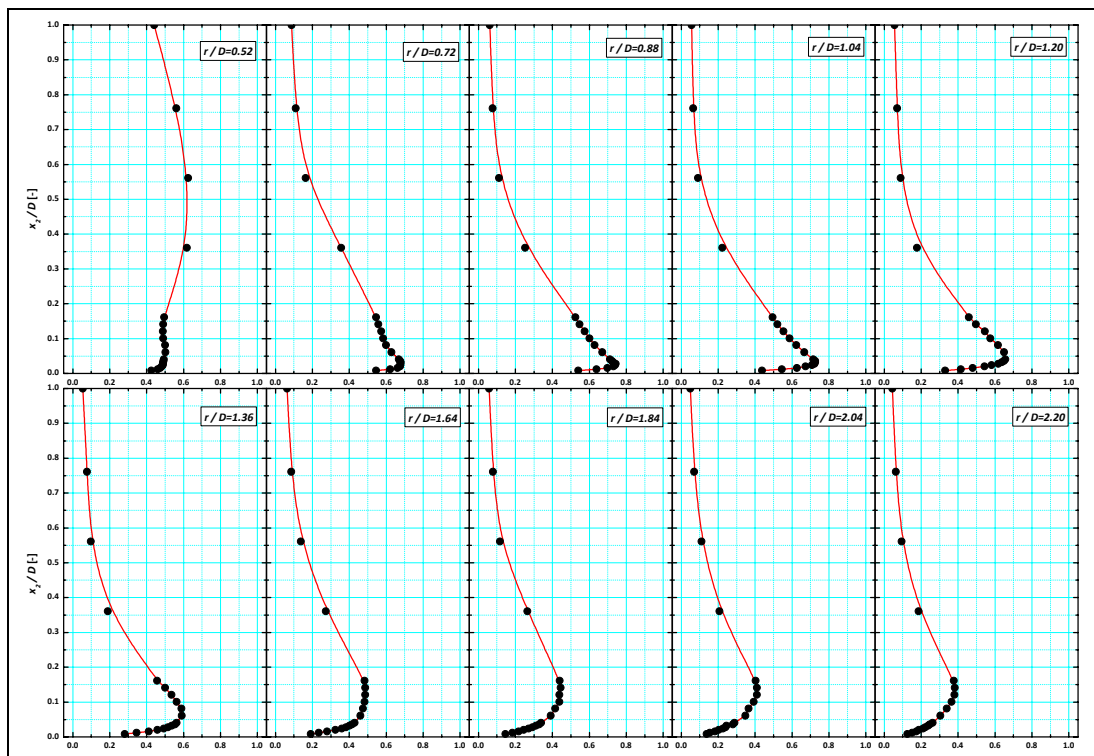


Slika 7-10 Vrednosti normalizovane srednje brzine na različitim radialnim udaljenjima od ose mlaza - bez zvuka; $Re=10000$; $r/D=0.52-2.20$; $L/D=2$

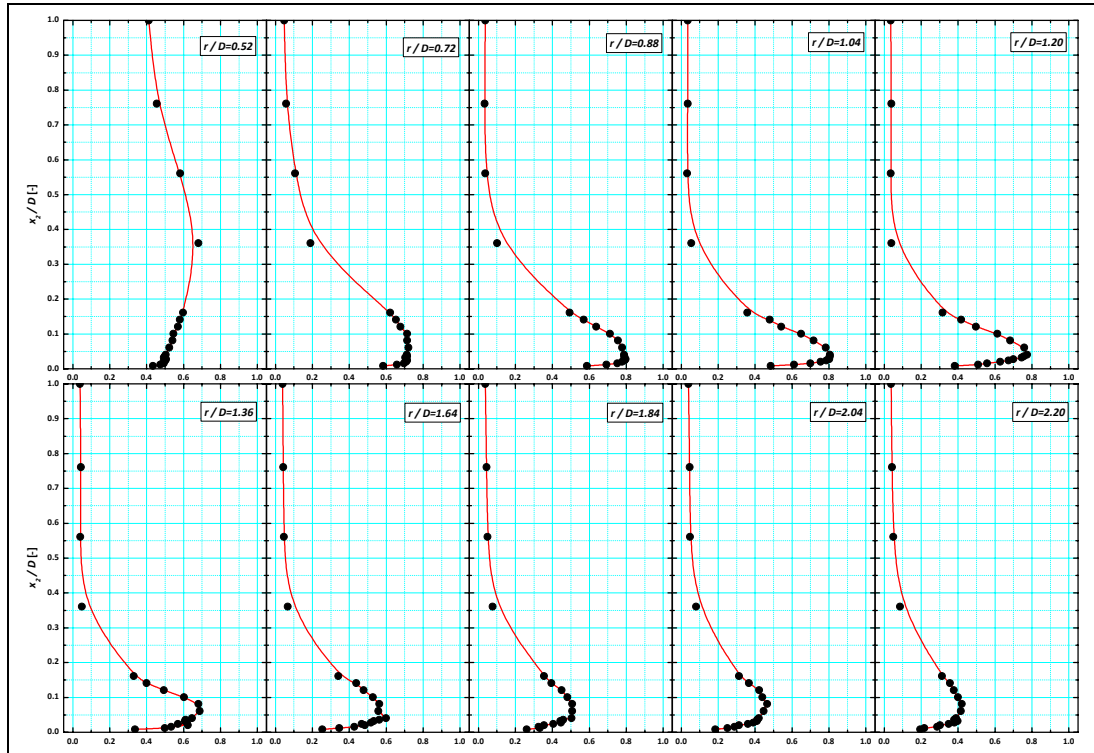


Slika 7-11 Vrednosti normalizovane srednje brzine na različitim radialnim udaljenjima od ose mlaza - sa zvukom; $Re=10000$; $St_D=0.60$; $u'/U_e=1\%$; $r/D=0.52-2.20$; $L/D=2$

Na slici 7-12 prikazan je niz vrednosti normalizovane srednje brzine u više radialnih rastojanja od ose mlaza za slučaj spoljašnje unesene modifikacije zvučnim oscilacijama Struhalovog broja $St_D=0.40$, koji spada u grupu prirodno najpojačanijih modova ili „željeni mod“ oscilovanja. Ovaj slučaj modifikacije pokazuje najveće usporenje struje u udaljavanju od ose mlaza. Ovako usporena struja je rezultat pojačanih vrtložnih struktura koje su upotrebile veliki deo energije mlaza za narastanje vrtloga u smičućem sloju mlaza. Debljina graničnog sloja na radialnim rastojanjima od ose mlaza u oblasti $0.60 \leq r/D \leq 1.20$, je veoma mala u poređenjima sa prethodna dva slučaja i nema dokaza da dolazi do stvaranja sekundarnih vrtloga ni otcepljenja strujnica od zida podloge, kao da gradijent pritiska u primarnom vrtlogu nije dovoljno jak da nadjača impulse u graničnom sloju strujanja i ne narušava postepeno povećanje debljine graničnog sloja sa udaljavanjem od ose mlaza. Stujanje fluida uz zid podloge ima isti oblik kao strujanje nemodifikovanog mlaza na mnogo većim aksijalnim rastojanjima mlaznice i udarne podloge.



Slika 7-12 Vrednosti normalizovane srednje brzine na različitim radialnim udaljenjima od ose mlaza - sa zvukom; $Re=10000$; $St_D=0.40$; $u'/U_e=3\%$; $r/D=0.52-2.20$; $L/D=2$



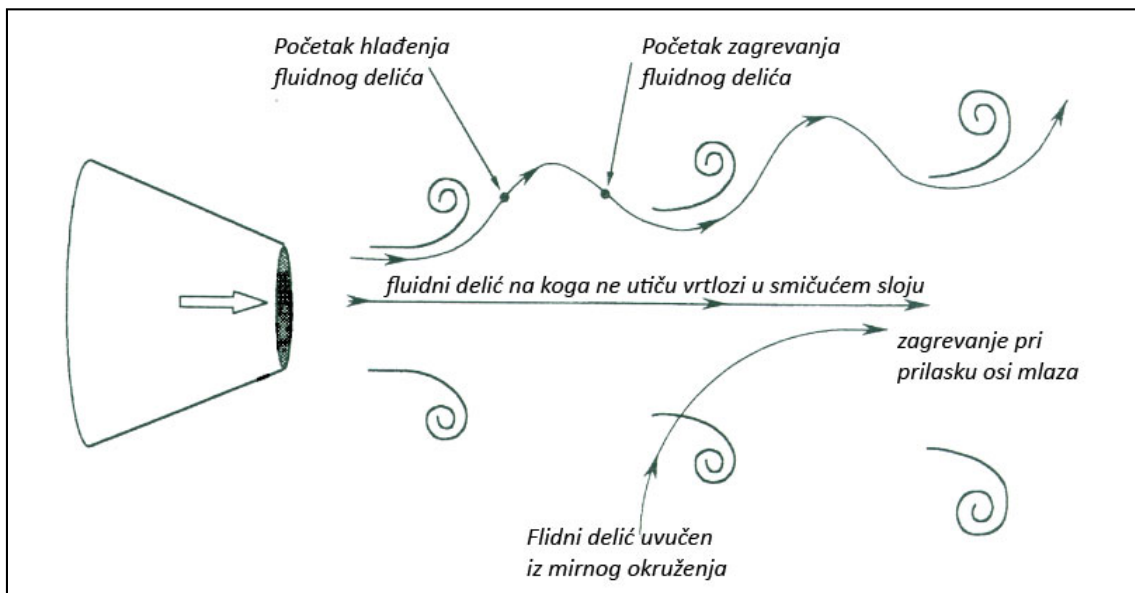
Slika 7-13 Vrednosti normalizovane srednje brzine na različitim radijalnim udaljenjima od ose mlaza - sa zvukom; $Re=10000$; $St_D=2.20$; $u'/U_e=3\%$; $r/D=0.52-2.20$; $L/D=2$

Slučaj modifikacije zvučnim oscilacijama prikazan na slici 7-13 Struhalovog broja oscilovanja $St_D=2.20$, spada u grupu modifikacije kojoj se dosad nije pridavao veliki značaj u radovima objavljenim od strane drugih autora. Ova modifikacija turbulentnog osnosimetričnog mlaza je dovela do ubrzavanja struje koja posle zaobilaženja zaustavne oblasti ima vrednosti normalizovane srednje brzine strujanja veće u odnosu na do sada prikazane slučajeve nemodifikovanog i modifikovanog mlaza. Međutim, strujanje duž zida udarne podloge ukazuje na monotono povećanje debljine graničnog sloja i smanjenje maksimalne vrednosti normalizovane srednje brzine sa povećanjem radijalnog rastojanja od ose mlaza, bez ikakvih deformacija u profilima brzine koji bi ukazali na formiranje sekundarnog vrtloga ili odvajanja graničnog sloja od zida podloge. Ovaj slučaj modifikacije je nedvosmisleno ukazao na činjenicu da je pojava sekundarnog vrtloga posledica već opisanog uticaja negativnog gradijenta pritiska u primarnom vrtlogu i impulsa u graničnom sloju na podlozi, a ne ubrzavanja/usporavanja strujanja uz zid podloge, što bi bio pogrešan zaključak na osnovu rezultata ispitivanja. Iako je maksimalna vrednost

normalizovane srednje brzine strujanja u ovom slučaju modifikacije zvučnim oscilacijama na radialnom rastojanju $r/D=1.20$ veća nego u slučaju modifikacije $St_D=0.60$, ipak ne dolazi do formiranja sekundarnih vrtloga ni recirkulacionih zona strujanja duž udarne podloge. Ovaj slučaj modifikacije dovodi do formiranja organizovanog niza vrtloga malih razmera u smičućem sloju mlaza, koji nisu u stanju da proizvedu značajniji uticaj na granični sloj na ravnoj površi podloge.

Rezultati istraživanja pokazuju da je uticaj vrtložnih struktura na strujanje pri udaru mlaza o ravnu podlogu postavljenu normalno na osu mlaza izražen uglavnom na malim aksijalnim rastojanjima udarne podloge od izlaza iz mlaznice. Iz tih razloga su u ovom radu analizirana merenja za jedno od takvih aksijalnih rastojanja $L/D=2$.

Uticaj vrtložnih struktura na temperaturno polje u mlazu se objašnjava korišćenjem koncepta razdvajanja energije ili totalne temperature u fluidnim tokovima, koji se može primeniti u većem broju različitih slučajeva strujanja. Koncept razdvajanja energije u slobodnom turbulentnom osnosimetričnom mlazu, analizira se na slici 7-14.

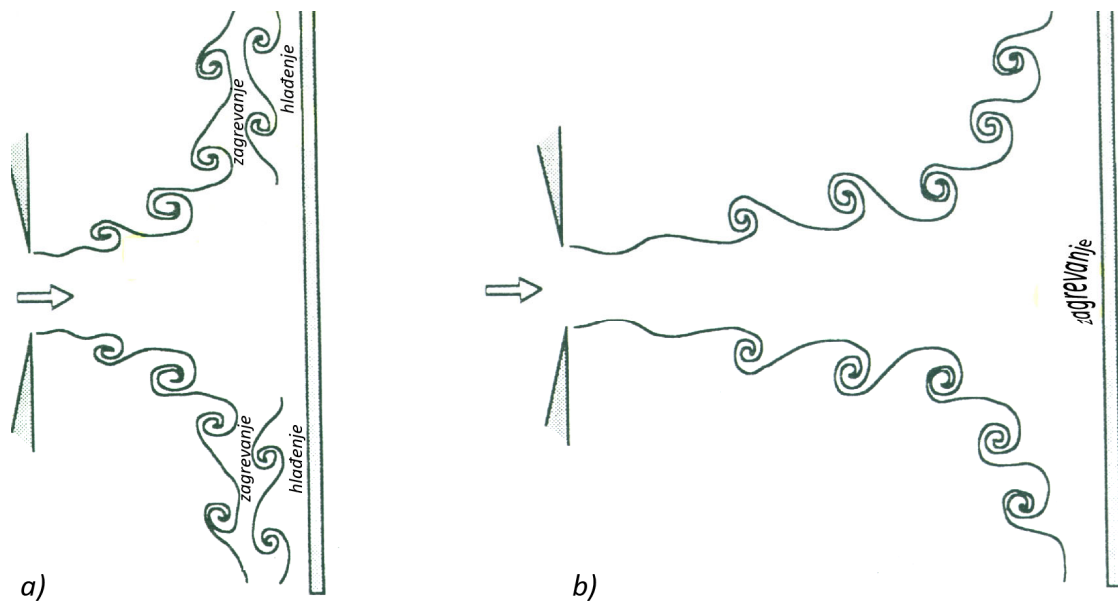


Slika 7-14 Uticaj vrtloga na temperaturno polje u slobodnom mlazu fluida

Kada se fluidni delić nalazi na svojoj putanji u blizini ivice mlaza, njemu prilazi vrtlog koji se kreće iza njega niz struju i zahvata ga. Vrtlog ima jezgro niskog pritiska $\partial p / \partial x < 0$, i njegova totalna temperatura, opada. Fluidni delić biva zahvaćen vrtlogom

i biva gurnut u mlaz prema osi i vrtlog se sada nalazi niz struju ispred njega tako da gradijent pritiska postaje pozitivan, $\partial p/\partial x > 0$, i totalna temperatura fluidnog delića raste. Totalna temperatura fluidnog delića, T_t , ima svoj minimum u blizini oboda mlaza i svoj maksimum u mlazu prema osi mlaza.

Usled rotacije vrtloga u smičućem sloju mlaza fluidni delići koji pripadaju okolnom mirnom fluidu koji okružuje mlaz bivaju uvučeni u mlaz prema osi mlaza, dok ih vrtlog koji ih je uvukao prolazi pored njih zbog čega ovi delići padaju pod uticaj pozitivnog gradijenta pritiska, $\partial p/\partial x > 0$. To dovodi do povećanja njihove totalne temperature T_t . Totalna temperatura svake čestice koja je uvučena iz okoline u mlaz raste i dostiže svoj maksimum u blizini ose mlaza. Fluidni delići koji se na izlazu iz mlaznice nalaze u oblasti ose mlaza nisu pod uticajem delovanja vrtložnih prstenova sa oboda mlaza.

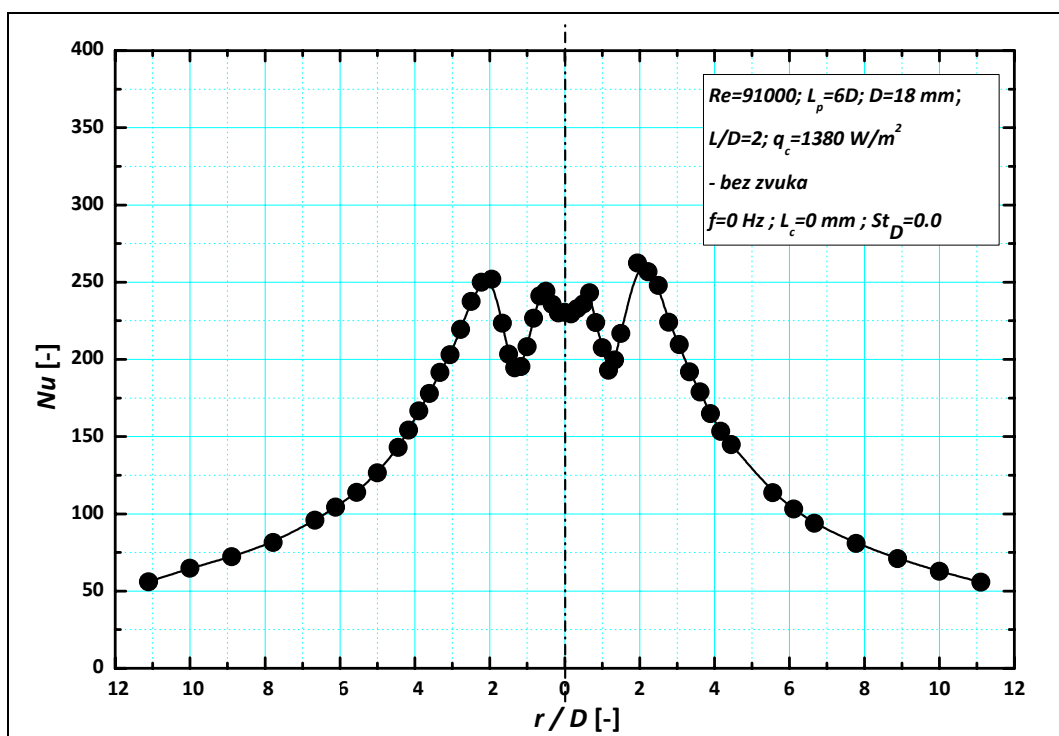


Slika 7-15 Uticaj vrtložnih struktura na temperaturno polje pri udaru mlaza o ravnu podlogu a) mala aksijalna rastojanja; b) velika aksijalna rastojanja od izlaza iz mlaznice

U slučaju udara mlaza o podlogu rotacija sekundarnog vrtloga je u suprotnom smeru od rotacije primarnog vrtloga i fluidni delić prolazi kroz smanjenje statičkog pritiska u približavanju zidu podloge, $\partial p/\partial x < 0$, totalna temperatura fluidnog delića opada, i javlja nestacionarno hlađenje između sekundarnog vrtloga i zida podloge, slika 7-15. Za veća aksijalna rastojanja udarne podloge od izlaza iz mlaznice javlja se samo

primarni vrtlog. Ovo strujanje je zbog toga slično slobodnom mlazu, odbijanje vrtloga od zida podloge prouzrokuje samo povećanje totalne temperature na zidu podloge sa maksimumom u osi mlaza.

Raspodela Nuseltovog broja duž udarne podloge postavljene na malom aksijalnom rastojanju $L/D=2$, gde se može videti uticaj vrtložnih struktura na proces prelaženja toplote sa mlaza Reynoldsovog broja $Re=91000$, prikazan je na slici 7-16. Uočavaju se dva lokalna maksimuma na radijalnim rastojanjima 0.6 i $2D$ od ose mlaza, kao i lokalni minimum u osi mlaza i na radijalnom rastojanju $1.2D$. Pozicija prvog maksimuma odgovara mestu gde primarni vrtlog ulazi u granični sloj na zidu podloge. Ovo kretanje primarnog vrtloga dalje prouzrokuje stvaranje sekundarnog vrtloga, koji rotira u suprotnom smeru od primarnog vrtloga koji ga je indukovao. Do pojave sekundarnog vrtloga dolazi jer primarni vrtlog iz smičućeg sloja mlaza prilazi udarnoj podlozi na malom radijalnom rastojanju od ose mlaza.

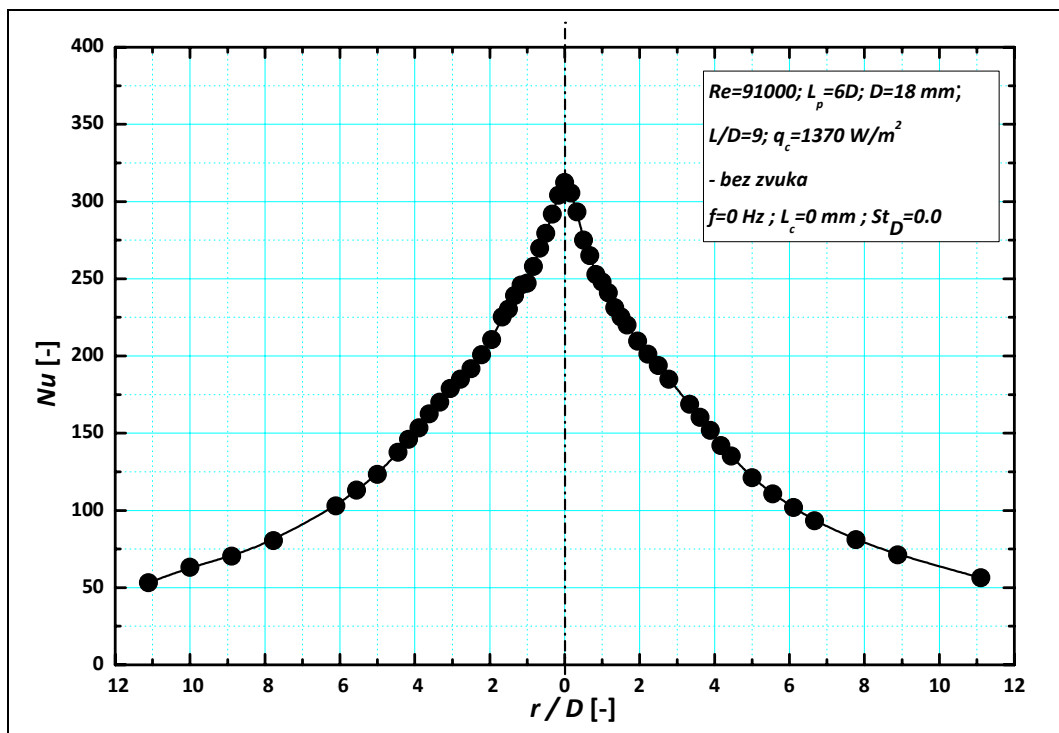


Slika 7-16 Radijalna raspodela koeficijenta prelaženja toplote duž udarne podloge - nemodifikovani mlaz; $Re=91000$; $L/D=2$

Rotacija sekundarnog vrtloga je u suprotnom smeru od rotacije primarnog vrtloga i fluidni delić prolazi kroz smanjenje statičkog pritiska kada mu se trajektorija približava zidu podloge, $\partial p/\partial x < 0$, zbog toga dolazi do opadanja totalne temperature

fluidnog delića, tako da se javlja nestacionarno hlađenje između sekundarnog vrtloga i zida podloge. To je razlog za monotono smanjenje koeficijenta prelaženja toplote u oblasti $0.6 \leq r/D \leq 1.2$. Na radijalnom udaljenju od $1.2D$ ponovo dolazi do rasta koeficijenta prelaženja toplote zato što u toj zoni dolazi do odbijanja primarnog i sekundarnog vrtloga od zida podloge, što dovodi do pojave recirkulacione zone strujanja u ovoj oblasti. Smer strujnica u recirkulacionoj zoni je kao i kod primarnog vrtloga, dok negativni gradijent pritiska u njenom jezgru prouzrokuje ponovno povećanje totalne temperature na zidu podloge, sve do postizanja maksimalne vrednosti na radijalnom rastojanju $r/D=2$. Dalje monotono opadanje koeficijenta prelaženja toplote za radijalna rastojanja $r/D \geq 2$ je posledica usporavanja fluida u zoni strujanja uz zid podloge.

Na većim aksijalnim rastojanjima udarne podloge od izlaza iz mlaznice eksperimentalna istraživanja pokazuju profil koeficijenta prelaženja toplote duž udarne podloge sa maksimalnom vrednošću koeficijenta u osi mlaza, posle čega vrednost monotono opada sa povećanjem radijalnog rastojanja, kao što je to prikazano na slici 7-17.



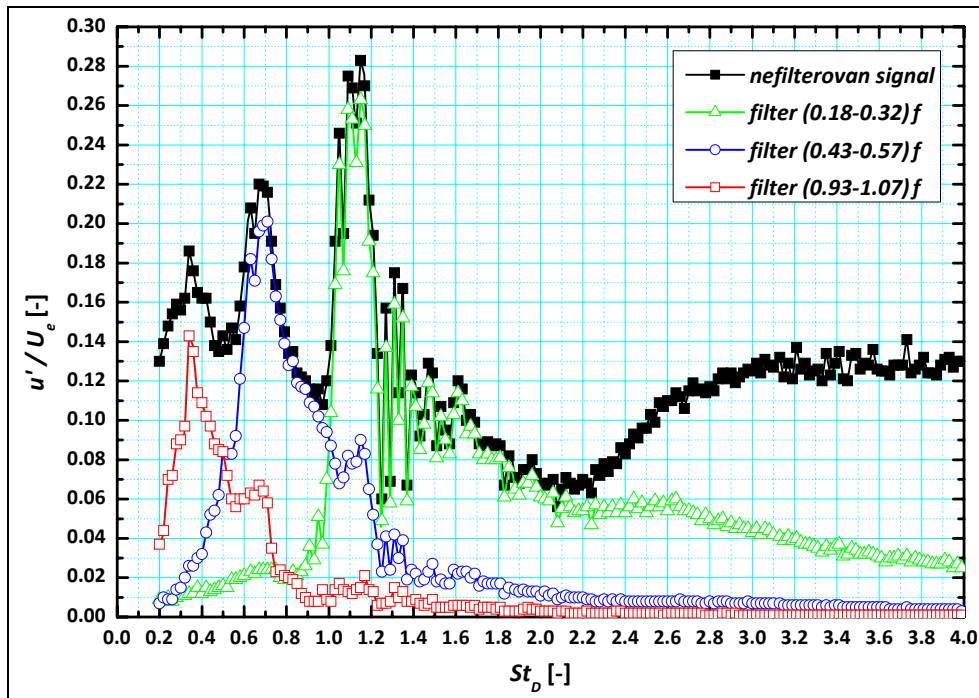
Slika 7-17 Radijalna raspodela koeficijenta prelaženja toplote duž udarne podloge - nemodifikovani mlaz; $Re=91000$; $L/D=9$

Da li je moguće na pogodan način, npr. modulacijom brzine na izlazu iz mlaznice, kontrolisati vrtložne strukture u osnosimetričnom turbulentnom mlazu?

Vrtložne strukture je moguće kontrolisati modifikacijom turbulentnog osnosimetričnog mlaza zvučnim oscilacijama bilo da su one samopobudne, bilo na spoljašnji način unesene u mlaz. Turbulentni osnosimetrični mlaz je osetljiv na modifikacije zvučnim oscilacijama u širokom opsegu frekvencija. Relevantni parametar koji određuje karakteristike modifikovanog mlaza je bezdimenzioni Struhalov broj $St_D = fD/U_e$. Kao posledica zvučnih modifikacija dolazi do periodičnog smanjivanja i povećanja prečnika mlaza i talasanja smičućeg sloja na ivici mlaza. Talasanje se pojačava usled nestabilnosti u fluidnom toku i dolazi do stvaranja vrtloga u smičućem sloju mlaza. Rezultati istraživanja pokazuju da modifikacija turbulentnog osnosimetričnog mlaza zvučnim oscilacijama, generalno gledano, dovodi do ubrzavanja stvaranja vrtložnih struktura u smičućem sloju mlaza.

Fizički odziv turbulentnog osnosimetričnog mlaza na modifikaciju zvučnim oscilacijama možemo videti iz profila filterovanih signala brzine dobijenih uskopropusnim filterom, (slika 7-16). Prikazani profili nam omogućuju da odredimo koji deo oscilacija u modifikovanom turbulentnom osnosimetričnom mlazu je odgovoran za maksimume u profilima intenziteta turbulencije.

Za frekvencije spoljašnje pobude oko vrednosti $St_D = 0.3$, prirodna frekvencija f je odgovorna za maksimum u profilu, što potvrđuje pretpostavku da se u blizini ove frekvencije javlja mod sa najvećim prirodnim pojačanjem. Za maksimum u drugoj frekventnoj oblasti za vrednosti Struhalovog broja $St_D = 0.6$, je odgovoran prvi subharmonik oscilovanja, $f/2$. Treći maksimum u profilu pripada trećem subharmoniku oscilovanja, $f/4$. Ponašanje mlaza u ovoj frekventnoj oblasti, $1.0 \leq St_D \leq 1.5$, karakterisano je velikom nestabilnošću i naglim skokovitim promenama od veoma niskih vrednosti intenziteta turbulencije, do veoma visokih, u veoma malom intervalu frekvencija. Može se takođe primetiti da za vrednosti Struhalovog broja veće od $St_D \geq 1.5$ skoro potpuno prestaje oscilatorno ponašanje mlaza koje je praćeno smanjenjem vrednosti intenziteta turbulencije.



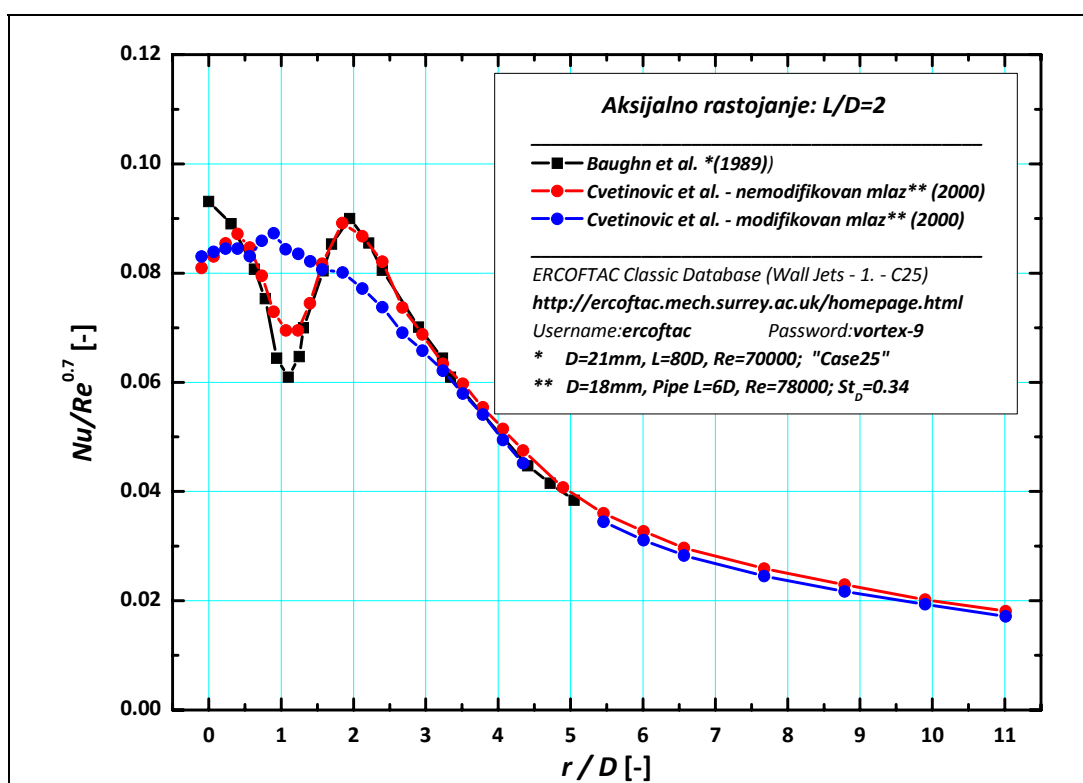
Slika 7-18 Zavisnost intenziteta turbulencije u slobodnom mlazu od frekvencije modifikacije zvučnim oscilacijama – $St_D=0.2-4.0$; $Re=10000$; $u'/U_e=1\%$; $L/D=3$;

Ako se analizira mogućnost kontrolisanja prelaženja toplote sa mlaza na podlogu, može se zaključiti da modifikacija samopobudnim zvučnim oscilacijama unosi promene u raspodelu koeficijenta prelaženja toplote i povećanje koeficijenta na malim aksijalnim rastojanjima udarne podloge, ali i smanjenja koeficijenta prelaženja toplote na većim aksijalnim rastojanjima od izlaza iz mlaznice. Maksimalni koeficijent prelaženja toplote se ostvaruje u slučaju modifikacije samopobudnim zvučnim oscilacijama na aksijalnom rastojanju od izlaza iz mlaznice $L/D=5$, skoro duplo manjem rastojanju nego u slučaju bez zvučne modifikacije. Na aksijalnim rastojanjima $L/D \geq 6$ raspodela koeficijenta prelaženja toplote već postaje nezavisna od Struhalovog broja zvučne modifikacije, što ukazuje na činjenicu da su se na tim aksijalnim rastojanjima već formirale sitne turbulentne strukture i vrednost koeficijenta prelaženja toplote zavisi isključivo od brzine dolazeće struje mlaza.

Može se reći da je osnovni efekat modifikacije samopobudnim zvučnim oscilacijama osnosimetričnog turbulentnog mlaza koji se može videti iz raspodele koeficijenta prelaženja toplote, intenzifikovanje vrtložnih struktura u mlazu što dovodi do brže tranzicije u sitne turbulentne strukture koje su povoljnije sa stanovišta prelaženja

toplote sa mlaza na podlogu, što dovodi do smanjenja optimalnih rastojanja udarne podloge i mlaznice na $L/D=5$ u odnosu na nemodifikovan mlaz gde je optimalno rastojanje između $L/D=8$ i 9. Dakle, prvobitni zaključak je da modifikacija zvučnim oscilacijama ima efekat u smislu promene koeficijenta prelaženja toplote na malim aksijalnim rastojanjima od izlaza iz mlaznice.

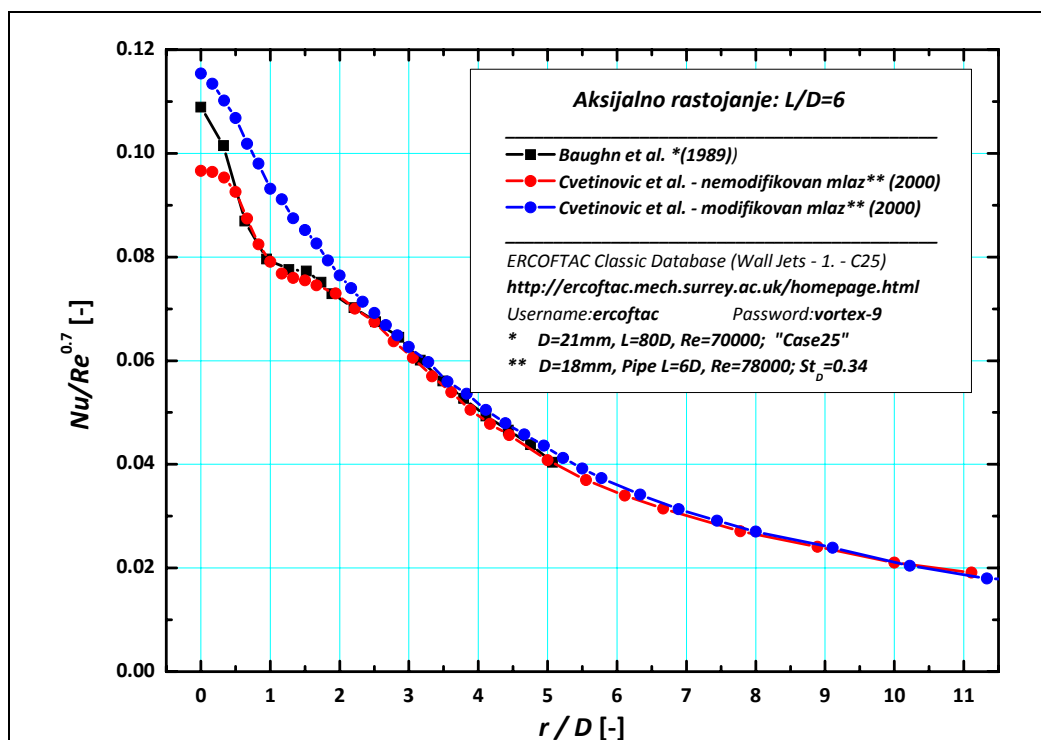
Kao finalno poređenje rezultata istraživanja uticaja modifikacije turbulentnog osnosimetričnog mlaza na proces prelaženja toplote pri udaru o ravnu zagrejanu podlogu postavljenu normalno na osu mlaza, predstavljenih u ovom radu, uporedimo rezultate merenja radijalne raspodele koeficijenta prelaženja toplote nemodifikovanog i modifikovanog mlaza zvučnim oscilacijama sa opšte prihvaćenim rezultatima eksperimentalnih ispitivanja Baughn i dr., 1989, koji se mogu naći u ERCOFTAC bazi eksperimentalnih podataka, prikazanih na slici 7-19, za aksijalno rastojanje $L/D=2$ i na slici 7-20, za aksijalno rastojanje $L/D=6$.



Slika 7-19 Poređenje sopstvenih rezultata ispitivanja sa rezultatima Baughn i dr., 1989, opšte prihvaćenim kao referentnim za prelaženje toplote sa mlaza na udarnu podlogu – $L/D=2$

Ovo su jedina dva aksijalna rastojanja za koja su dostupne eksperimentalne vrednosti, a baza se može naći na datoj web adresi uz korišćenje korisničkog imena i lozinke koji su dati u legendi dijagrama.

Da bi mogli da se porede rezultati su prikazani kao raspodele $Nu/Re^{0.7}$ u funkciji aksijalnog rastojanja od izlaza iz mlaznice L/D , zato što nisu imali iste eksperimentalne početne uslove. Eksperimenti Baughn i dr., 1989, su izvedeni su sa cevnom mlaznicom prečnika $D=21$ mm i dužine $L=80D$, iz koje ističe potpuno razvijeni turbulentni mlaz vazduha brzinom koja odgovara Reynoldsovom broju strujanja $Re=70000$, dok je u našem slučaju ispitivan mlaz koji ističe iz whistler mlaznice prečnika $D=18$ mm i dužine cevnog dela $L_p=6D$, Reynoldsovog broja strujanja $Re=78000$. U slučaju modifikacije samopobudnim zvučnim oscilacijama Struhalov broj oscilacija je bio $St_D=0.34$ što spada u grupu prirodno najpojačanih modova oscilacija.



Slika 7-20 Poređenje rezultata ispitivanja, koja su predmet ovog rada, sa rezultatima Baughn i dr., 1989, opšte prihvaćenim kao referentnim za prelaženje toplote sa mlaza na udarnu podlogu – $L/D=6$

Primećuje se izuzetno slaganje dva seta eksperimentalnih rezultata vezana za ispitivanje nemodifikovanog turbulentnog osnosimetričnog mlaza, osim u uskoj

oblasti oko zaustavne tačke, na oba prikazana aksijalna rastojanja od izlaza iz mlaznice. Rezultati Baughn i dr., 1989, pokazuju samo jedan sekundarni maksimum u raspodeli koeficijenta prelaženja toplote na aksijalnom rastojanju udarne podloge od mlaznice $L/D=2$, dok su u našem ispitivanju jasno izdvojena dva sekundarne maksimuma od kojih je jedan na radijalnom rastojanju od ose mlaza $r/D=0.5$ (na poziciji oboda mlaznice) a drugi na radijalnom rastojanju $r/D=2$. Iako ove razlike ne smatramo preterano značajnim, ovde moramo napomenuti veću rezoluciju merenja koja je ostvarena pri našim merenjima sa 3 puta većim brojem termoparova sa obe strane zaustavne tačke zbog kontrole simetrije profila. Dva sekundarna maksimuma u raspodeli koeficijenta prelaženja toplote duž udarne podloge su verifikovan i od strane drugih autora, Goldstein, R.J., 1986.

Maksimalne vrednosti koeficijenta prelaženja toplote ne prelaze one koje su ostvarene u slučaju turbulentnog osnosimetričnog nemodifikovanog mlaza, samo se pomeraju na manja aksijalna rastojanja udarne podloge od izlaza iz mlaznice.

Važan zaključak proistekao iz rada na ovoj disertaciji, sa stanovišta praktične primene rezultata ovih istraživanja u industriji i tehnici, je da je moguće dodatno optimizovati tehnološke procese koje koriste fluidne mlazove. U radu su detaljno sistematizovani i opisani svi najvažniji uticajni parametri na proces prelaženja toplote sa mlaza na podlogu, što daje mogućnost da se zaključci primene za optimizaciju pomenutih procesa. Takođe, pokazana mogućnost kontrole vrtložnih struktura u mlazu zvučnim modulacijama izlazne brzine iz mlaznice predstavlja atraktivnu mogućnost korišćenja u tehnološkim procesima, i to zavisno od same namene mlaza. Naime, nekada je potrebno intenzivirati mešanje osnovnog fluidnog toka sa okolnim fluidom (u hemijskim reaktorima), tada je potrebno modulisati mlaz na način da se intenziviraju vrtložne strukture na njegovoj ivici, dok je, recimo, za postizanje uniformnosti koeficijenta prelaženja toplote na većim površinama udarne podloge potrebno izvršiti modulaciju turbulentnog osnosimetričnog mlaza drugom frekvencijom.

Predlog za buduće istraživanje ovog fenomena bi se mogao formulisati kroz nekoliko osnovnih pravaca:

- *eksperimentalne instalacije: bilo bi više nego interesantno proširiti oblasti promene glavnih parametara koji su bili varirani tokom eksperimentalnih istraživanja. Tu se misli, recimo, na mogućnost modulacije nekim većim amplitudama pri korišćenju spoljnog izvora pobude ili recimo neke interesantne geometrije whistler mlaznice koje bi proizvele samopobudne zvučne oscilacije u mlazu koje nisu obuhvaćene ovim istraživanjem.*
- *eksperimentalne tehnike: prostora za unapređenje eksperimentalne merne tehnike sigurno ima, i to najviše u domenu korišćenja sofisticiranijih anemometarskih senzora kojima bi moglo da se meri više komponentata vektora brzine, i time kvalitativno proširi eksperimentalna baza podataka. To bi dalo korisne podatke o komponentama brzina i napona za unapređenje numeričkog modeliranja ovog fenomena, jer je u radu zaključeno da bi u modeliranju trebalo preći na naponske modele.*
- *detaljno istražiti slučaj modifikacije Struhalovim brojem $St_D=2$: sa stanovišta kontrolisanja fluidnih struktura uz pomoć spoljašnje modifikacije zvučnim oscilacijama ova modifikacija deluje kao najpogodnija. Vrlo ujednačena zona intenziteta turbulencije, koja je verifikovana za sva ispitivana aksijalna rastojanja udarne podloge od izlaza iz mlaznice, može se smatrati vrlo predvidivom karakteristikom za primenu. Veoma interesantno bi bilo napraviti whistler mlaznicu sa ovim karakteristikama i detaljno ispitati njene karakteristike.*

8. REFERENCE

- Abe, K., Kondoh, T., Nagano, Y., 1994: *A new turbulence model for predicting fluid flow and heat transfer in separating and reattaching flows I: Flow field calculations*, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 37 (1) (1994) 139–151.
- Abid, R., 1993: *Evaluation of two-equation turbulence models for predicting transitional flows*, *International Journal of Engineering Science* 31 (6) (1993) 831–840.
- Abramovich, G.N. , 1963: *The Theory of Turbulent Jets*, English translation published by M.I.T. Press, Massachusetts, 671 pp.
- Alekseenko, S. V., Markovich, D. M., Semenov, V. I., 1996: *Resonance effects in an impinging round jet*. In: *Flow Modeling and Turbulence Measurements* (Eds.: Chen, C. J., Shih, C., Lieneu, J., Kung, R. J.), A. A. Balkema, Rotterdam, vol. 6, pp. 109 - 116
- Banjac, M., 2004: *Prostiranje toplote pri udaru turbulentnog osnosimetričnog mlaza u ravnu zagrejanu ploču*, doktorska disertacija, Beograd, Mašinski fakultet, 2004, str. 177.
- Banjac, M., Vasiljević, B., 2004: *Development of a new Near-wall Reynolds Stress Turbulence Model for Jet Impingement Heat Transfer Prediction*, *FME Transactions* (2004) 32, 69-76
- Baughn, J. W., Shimizu, S., 1989: *Heat transfer measurements from a surface with uniform heat flux and an impinging jet*, *Journal of Heat Transfer*, vol. 11, pp. 1096-1098
- Baughn, J. W., Hechanova, A. and Yan, X., 1991: *An experimental study of entrainment effect on the heat transfer from a flat surface to a heated circular impinging jet*, *Journal of Heat Transfer*, vol. 113, pp. 1023-1025

- Baughn, J. W., Yan, X., Masbah, M., 1992: *The effect of Reynolds number on the heat transfer distribution from a flat plate to an impinging jet*. ASME winter annual meeting.
- Behnia, M., Parneix, S., Durbin, P. A., 1998: *Prediction of heat transfer in an axisymmetric turbulent jet impinging on a flat plate*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 41, no. 12, pp. 1845-1855
- Blake W.K.: *Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration, Vol. I General Concepts and Elementary Sources*, ISBN 0-12-103501-8, Academic Press, Inc., 1986.
- Brown G.B. & Roshko A., 1974, *J. Fluid Mech.*, vol. 64, pp. 775.
- Bruun, H. H., 1995: *Hot-wire anemometry – Principles and signal analysis*, Oxford Science Publications, Oxford
- Chang, K.C., Hsieh, W.D., Chen, C. S., 1995: *A modified low-Reynolds-number turbulence model applicable to recirculating flow in pipe expansion*, Transactions of the ASME, Journal of Fluids Engineering, 117, pp. 417–423.
- Cooper, D., Jackson, D. C., Launder, B. E., Liao, G. X., 1993: *Impinging jet studies for turbulence model assessment – I. Flow-field experiments*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 36, no. 10, pp. 2675 - 2684.
- Craft, T. J., Launder, B. E., 1992: *New wall-reflection model applied to the turbulent impinging jet*, AIAA Journal, Vol. 30, pp. 2970-2972
- Craft, T. J., Graham, L. J. W., Launder, B. E., 1993: *Impinging jet studies for turbulence model assessment – II. An examination of the performance of four turbulence models*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 36, no. 10, pp. 2685-2697
- Craft, T. J., Launder, B. E., Suga, K., 1996: *Development and application of a cubic eddy-viscosity model of turbulence*, Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol. 17, pp. 108-115
- Crow, S. C., Champagne, F. H., 1971: *Orderly structure in jet turbulence*, Journal of Fluid Mechanics, vol. 48, part 3, pp. 547-591
- Cvetinovic D. B., Ukai M., Nakabe K., Suzuki K., 2000: *“Visualizations on Flow Structures of a Self-Sustained Oscillating Jet and its Enhanced Region of Impingement Heat Transfer”*, 9th. International symposium on flow visualization, Edinburgh, Scotland, 22-25 Avgust 2000.
- Cvetinović D. 2002: *Eksperimentalno istraživanje karakteristika osnosimetričnog turbulentnog mlaza modifikovanog samopobudnim zvučnim oscilacijama*, magistarski rad, Beograd, Mašinski fakultet, 2002., str. 76
- Cvetinovic D., Tihon J., Verjazka J., Drahos J., 2004: *“Effect of external excitations on the axisymmetrical air jet flow structures - investigations of the jet impinging on a flat surface”*, CHISA 2004, 22-26. August 2004, Prague, Czech Republic, P5.236, ISBN 80-86059-40-5

- Cvetinovic D., Tihon J., Verjazka J., Drahos J., 2004: "Effect of external excitations on the axisymmetrical air jet flow structures - Investigations of the Free Jet", CHISA 2004, 22-26. August 2004, Prague, Czech Republic, P5.237, ISBN 80-86059-40-5
- Cvetinović D., Ukai M., Nakabe K., Suzuki K., 2006: "Velocity Measurements and Flow Structure Visualizations of a Self-sustained Oscillating Jet", *Thermal Science* 2006 Volume 10, Issue 2, Pages: 113 - 125
- Cvetinović D., Čantrak S., Tihon J., Drahoš J., 2009: "Frekventni odziv turbulentnog osnosimetričnog mlaza vazduha na modifikaciju zvučnim oscilacijama iz spoljašnjeg izvora pobude", *Termotehnika* 2009, vol. 35, br. 3-4, str. 205-219
- Cvetinović D., Čantrak S., Stefanović P., Marković Z., Jovanović R., Erić M., 2011: "Turbulent Axisymmetric Self-Sustained Oscillating Air Jet Flow Characteristics", *Proceedings of III International Symposium Contemporary Problems of Fluid Mechanics*, May 12-13th, 2011., University of Belgrade, Faculty of Mechanical Engineering, Serbia
- Cvetinović D., Čantrak S., Stefanović P., Marković Z., Jovanović R., Spasojević V., 2011: "Effect of Externally Supplied Excitations on the Flow Structures of the Free Turbulent Axisymmetric Air Jet", *Proceedings of III International Symposium Contemporary Problems of Fluid Mechanics*, May 12-13th, 2011., University of Belgrade, Faculty of Mechanical Engineering, Serbia
- Cvetinović D., Čantrak S., Stefanović P., Marković Z., Živković N., Erić M., 2011: "Effect of Externally Supplied Excitations on the Turbulent Axisymmetric Air Jet Impinging on a Flat Surface ", *Proceedings of III International Symposium Contemporary Problems of Fluid Mechanics*, May 12-13th, 2011., University of Belgrade, Faculty of Mechanical Engineering, Serbia
- Diden, N., Ho, C.-M., 1985: *Unsteady separation in a boundary layer produced by an impinging jet*, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 160, pp. 235-256
- Downs, S. J., James, E. H., 1987: *Jet impingement heat transfer - a literature survey*, Paper 87-HT-35 presented at National Heat Transfer Conference, Pittsburgh, Pennsylvania, August 9-12
- Eckert E.R.G., 1986: *Energy Separation in Fluid Streams*, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 13, No. 2, pp. 127-143
- Eckert E.R.G., 1987: *Cross Transport of Energy in Fluid Streams*, *Thermo and Fluid Dynamics*, vol. 21, No. 2-3, pp. 73-81
- Fluent 6.1.18 User's Guide, Volumes 1-5, Fluent Inc., 2002.
- Fox, M. D., Kurosaka, M., Hedges, L., Hirano, K., 1993: *The influence of vortical structures on the thermal field of jet.*, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 255, pp. 447-472

- Gardon, R., Akfirat, J. C., 1965: *The role of turbulence in determining the heat transfer characteristics of impinging jets*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 8, pp. 1261-1272
- Gau, C., Sheu, W. Y., Shen, C. H., 1997: *Impingement cooling flow and heat transfer under acoustic excitations*, Journal of heat transfer, vol. 119, pp. 810-817
- Gardon R., Cobonpue J., 1962: *Heat Transfer Between a Flat Plate and Jets of Air impinging on it*, Int.Developments in Heat transfer, Proc. 2nd Int. Heat Transfer Conference, pp. 454-460. ASME, New York
- Goldstein R.J., Behbahani A.I., Kieger Heppelmann K, 1986,: *Streamwise Distribution of the Recovery Factor and the Local Heat Transfer Coefficient to an Impinging Circular Air Jet*, Int.J.Heat Mass Transfer Vol. 29, No. 8, pp. 1227-1235
- Goldstein R.J., Sobolik K.A., Seol W.S , 1990: *Effect of Entrainment on the Heat Transfer to a Heated Circular Air Jet Impinging on a Flat Surface*, ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 112, No. 3, pp. 185-192
- Goldstein, R. J., Timmers, J. F., 1982: *Visualization of heat transfer from arrays of impinging jets*. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 25, pp. 1857-1868
- Hasan M.A.Z. and Hussain A.K.M.F., 1979: *A Formula for Resonance Frequencies of a Whistler Nozzle*, J. Acoust. Soc. Am., No. 65(5), pp. 1140-1142
- Hassan, M.A.Z., Hussain, A.K.M.F., 1982: *The self excited axisymmetric jet*, Journal of Fluid Mechanics, vol. 115, p. 59
- Hill Jr W.G., Greene P.R., 1977: *Increased Turbulent Jet Mixing Rates Obtained by Self-Excited Acoustic Oscillations*, Joint Applied Mechanics, Fluid Engineering & Bioengineering Conference, New Haven, June 15-17, Paper No. 77-FE-18 – Trans. A.S.M.E. I. J. Fluids Engng. 99, 520
- Ho, C.-M., Huang, L.-S., 1982: *Subharmonics and vortex merging in mixing layers*, Journal of Fluid Mechanics, vol. 119, pp. 443-473
- Ho, C.-M., Huerre, P., 1984 : *Perturbed free shear layers*, Annual Review of Fluid Mechanics, vol. 16, pp. 365-424
- Ho, C.-M., Nosseir, N. S., 1981: *Dynamics of an impinging jet. Part 1. The feedback phenomenon*, Journal of Fluid Mechanics, vol. 105, pp. 119-142
- Hoogendoorn, C. J., 1977: *The effect of turbulence on heat transfer at a stagnation point*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 20, pp. 1333-1338
- Hollworth B.R.,Gero L.R., 1985: *Entrainment Effect on Impingement Heat Transfer: Part II – Local Heat transfer Measurements*, AMSE Journal of Heat transfer, Vol. 107, pp. 910-916
- Hosseinalipour, S.M., Mujumdar, A.S., 1995: *Comparative evaluation of different turbulence models for confined impinging and opposing jet flows*, Numerical Heat Transfer, Part A 28 (1995) 647–666.

- Hrycak, P., 1981: Heat transfer from impinging jets – a literature review, *Report AFWAL-TR-81-3054, Flight Dynamics Laboratory, Air Force Wright Aeronautical Laboratories, Air Force System Command, Wright-Patterson AFB, Ohio 45433*
- Hsieh, W.D., Chang, K.C., 1996: Calculation of wall heat transfer in pipe-expansion turbulence flows, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 39 (18) (1996) 3813–3822.
- Husain, H. S., Bridges, J. E., Hussain, F., 1988: Turbulence management in free shear flows by control of coherent structures. in: *Transport phenomena in turbulent flows: theory, experiment and numerical simulation*, Eds: Hirata – Kasagi. Hemisphere Publ. New York
- Husain, H. S., Hussain, F., 1995: Experiments on subharmonic resonance in a shear layer, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 304, pp. 343-372
- Hussain, A. K. M. F., Clark, A. R., 1981: On the coherent structure of the axisymmetric mixing layer: a flow visualization study, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 104, pp. 263-294
- Hussain, A. K. M. F., Zaman, K. B. M. Q., 1980: Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation. Part 2. Coherent structure dynamics, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 101, part 3, pp. 493-544
- Hussain, A. K. M. F., Zaman, K. B. M. Q., 1981: The ‘preferred mode’ of the axisymmetric jet, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 110, pp. 39-71
- Hussain, A. K. M. F., 1983: Coherent structures – reality and myth, *Physics of Fluids*, vol. 26, no. 10, pp. 2816-2850
- Hussain A.K.M.F. and Hasan M.A.Z., 1983: The “Whistler-nozzle” Phenomenon, *J. Fluid Mech.*, vol. 134, pp. 431-458
- Hussain, A. K. M. F., 1986: Coherent structure and turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 173, pp. 303 - 356
- Jambunathan, K., Lai, E., Moss, M. A., Button, B. L., 1992: A review of heat transfer data for single circular jet impingement, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 13, no. 2, pp. 106 - 115
- Jovanović R., Cvetinović D., Stefanović P., Swiatkowski B., 2008: Modeliranje turbulentnog dvofaznog toka aero-smeše spraćenog uglja u gorioničkim kanalima sa jednostepenim turbulatorima, *FME Transactions*, vol. 36, br. 2, str. 67-74
- Jovanović R., Rašuo B., Stefanović P., Cvetinović D., Swiatkowski B.: "Numerical investigation of pulverized coal jet flame characteristics under different oxy-fuel conditions", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Volume 58, Issues 1–2, March 2013, Pages 654–662, <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.11.070>

- Kataoka, K., Ase, H., Sako, N., 1988: *Unsteady aspects of large-scale coherent structures and impingement heat transfer in round air jets with and without controlled excitation*, International journal of Engineering Fluid Mechanics, vol. 1, pp. 365-382
- Kataoka, K., Suguro, M., Degawa, H., Maruo, K., Mihata, I., 1987: *The effect of surface renewal due to large-scale eddies on jet impingement heat transfer*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 30, no. 3, pp. 559-567
- Kataoka K., 1994: *Impingement Heat Transfer Augmentation Due to Large Scale Eddies*, Proceedings of the 10th International Heat Transfer Conference, Brighton, England UK, pp. 255-273
- Landreth, C. C., Adrian, R. J., 1990: *Impingement of a low Reynolds number turbulent circular jet onto a flat plate at normal incidence*, Experiments in Fluids, vol. 9, pp. 74-84
- Lam, C.K.G., Bremhost, K., 1981: *A modified form of the $k-\varepsilon$ model for prediction wall turbulence*, Transactions of the ASME, Journal of Fluids Engineering 103 (1981) 456-460.
- Launder, B.E., Sharma, B.I., 1974: *Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc*, Letters in Heat and Mass Transfer 1 (1974) 131-138.
- Lee, J., Lee, S. J., 2000: *The effect of mlaznica configuration on stagnation region heat transfer enhancement of axisymmetric jet impingement*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 43, pp. 3497-3509
- Liu, T., Sullivan, J. P., 1996: *Heat transfer and flow structures in an excited circular impinging jet*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 39, pp. 3695-3706
- Lytle, D., Webb, B. W., 1994: *Air jet impingement heat transfer at low mlaznica-plate spacings*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 37, pp. 1687 - 1697
- Manbo T., Ukai M., Cvetinovic D., B., Inaoka K., Nakabe K. and Suzuki K., 1999: *“Impingement Heat Transfer of an Acoustically Oscillating Jet through a Geometrically Modified Nozzle”*, JSME-Kansai, Kansai Univ. in Osaka (1999-03).
- Martin, H., 1977: *Heat and mass transfer between impinging gas jets and solid surfaces*, Advances in Heat Transfer, (Eds.: Irvine Jr., T. F., Hartnett, J. P.), Academic Press, New York, vol. 13, pp. 1-60
- Michalke, A., 1965: *On spatially growing disturbance in an inviscid shear layer*. Journal of Fluid Mechanics, vol. 23, pp. 521-544
- Mladin, E. C., Zumbrennen, D. A., 1994: *Nonlinear dynamics of laminar boundary layers in pulsatile stagnation flows*, Journal of Thermophysics and Heat Transfer, vol. 8, pp. 514 - 523

- Mladin, E. C., Zumbrennen, D. A., 1995: *Dependence of heat transfer to a pulsating stagnation flow on pulse characteristics*, Journal of Thermophysics and Heat Transfer, vol. 9, pp. 181 - 192
- Moffat R.J., 1962: *Gas temperature Measurement, Temperature: Its Measure and Control in Science and Industry*, Rheinhold, New York, p. 553
- Nakabe, K., Higashio, A., Chen, W., Suzuki, K., 1998: *An experimental study on the flow and heat transfer characteristics of longitudinal vortices induced by an inclined impinging jet into a crossflow (Measurement of heat transfer coefficient using thermochromic liquid crystals)*. In: Heat Transfer 1998, Proc. of 11th IHTC, vol. 5, August 23-28, Kyongju, Korea
- Nakabe K., Cvetinovic D., Ukai M. and Suzuki K., 2000: “*Jet Impingement Heat Transfer Modified by Self-sustained Acoustic Oscillation*”, Proceedings of the Seminar on Integrated Engineering -Engineering Advances at the Dawn of the 21st Century-, Faculty of Engineering, pp. 381-388, National University of Singapore, December 8-9 (2000).
- Olsson, M., Fuchs, L., 1998: *Large eddy simulations of a forced semiconfined circular impinging jet*, Physics of Fluids, vol. 10, pp. 476-486
- Orlandi, P., Verzicco, R., 1993: *Vortex rings impinging on walls: axisymmetric and three-dimensional simulations*, Journal of Fluid Mechanics, vol. 256, pp. 615-646
- Patel, V.C., Rodi, W., Scheuerer, G., 1985: *Turbulence models for near-wall and low Reynolds number flows: a review*, The American Institute of Aeronautics and Astronautics 23 (9) (1985) 1308–1319.
- Paschereit, C. O., Wygnanski, I., Fiedler, H. E., 1995: *Experimental investigation of subharmonic resonance in an axisymmetric jet*, Journal of Fluid Mechanics, vol. 283, pp. 365 - 407
- Plat, S., Huang, B., Mujumdar, A.S., Douglas, W.J., 1989: *Numerical flow and heat transfer under impinging jets*, Annual Review of Numerical Fluid Mechanics and Heat Transfer 2 (1989) 157–197.
- Popiel, C. O., Trass, O., 1991: *Visualization of a free and impinging round jet*, Experimental Thermal and Fluid Science, vol. 4, pp. 253 - 264
- Schlichting, H., Gersten, K., 2000: *Boundary layer theory, 8th revised and enlarged edition*. Springer, Berlin
- Seol W.S., Goldstein R.J., 1997: *Energy Separation in a Jet Flow*, Journal of Fluid Engineering, vol.119, pp. 74-82
- Seol W.S., Goldstein R.J., 1998: *Visualization of the Effect of Acoustic Excitation on Vortex Structure and Energy Separation in Jets*, Heat Transfer 1998, Proceedings of 11th IHTC, August 23-28, 1998, Korea, Vol. 5, pp. 491-496

- Sheriff, H. S., Zumbrennen, D. A., 1994: *Effect of flow pulsations on the cooling effectiveness of an impinging jet*, Jour. of Heat Transfer, vol. 116, pp. 886 - 895
- Shi, Y.L., Ray, M.B., Mujumdar, A.S., 2002: *Computational study of impingement heat transfer under a turbulent slot jet*, Industrial & Engineering Chemistry Research 41 (18) (2002) 4643–4651.
- Stevanović Ž., 2008: “Numerički aspekti turbulentnog prenošenja impulsa i toplote”, Mašinski fakultet, Univerzitet u Nišu: Grafika Galeb, ISBN 978-86-80587-81-3
- Thakre, S.S., Joshi, J.B., 2000: *CFD modeling of heat transfer in turbulent pipe flow*, The American Institute of Chemical Engineers 46 (9) (2000) 1798–1812.
- Ukai M., Cvetinovic D., Nakabe K. and Suzuki K., 2000: “Impingement Heat Transfer of a Self-Sustained Oscillating Jet through a Nozzle Having a Sudden Expansion Step (Further Report)”, JSME-Annual Meeting, Meijo Univ. Nagoya (2000-08).
- Vejražka, J., Marty, Ph., Sobolík, V., 2002: *Measurement of temperature fields by thermochromic liquid crystals*, CHISA 2002 – 15th International Congress of Chemical and Process Engineering, 25-29 August 2002, Prague, Czech Republic.
- Vejražka, J., 2002: *Experimental study of a pulsating round impinging jet*, PhD Thesis, Grenoble, France
- Walker, J. D. A., Smith, C. R., Cerra, A. W., Doligalski, T. L., 1987: *The impact of a vortex ring on a wall*, Journal of Fluid Mechanics, vol. 181, pp. 99 - 140
- Wang, S.J., Mujumdar, A.S., 2005: *A comparative study of five low Reynolds number $k-\epsilon$ models for impingement heat transfer*, Applied Thermal Engineering 25 (2005) 31–44
- Webb, B. W., Ma, C. F., 1995: *Single-phase liquid jet impingement heat transfer*. in Advances in Heat Transfer (edited by Irvine, T. F. Jr., Hartnett, J. P.), Academic Press, New York
- Yule, A. J., 1978: *Large-scale structure in the mixing layer of a round jet*, Journal of Fluid Mechanics, vol. 89, part 3, pp. 413-432
- Zaman, K. B. M. Q., Hussain, A. K. M. F., 1980: *Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation, Part 1. General jet response*, Journal of Fluid Mechanics, vol. 101, part 3, pp. 449-491
- Zuckerman, N. and Lior, N., 2006: *Jet impingement Heat Transfer: Physics, Correlations and Mathematical Modelling*, Advances in Heat Transfer, Volume 39, ISSN: 0065-2717, DOI: 10.1016-S0065-2717(06)39006-5, pp. 565-631
- Zumbrennen, D. A., Aziz, M., 1993: *Convective heat transfer enhancement due to intermittency in an impinging jet*, Journal of Heat Transfer, vol. 115, pp. 91 - 98
- <http://www.ansys.com/>
- <http://www.ingenta.com/>
- <http://ercoftac.mech.surrey.ac.uk/homepage.html>
- <http://www.uspto.gov/>

PRILOG 1 Kalibracija senzora sa užarenim vlaknom – HTL Kyoto

Teorijske postavke za kalibraciju senzora sa užarenim vlaknom

Anemometrija sa sensorom užarenim vlaknom (Hot Wire Anemometry) je zasnovana na konvektivnom prelaženju toplote sa užarenog elementa senzora. Prelaženje toplote sa užarenog senzora postavljenog u fluidni tok zavisi od osobina okolnog fluida (gustine ρ , viskoznosti μ , termičke provodljivosti k , specifične toplote c_p , ...) kao i od parametara fluidnog toka (vektora brzine U , temperature fluida T_a , pritiska p , ...).

Beskonačno dug element senzora

U prošlosti je postojala tendencija da se sve zavisnosti u prelaženju toplote izraze u obliku funkcije bezdimenzionih brojeva Nusselt (Nu), Reynolds (Re), Prandtl (Pr), Grashof (Gr) i Mach (M):

$$Nu = \frac{hD}{k}; \quad Pr = \frac{c_p \mu}{k}; \quad Re = \frac{\rho U D}{\mu}; \quad Gr = \frac{g \rho^2 D^3 \beta (T_w - T_a)}{\mu^2}; \quad M = \frac{U}{a}$$

gde su: h – koeficijent prelaženja toplote, k – termalna provodnost fluida, μ – viskoznost fluida, c_p – specifična toplota fluida, ρ – gustina fluida, g – ubrzanje sile zemljine teže, β – zapreminski koeficijent širenja, T_w – temperatura užarenog vlakna, T_a – temperatura okolnog fluida, U – brzina fluida, a – brzina zvuka i D – prečnik cilindričnog elementa.

U pionirskim radovima King, 1914., prelaženje toplote je obično izražavano u obliku:

$$Nu = A + BRe^{\frac{1}{2}} \quad (A1.1)$$

gde su A i B empirijske kalibracione konstante za svaki fluida. Kramers, 1946., objavljuje rezultat eksperimenta za žicu postavljenu u vazduh, vodu i ulje. Uzimajući temperaturu “filma” $T_f = (T_w + T_a)/2$ kao referentnu temperaturu za određivanje karakteristika fluida μ , ρ i k , dobio je zadovoljavajuće rezultate u opsegu $0,01 < Re < 10000$ i $0,71 < Pr < 1000$ u obliku:

$$Nu = 0.42Pr^{0.2} + 0.57Pr^{0.33}Re^{0.5} \quad (A1.2)$$

Na velikim brzinama u gasovima (više od 100 m/s u vazduhu), efekt stišljivosti u fluidu oko žice postaje značajan tako da Mahov broj M i specifična toplota c_p moraju da se razmatraju kao promenljive. U tokovima sa malom gustinom značajan parametar postaje Knudsen-ov broj, $Kn = \lambda/D$, gde je λ - srednji slobodni put molekula. Knudsen-ov broj je u odnosu sa Mahovim i Reynoldsovim brojem na sledeći način:

$$Kn = \left(\frac{\gamma\pi}{2} \right)^{0.5} \frac{M}{Re} \quad (A1.3)$$

gde je γ - odnos specifičnih toplota pri konstantnom pritisku i konstantnoj temperaturi. U tokovima pri veoma malim brzinama, prirodna konvekcija sa užarenog elementa postaje veoma značajan parametar. Taj efekat zavisi od vrednosti Grashof-ovog broja, Gr , i Collis i Williams, 1959., su zaključili za svoje eksperimente u vazduhu sa sensorima sa užarenim vlaknom sa velikim odnosom dužine i prečnika, l/D , da efekt prirodne konvekcije (buoyance efect) može biti zanemaren za $Re > Gr^{1/3}$.

Senzor konačne dužine

Prelaženje toplote sa senzora konačne dužine se razlikuje od prelaženja toplote sa beskonačno dugog senzora. Žica senzora je postavljena između držača senzora koji

su u poređenju sa dimenzijama senzora veoma masivni i zbog toga se najčešće uzima da je temperatura držača veoma bliska vremenski usrednjenoj temperaturi fluida, \bar{T}_a . Pošto žica ima značajno viši temperaturu od temperature okoline, postoji provođenje toplote na držače senzora koja prouzrokuje raspodelu temperature duž žice senzora. Ova raspodela temperature može biti određena za element žice senzora kao:

$$d\dot{Q}_e = d\dot{Q}_{pkonv} + d\dot{Q}_{kond} + d\dot{Q}_{rad} + d\dot{Q}_{akuml} \quad (A1.4)$$

gde je $d\dot{Q}_e$ - toplota generisana strujom kroz žicu senzora,

$d\dot{Q}_{pkonv}$ - toplota generisana prinudnom kovekcijom,

$d\dot{Q}_{kond}$ - toplota generisana kondukcijom,

$d\dot{Q}_{rad}$ - toplota generisana radijacijom,

$d\dot{Q}_{akuml}$ - uskladištena toplota.

Pojedini članovi u jednačini (A1.4) mogu biti opisani sledećim izrazima:

- toplota generisana električnom strujom, I , kroz element senzora

$$d\dot{Q}_e = \frac{I^2 \chi_w}{A_w} dx \quad (A1.5)$$

gde je χ_w – električni otpor materijala žice na temperaturi na kojoj je zagrejana žica T_w , dok je A_w – površina poprečnog preseka žice senzora.

- prinudna konvekcija sa žice može biti izražena pomoću koeficijenta prelaženja toplote h :

$$d\dot{Q}_{pkonv} = \pi Dh(T_w - T_a) dx \quad (A1.6)$$

- prelaženje toplote sa senzora:

$$d\dot{Q}_{kond} = -k_w A_w \frac{\partial^2 T_w}{\partial x^2} dx \quad (A1.7)$$

gde je k_w – termalna provodnost materijala žice na temperaturi T_w .

- radijacioni prenos toplote se može izraziti kao:

$$d\dot{Q}_{rad} = \pi D \sigma \varepsilon (T_w^4 - T_o^4) dx \quad (A1.8)$$

gde je σ - Stefan-Boltzman-ova konstanta, ε - emisivnost senzora, a T_o je temperatura okoline. U mnogim primenama anemometrije sa užarenim vlaknom vrednost ovog izraza je veoma mala tako da se najčešće zanemaruje.

- skladištena ili akumulirana toplota se može izraziti kao:

$$d\dot{Q}_{akum} = \rho_w c_w A_w \frac{\partial T_w}{\partial t} dx \quad (A1.9)$$

gde je ρ_w – gustina materijala žice a c_w – specifična toplota žice po jedinici mase.

Dobijamo zbirni izraz u sledećem obliku:

$$k_w A_w \frac{\partial^2 T_w}{\partial x^2} + \frac{I^2 \chi_w}{A_w} - \pi Dh(T_w - T_a) - \rho_w c_w A_w \frac{\partial T_w}{\partial t} = 0 \quad (A1.10)$$

Na osnovu ovih teorijskih postavki razvijeni su odgovarajući sofisticirani uređaju i senzori, optimizovane konstrukcije kojima se minimiziraju gubici toplote na senzorskom vlaknu kojima se veoma tačno mogu meriti strujna polja u fluidom toku.

Postupak i rezultati kalibracije senzora sa užarenim vlaknom

Za kalibraciju senzora sa užarenim vlaknom korišćen je kalibrator firme Kanomax, prikazanog na slici 4-21. Proces kalibracije se sastojao iz sledećih operacija:

- Postavljanje senzora u potrebni položaj u kalibratoru,
- Uravnoteženje anemometarskog mosta uz kompenzaciju otpora u provodnicima signala,
- Kalibracija.

Na osnovu pada pritiska u kalibracionoj komori, koja se merila preciznim kosim manometrom za male brzine i sa U-cevi za velike brzine, preko kalibracione zavisnosti moglo se precizno izračunati brzina koja se meri. Sa displeja anemometra se očitavalo pokazivanje senzora u voltima. Prilikom kalibracije i merenja brzina sa senzorom nije korišćen linearizator signala zbog veće tačnosti merenja.

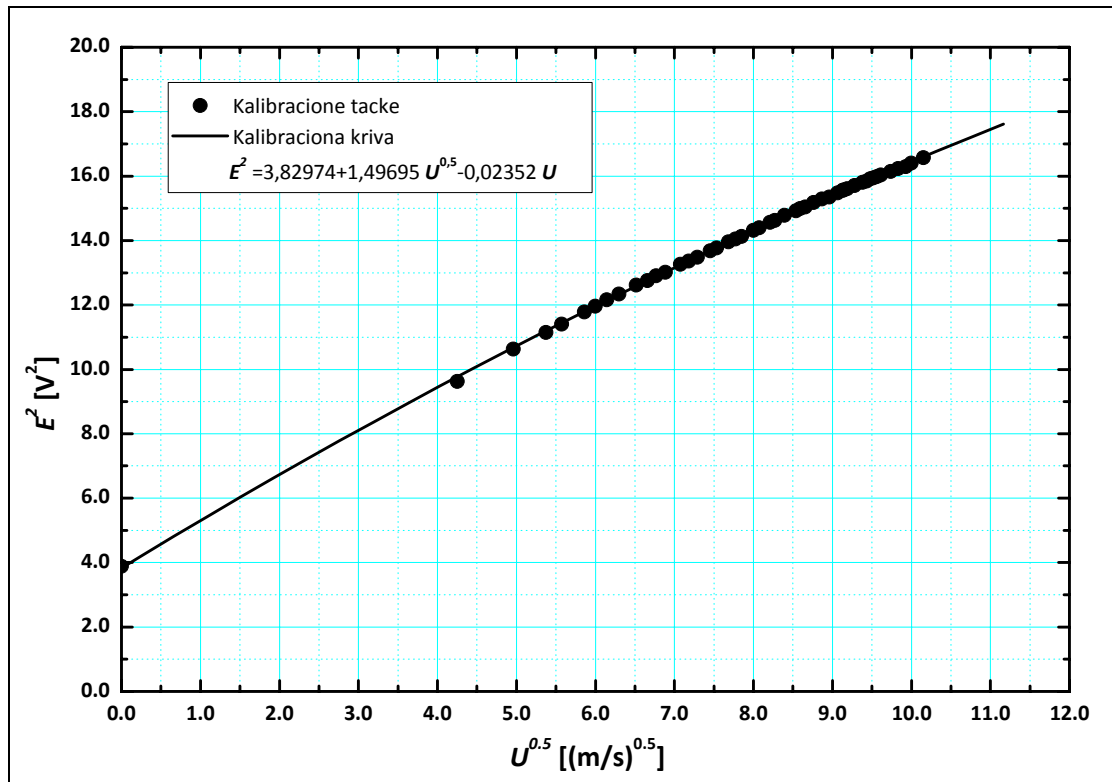
Napon sa senzora i brzina su prikazani u zavisnosti

$$E^2 = A + B\sqrt{U} + CU \quad (A1.11)$$

kao preporučenoj zavisnosti od strane mnogih autora za obezbeđivanje veoma visoke tačnosti merenja.

Na osnovu seta merenih veličina, metodom najmanjih kvadrata su se određivali koeficijenti A , B i C u prethodnoj jednačini.

Kalibraciona kriva sa kalibracionim podacima jednog od senzora koji je upotrebljen u merenjima brzine je prikazan na slici A1-1.



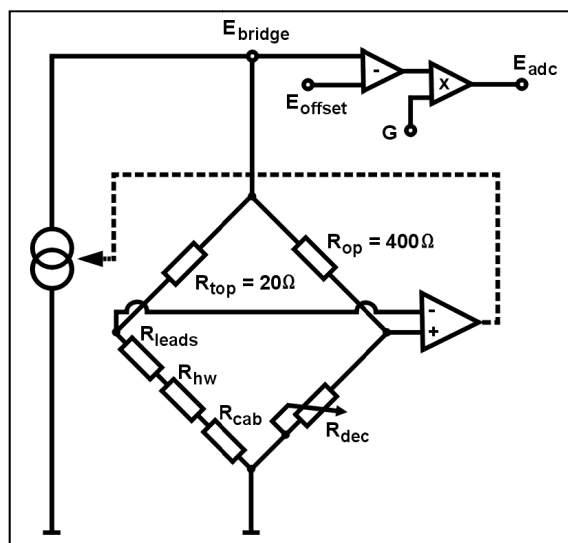
Slika A1-1 Kalibraciona kriva jednog od senzora sa užarenim vlaknom

Sa prikazane kalibracione zavisnosti se vidi da fitovana kriva izuzetno dobro prati kalibracione podatke u opsegu brzina koje su bile od interesa u našim eksperimentima. Primećuje se mali broj podataka za manje brzine zbog toga što ih je uz postojeći set mlaznica za kalibracioni uređaj bilo nemoguće ostvariti.

PRILOG 2 Kalibracija senzora sa užarenim vlaknom – ICPF Prag

Teorijske postavke za kalibraciju senzora sa užarenim vlaknom – Collis-Williams-ov zakon

Za kalibraciju senzora sa usijanim vlaknom i proračun brzina u ICPF-u je korišćen Collis-Williams-ov zakon, po metodi koju predlažu Jonáš i dr., 2000⁷. Ovaj zakon nije još zvanično prihvaćen u anemometrijskoj praksi i čak nije ni prikazan u specijalnoj monografiji posvećenoj anemometrija sa usijanim vlaknom, Brunn, 1995. Bio kako bilo, metoda ima nekih prednosti i relativno je jednostavna i zbog toga ušla u stalnu praksu u ICPF-u.



Slika A2-1 Wheatston-ov most – merno kolo

⁷ Procedura je standardna u Institutu za osnovne hemijske procese, Akademije nauka Češke Republike u eksperimentima sa anemometrom sa usijanim vlaknom i zbog toga je korišćena i u ovim istraživanjima. Pošto je način kalibracije različit od onog korišćenog u eksperimentima u Japanu, autor je dao osnovne teorijske osnove obe metode.

Merno anemometarsko električno kolo je prikazano na slici A2-1 da bi bili razjašnjeni simboli koji su korišćeni u daljem tekstu.

Ukupan otpor donje leve – merne grane Wheatston-ovog mosta se sastoji iz četiri različite otpora:

- R_{hw} , otpor mernog elementa zagrevanog električnom strujom;
- R_{cw} , otpor mernog elementa koji nije zagrevan (njegova temperatura je T_{cw});
- R_{cab} otpor kablova i konektora do samog mernog elementa;
- R_{leads} otpor delova senzora koji nisu merni element.

Postoje četiri značajne temperaturske vrednosti koje opisuju rasipanje električne snage na samom senzoru i prelaženja toplote sa žice na okolni vazduh:

- T_{hw} srednja temperatura mernog elementa, u modu kada je zagrevan;
- T_{cw} srednja temperatura mernog elementa u trenutku merenja “hladnog” otpora senzora, bez zagrevanja;
- T_{amb} srednja temperatura okoline, izvan graničnog sloja žice mernog elementa;
- $T_m = (T_{amb} + T_{hw})/2$ aritmetička srednja temperatura graničnog sloja žice mernog elementa.

Kada je senzor u funkciji, povratni mehanizam u mernom mostu uspostavlja napon mosta E_{bridge} zato što se otpor žice mernog elementa povećava od vrednosti R_{cw} na vrednost R_{hw}

$$R_{hw} = (1 + \alpha)R_{cw} \quad (A2.1)$$

gde α koeficijent pregrevanja žice mernog elementa, koji korisnik može sam podešavati promenom otpora promenljivog otpornika R_{dec} , slika A2-1. Otpor mernog elementa može da se odredi ako poznajemo vrednost temperature usijane žice senzora:

$$R_{hw} = [1 + \beta(T_{hw} - T_{cw})] R_{cw} \quad (A2.2)$$

gde je β koeficijent temperaturske osetljivosti otpora elementa senzora. Temperatura T_{hw} je dakle:

$$T_{hw} = T_{cw} + \frac{\alpha}{\beta} \quad (A2.3)$$

Napon mernog mosta, koji je meren preko kompjuterski upravljive A/D konvertora, je izlazni napon anemometra E_{adc} . Napon u gornjoj tački mosta je razumljivo:

$$E_{bridge} = \frac{E_{adc}}{G} - E_{offset} \quad (A2.4)$$

G je pojačanje signala korišćeno prilikom A/D konverzije, a E_{offset} je vrednost ofseta signala anemometra. Energija u jedinici vremena koja je predata sa žice elementa senzora konvekcijom na tok fluida je:

$$P = \frac{R_{hw} E_{bridge}^2}{(R_{hw} + R_{cab} + R_{leads} + R_{top})^2} \quad (A2.5)$$

Nuseltov broj žice elementa senzora se izračunava po formuli:

$$Nu_w = \frac{PD_w}{\pi L_w D_w \lambda_m (T_{hw} - T_{amb})} \quad (A2.6)$$

gde su L_w i D_w dužina i prečnik žice senzora a λ_m termalna provodnost vazduha. Collin-Williams-ov zakon pretpostavlja da je odnos između Nuseltovog i Reynoldsovog broja za element žice:

$$Nu_{hw} \cdot \left(\frac{T_m}{T_{air}} \right)^M = A + B Re_{hw}^N \quad (A2.7)$$

Odnos $(T_m/T_{air})^M$ predstavlja korekciju promene viskoznosti i termičke provodnosti vazduha u graničnom sloju oko žice senzora usled velikog gradijenta temperature u graničnom sloju. Vrednosti A , B , M i N su kalibracione konstante. Reynoldsov broj žice senzora, Re , se dobija rešavanjem jednačine A2.7. Brzina vazduha U se dalje dobija iz izraza za Reynoldsov broj:

$$Re_{hw} = \frac{UD_w}{\nu_m} \quad (A2.8)$$

Termalna provodnost vazduha, λ_m i kinematska viskoznost ν_m , koje figurišu u jednačinama (A2.6) i (A2.8), se referišu na srednju temperaturu graničnog sloja žice senzora T_m . Za njihovo izračunavanje su korišćene empirijske formule:

$$\lambda_m = 1.83 \times 10^{-4} T_m^{0.87}, \quad \nu_m = 7.36 \times 10^{-5} \frac{T_m^{1.75}}{p} \quad (A2.9), (A2.10)$$

u koje se vrednost temperature T_m stavlja u stepenima kelvina a termalna provodnost λ_m i kinematska viskoznost ν_m su redom u $Wm^{-1}K^{-1}$ i m^2s^{-1} , dok je p atmosferski pritisak u Pa.

Gore opisanom metodom se izračunava brzina U merenjem napona E_{adc} , ako su poznate kalibracione konstante A , B , M i N .

PRILOG 3 Energetski spektri signala – HTL Kyoto

Teorijske osnove za analizu signala

Signal u vremenskom domenu

Signal prikazan u funkciji vremena $x(t)$ predstavlja osnovu za analizu signala neke merne veličine dobijene kao odziv senzora na promenu vrednosti fizičke veličine za čije se merenje koristi.

Autokorelaciona funkcija se dobija pomeranjem funkcije signala u vremenskom domenu $x(t)$ za τ u vrednost $x(t+\tau)$, i definisana je izrazom

$$R_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x(t) x(t+\tau) dt \quad (A3.1)$$

Autokorelaciona funkcija je veoma efikasna sa stanovišta određivanja perioda nekog signala predstavljenog u vremenskom domenu. Za periodične signale, autokorelaciona funkcija dostiže ekstreme u tačno određenim intervalima.

Kros-korelaciona funkcija se dobija pomeranjem jednog signala u vremenskom domenu u odnosu na drugi za τ i može se izraziti kao

$$R_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x(t) y(t+\tau) dt \quad (A3.2)$$

Kros-korelaciona funkcija se najčešće koristi za utvrđivanje sličnosti ili vremenskog kašnjenja između dva signala u vremenskom domenu. Ako su dva signala po svom

karakteru totalno različita kros-korelaciona funkcija će se približavati nuli zavisno od vrednosti τ .

Signal u frekventnom domenu

Energija signala je podeljena u fiksne frekventne opsege, gde se energija svakog od njih može prikazati kao funkcija frekvencije. Ovo se naziva energetske spektrom signala. Najčešći način za određivanje funkcija u frekventnom domenu iz signala u vremenskom domenu je korišćenje Furijeove transformacije (Furier Transform). Furijeova transformacija se definiše na sledeći način za signal $x(t)$ u vremenskom domenu

$$X(f) = \int_0^{\infty} x(t) e^{-j2\pi ft} dt \quad (\text{Furijeova transformacija})$$

$$X(t) = \int_{-0}^{\infty} x(f) e^{j2\pi ft} df \quad (\text{inverzna Furijeova transformacija})$$
(A3.3)

Kompleksna funkcija $X(f)$ je Furijeov spektar signala u vremenskom domenu $x(t)$. Pošto se uvek izračunavanje ove funkcije provodi na konačnom broju podataka, ono što se ustvari izračunava se naziva diskretna Furijeova transformacija (Discrete Fourier Transform).

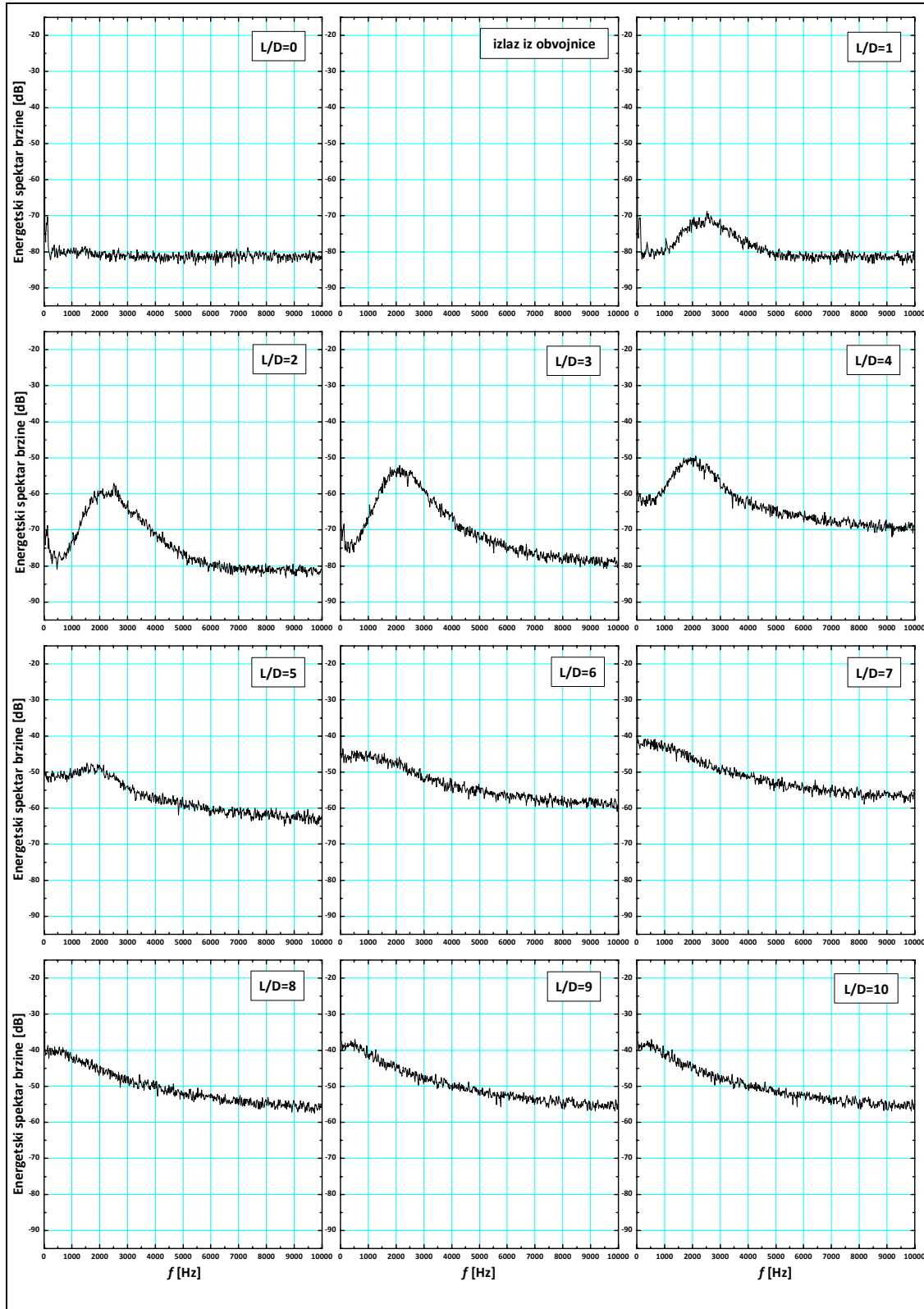
Energetski spektr signala, dakle, pokazuje diskretne energetske pikove na frekvencijama gde su grupisane energije u samom signalu.

Analiza energetske spektara signala brzine

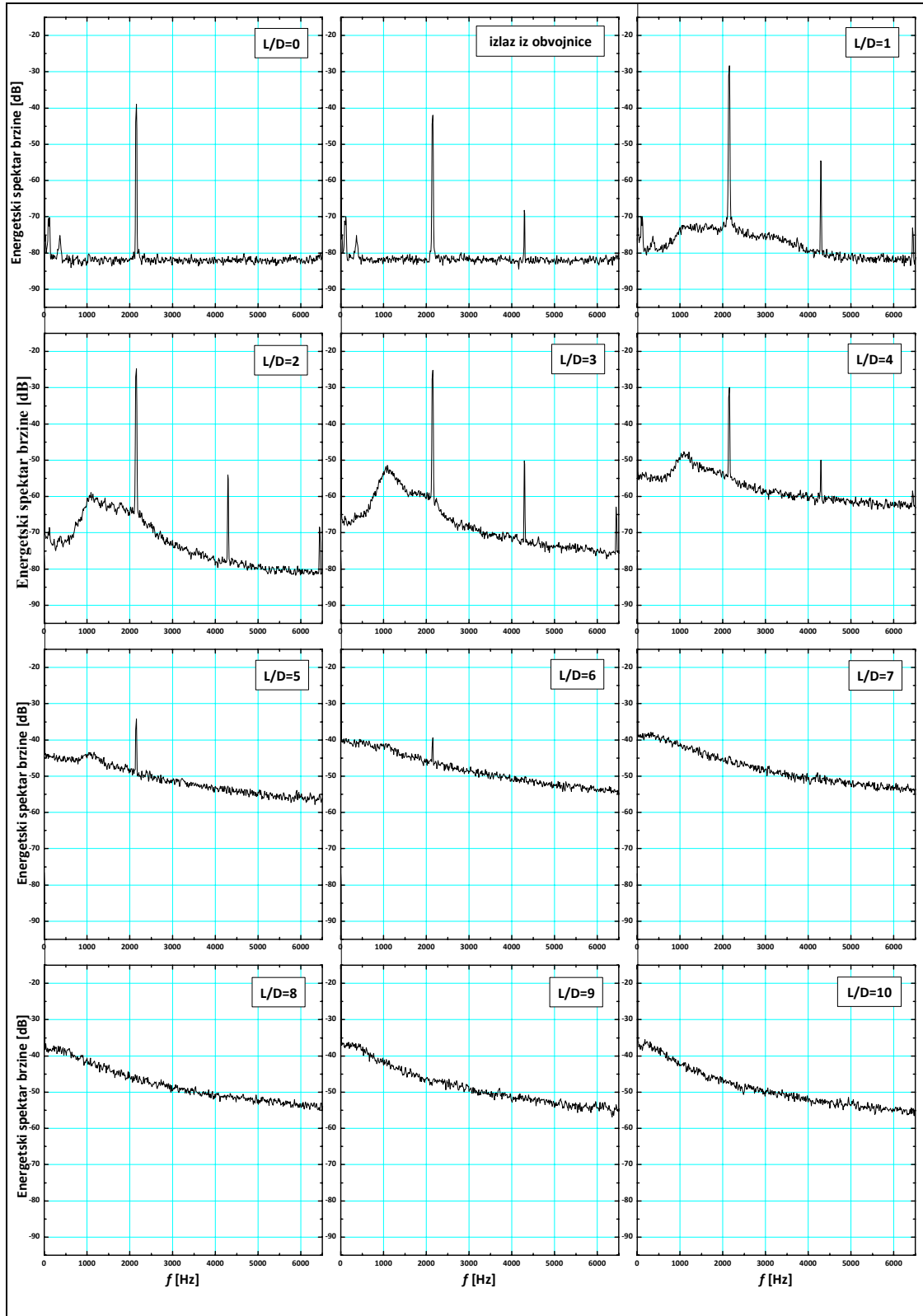
Signal sa senzora sa užarenim vlaknom i sa davača pritiska u ekeperimentima merenja pritiska je spojen na ulaz FFT analizatora koji je bio u mogućnosti da obradi signal i izračuna energetske spektar signala brzine, što je u mnogome skratilo posao na analizi signala. Energetski spektri su u uređaju računati primenom brze Furijeove transformacije (Fast Fourier Transform). Prikazani energetske spektri brzine su dobijeni usrednjavanjem 100 izračunatih energetske spektara, pri čemu se vodilo računa da frekvencija uzorkovanja bude odgovarajuća istraživanom problemu.

Energetski spektri signala brzine merene duž ose mlaza za više aksijalnih rastojanja od izlaznog preseka cevne mlaznice predstavljani su za cevnu mlaznicu dužine $L_p=6D$ na slici A3-1, za whistler mlaznicu $L_p=3D$ na slici A3-2, za whistler mlaznicu $L_p=6D$ na slici A3-3, za whistler mlaznicu $L_p=9D$ na slici A3-4 i za whistler mlaznicu $L_p=12D$ na slici A3-5. Reynoldsov broj strujanja u svim prikazanim slučajevima je iznosio 91000.

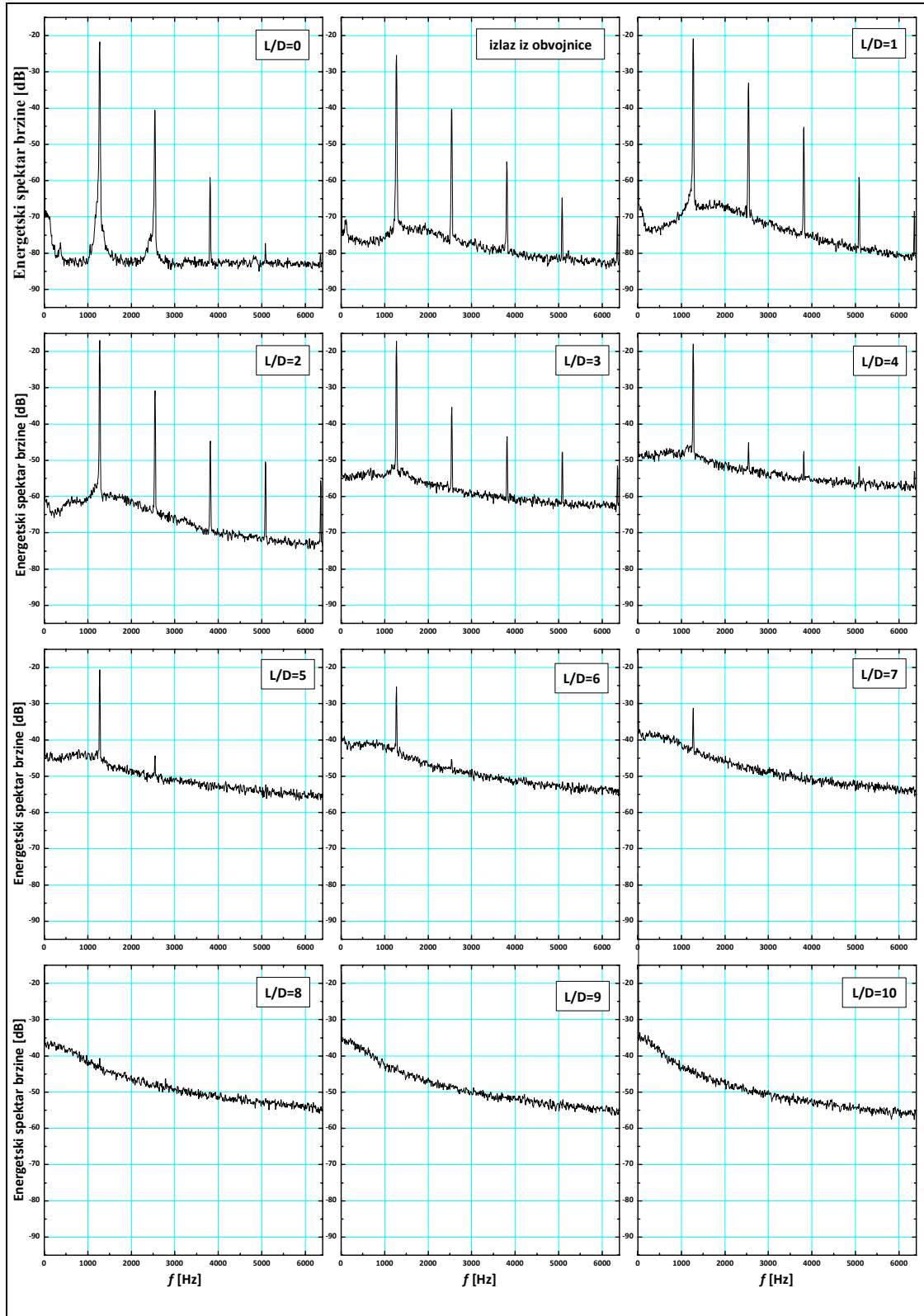
Sa slike A3-1 koja predstavlja energetske spektre cevne mlaznice bez prisustva obvojnice (energetski spektar u izlaznom preseku obvojnice zato nedostaje u prikazu, ali je zadržan zbog simetrije prikaza i lakšeg poređenja odgovarajućih dijagrama sa slučajevima samopobude), dakle, i bez zvučnih samopobudnih oscilacija u mlazu, uočava se da ne postoji dominantna frekvencija u kojoj je grupisana energija, tj. ne postoji dominantni vid kretanja. Uočava se pomeranje spektra ka višim nivoima energije što govori o povećanju turbulencije sa aksijalnim udaljenjem od izlaza iz mlaznice. Tendencija profila energetskog spektra na rastojanjima $L/D=1, 2, 3$ i 4 da gradi nešto nalik na pik, može se objasniti prirodnom frekvencijom mlaza pri datim geometrijskim i strujnim uslovima u eksperimentu. Neka tumačenja energetskih spektara dozvoljavaju kvalitativnu procenu strujanja temeljena na osnovu sagledavanja površine ispod krive energetskog spektra kao nivoa turbulencije. Pregledom prikazanih profila može se i na taj način zaključiti da je najveći nivo turbulencije na rastojanju $L/D=9$, i da se neznatno smanjuje na sledećem aksijalnom udaljenju $L/D=10$.



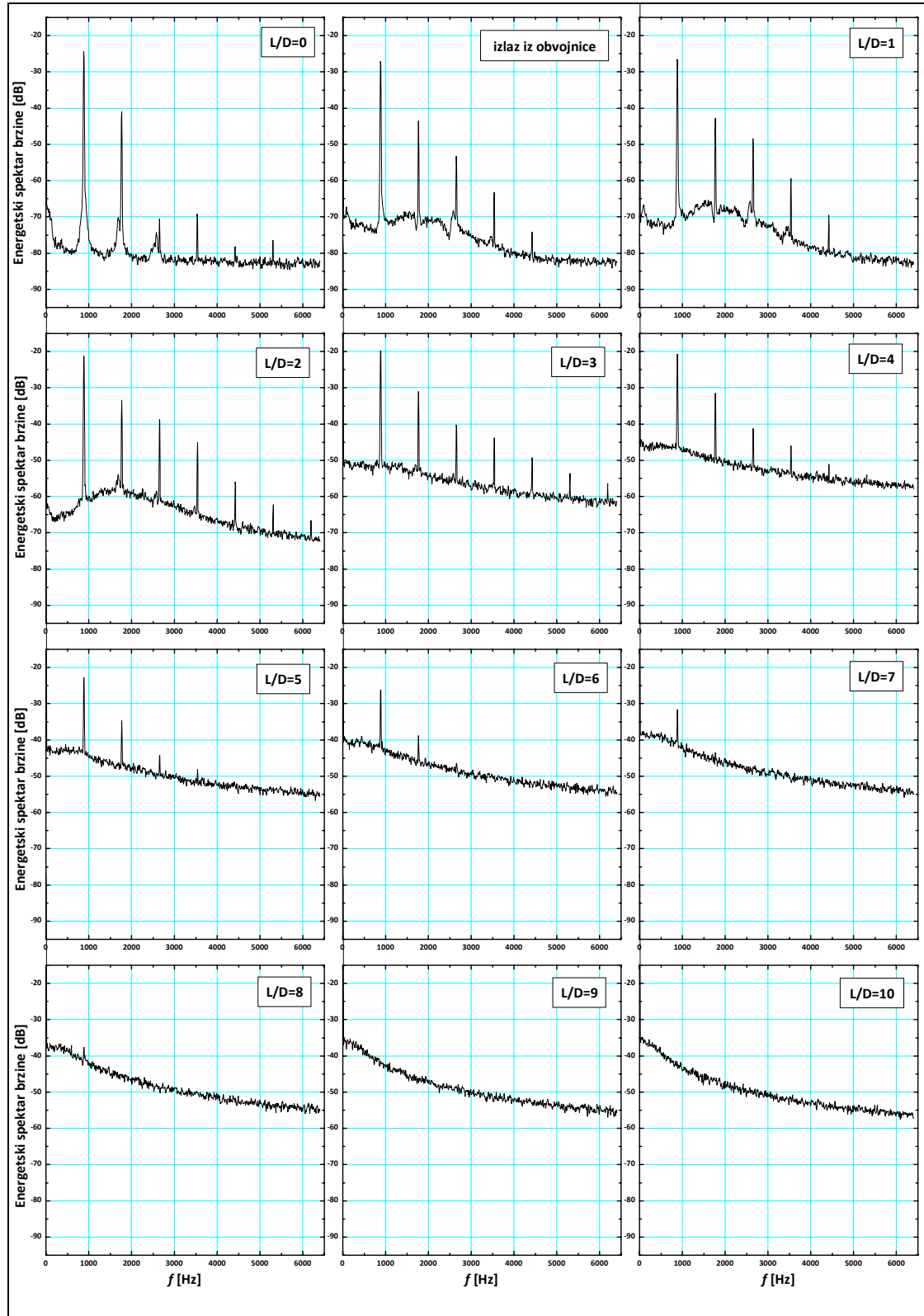
Slika A3-1 Energetski spektri signala brzine duž ose mlaza za cevnu mlaznicu $L_p=6D$ pri $Re=91000$ bez samopobude za više aksijalnih rastojanja od izlaza iz cevnog dela mlaznice



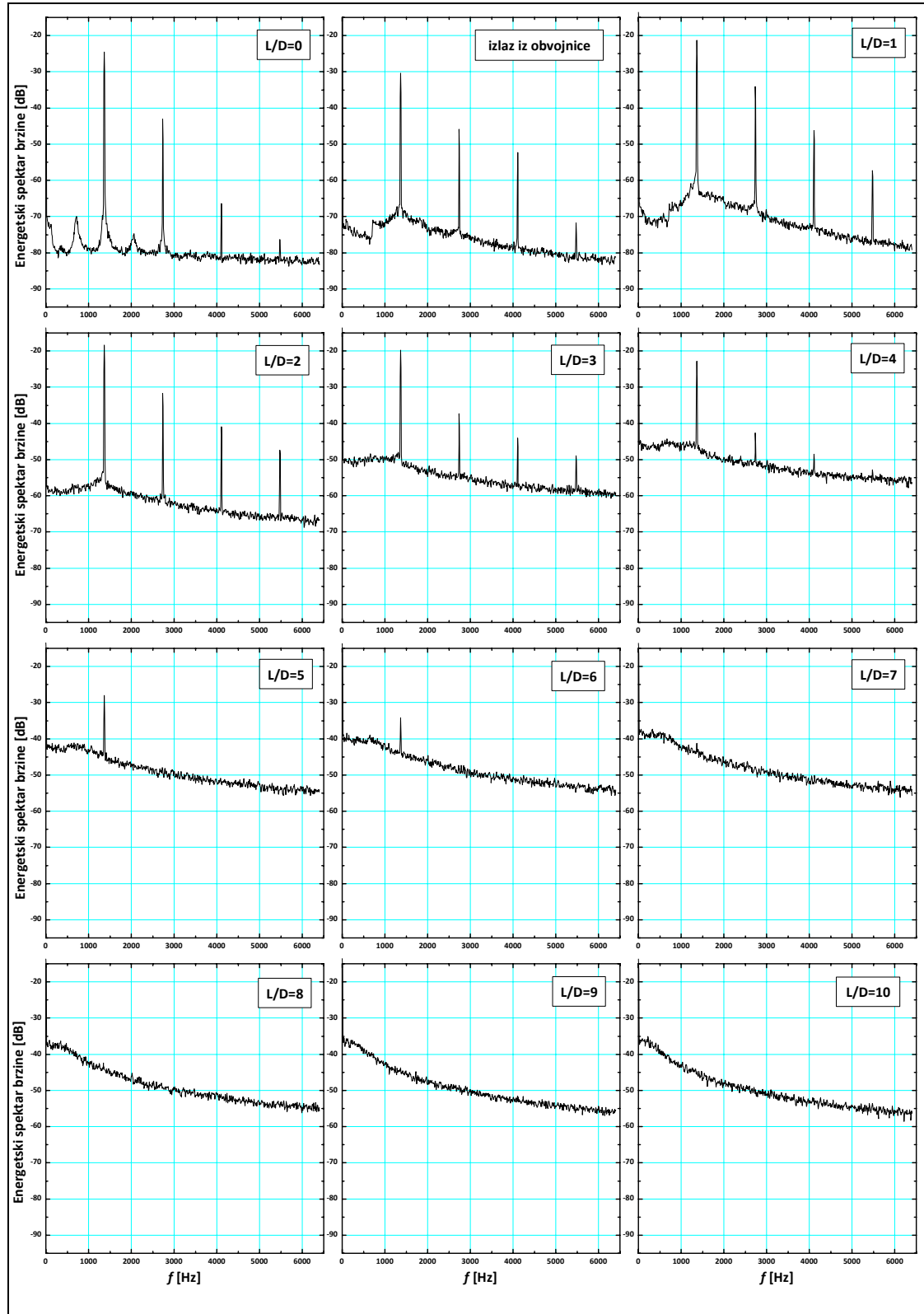
Slika A3-2 Energetski spektri signala brzine duž ose mlaza za whistler mlaznicu $L_p=3D$ pri $Re=91000$ za više aksijalnih rastojanja od izlaza iz cevnog dela mlaznice



Slika A3-3 Energetski spektri signala brzine duž ose mlaza za whistler mlaznicu $L_p=6D$ pri $Re=91000$ za više aksijalnih rastojanja od izlaza iz cevnog dela mlaznice



Slika A3-4 Energetski spektri signala brzine duž ose mlaza za whistler mlaznicu $L_p=9D$ pri $Re=91000$ za više aksijalnih rastojanja od izlaza iz cevnog dela mlaznice



Slika A3-5 Energetski spektri signala brzine duž ose mlaza za whistler mlaznicu $L_p=12D$ pri $Re=91000$ za više aksijalnih rastojanja od izlaza iz cevnog dela mlaznice

Slika A3-2 koja prikazuje energetske spektre whistler mlaznice (sa obvojnicom, odnosno uz prisustvo samopobudnih zvučnih oscilacija), sa cevnom delom mlaznice $L_p=3D$ i Reynoldsovim brojem strujanja istim kao i u svim drugim prikazanim eksperimentima $Re=91000$, pokazuje jasno izražen dominantni pik u energetskom spektru na frekvenciji $f=2140$ Hz. Na malim aksijalnim udaljenjima sve do $L/D=4$ postoje u energetskom spektru u viši harmonici sa frekvencijama $2f, 3f, \dots$, nastali slaganjem oscilatornih kretanja u mlazu, s tim što su ti pikovi manji, dakle nose manji nivo energije. Mlaz zadržava svoj oscilatorni karakter sve do aksijalnog udaljenja $L/D=6$, da bi već na sledećem udaljenju kretanje mlaza izgubilo karakter oscilatornog. Zanimljiva je pojava subharmonika $f=1070$ Hz na aksijalnim udaljenjima $L/D=2, 3, 4$ i 5 , koji po nekim tumačenjima govore na postojanje veoma izraženog procesa interakcije između vrtložnih struktura u mlazu.

Slika A3-3 koja prikazuje energetske spektre whistler mlaznice sa cevnom delom dužine $L_p=6D$ pokazuje najizraženiji vid kretanja u mlazu na frekvenciji $f=1270$ Hz, sa najvećom energijom grupisanom u njemu. Viši harmonici oscilatornog kretanja ostaju uočljivi sve do aksijalnog rastojanja od $L/D=6$, dok se oscilacije u mlazu zadržavaju sve do $L/D=8$. Na ovim profilima ne uočava se pojava subharmonika tj. interakcije između vrtložnih struktura.

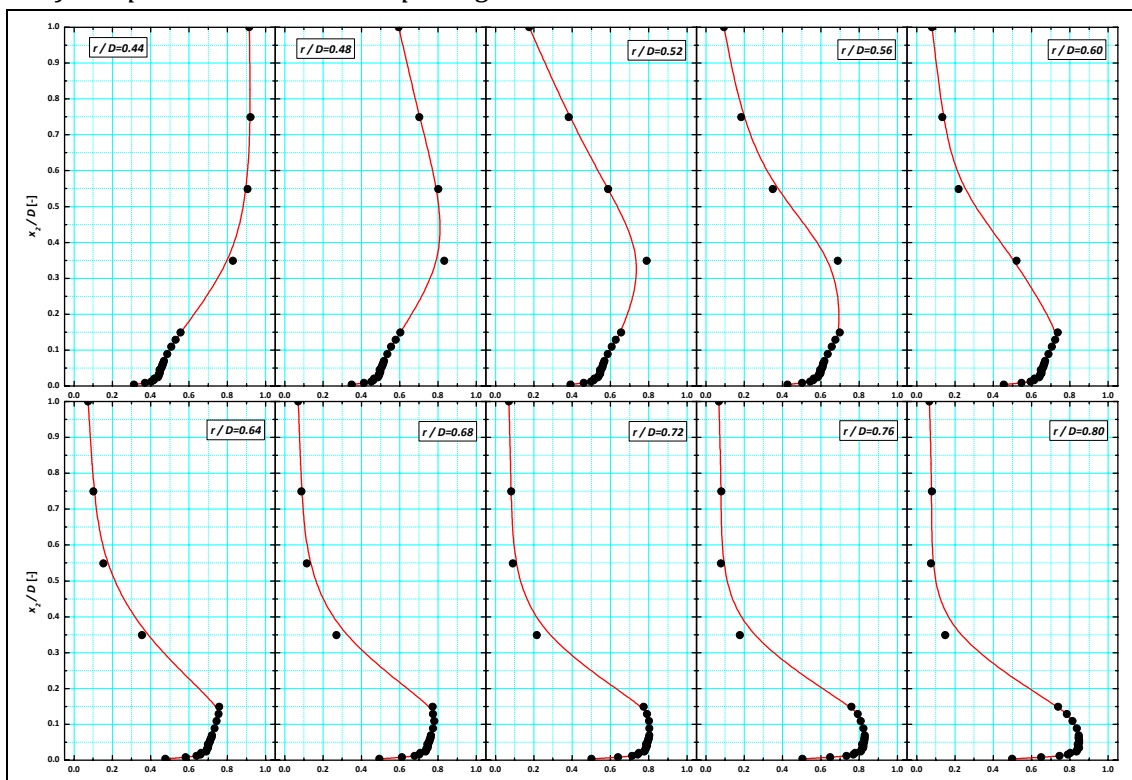
Slike A3-4 i A3-5 predstavljaju energetske spektre whistler mlaznica sa dužinama cevnog dela $L_p=9D$ i $L_p=12D$. Karakteristike spektara su slične po svom karakteru sa prethodno opisanim tako da ne zahtevaju posebna objašnjenja.

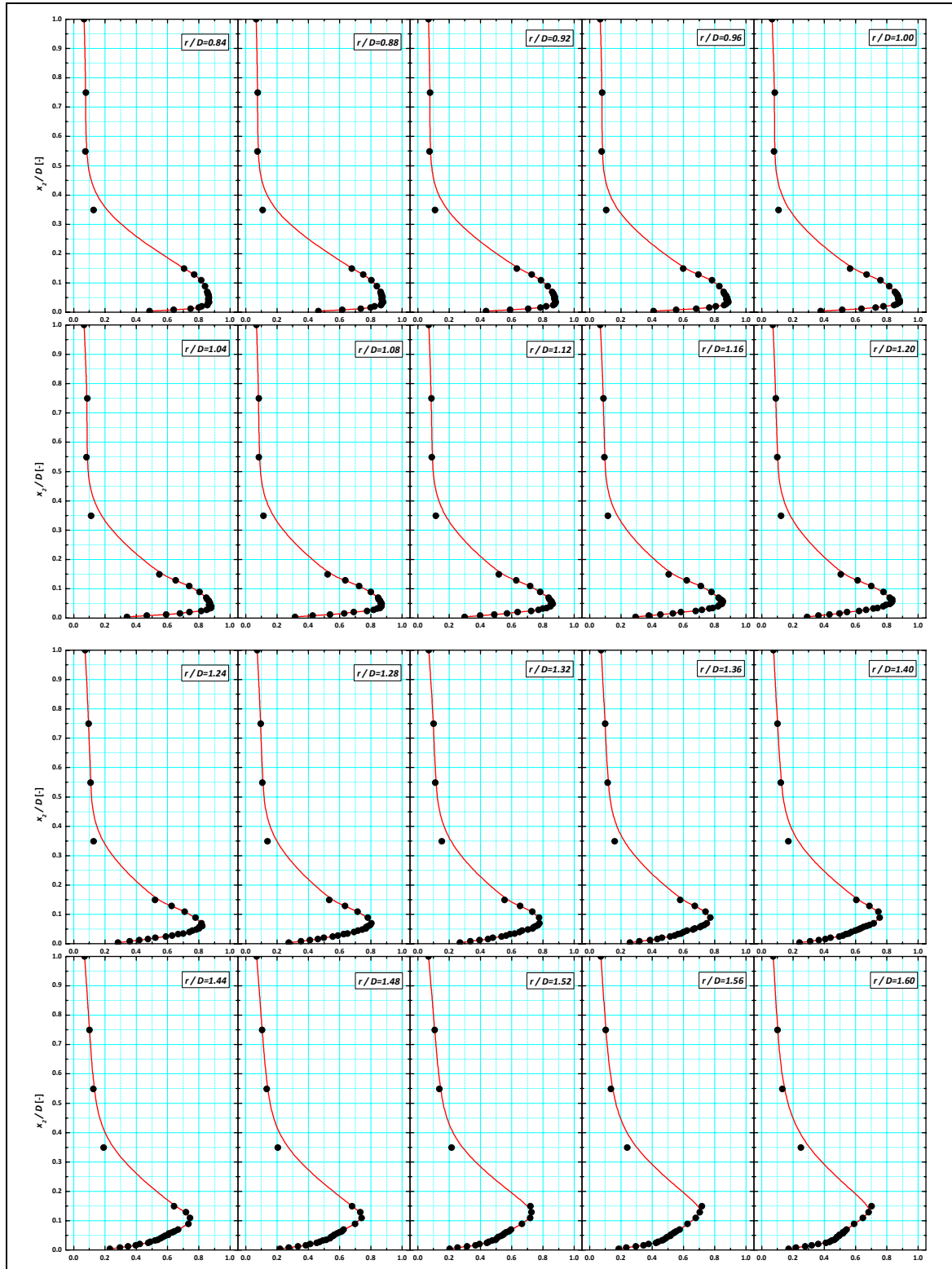
Ovde prikazana frekventna analiza signala brzine ukazuje na potrebu razdvajanja brzine na sledeće komponente $\tilde{U} = U + U_{\text{sinusno}} + u$, gde je U - srednja brzina, U_{sinusno} - oscilatorna komponenta (sinusna funkcija sa periodom zasnovanim na frekvenciji iz energetskog spektra) i u - fluktuaciona komponenta brzine. Ovakva analiza (koja bi morala da uključi specijalne uređaje i postupke analize wavelet transformacijom) je dosta komplikovana i filtriranje svakog od članova izrazito otežano, tako da je odlučeno da se ova analiza ne provodi u okviru ovih istraživanja. U velikoj većini najrelevantnijih radova u ovoj oblasti o ovom problemu takođe nije vođeno računa. Greška koja se na ovaj način uvodi u rezultate je takva, da se zadnja dva člana sa

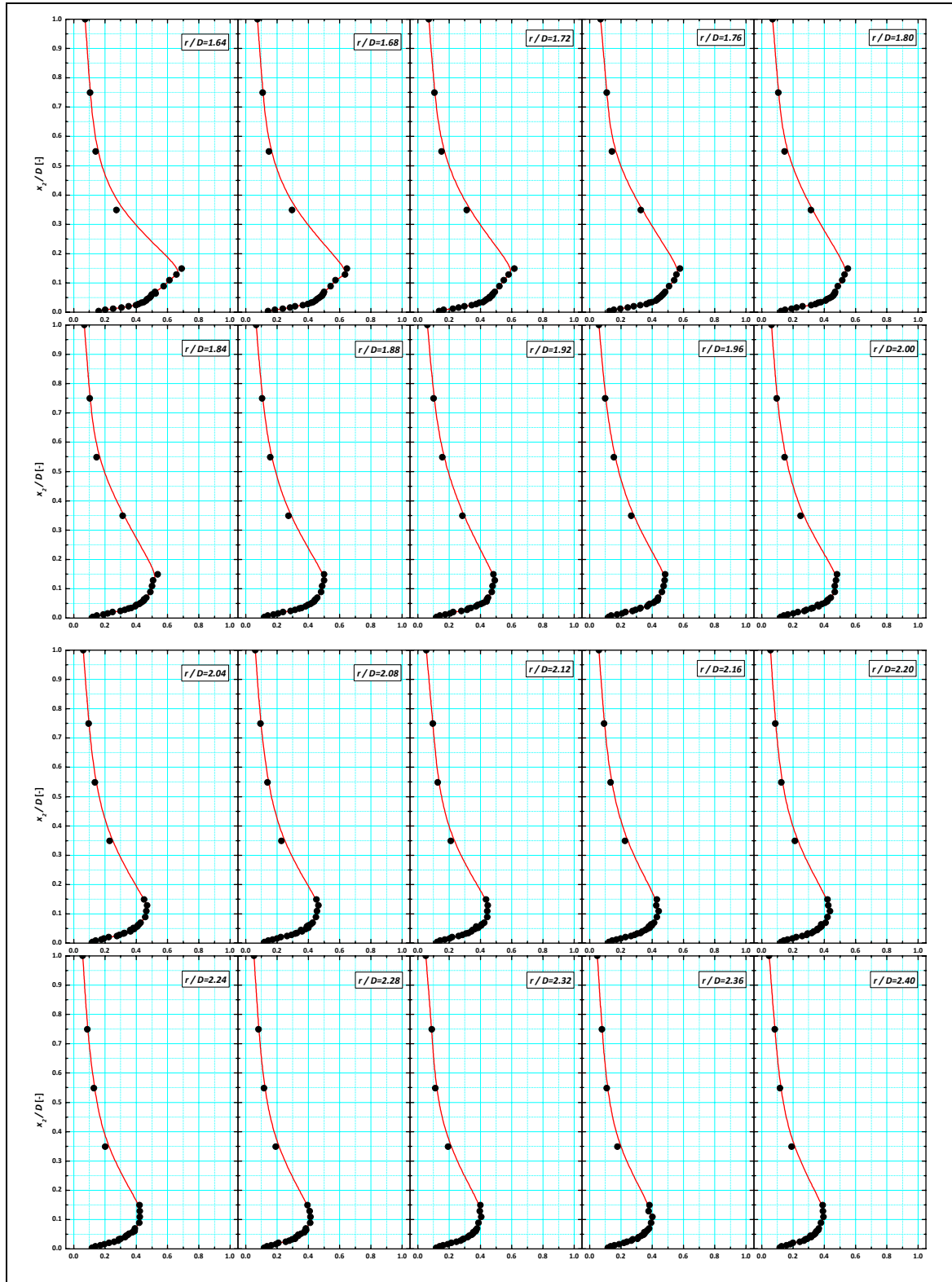
desne strane jednačine tretiraju kao fluktuaciona komponenta brzine, što, naravno, nije opravdano jer sinusoidno kretanje predstavlja jedan vid uređenog kretanja u fluidnom toku.

PRILOG 4 Profili srednje brzine u strujanju u graničnom sloju uz zid podloge – ICPF Prag

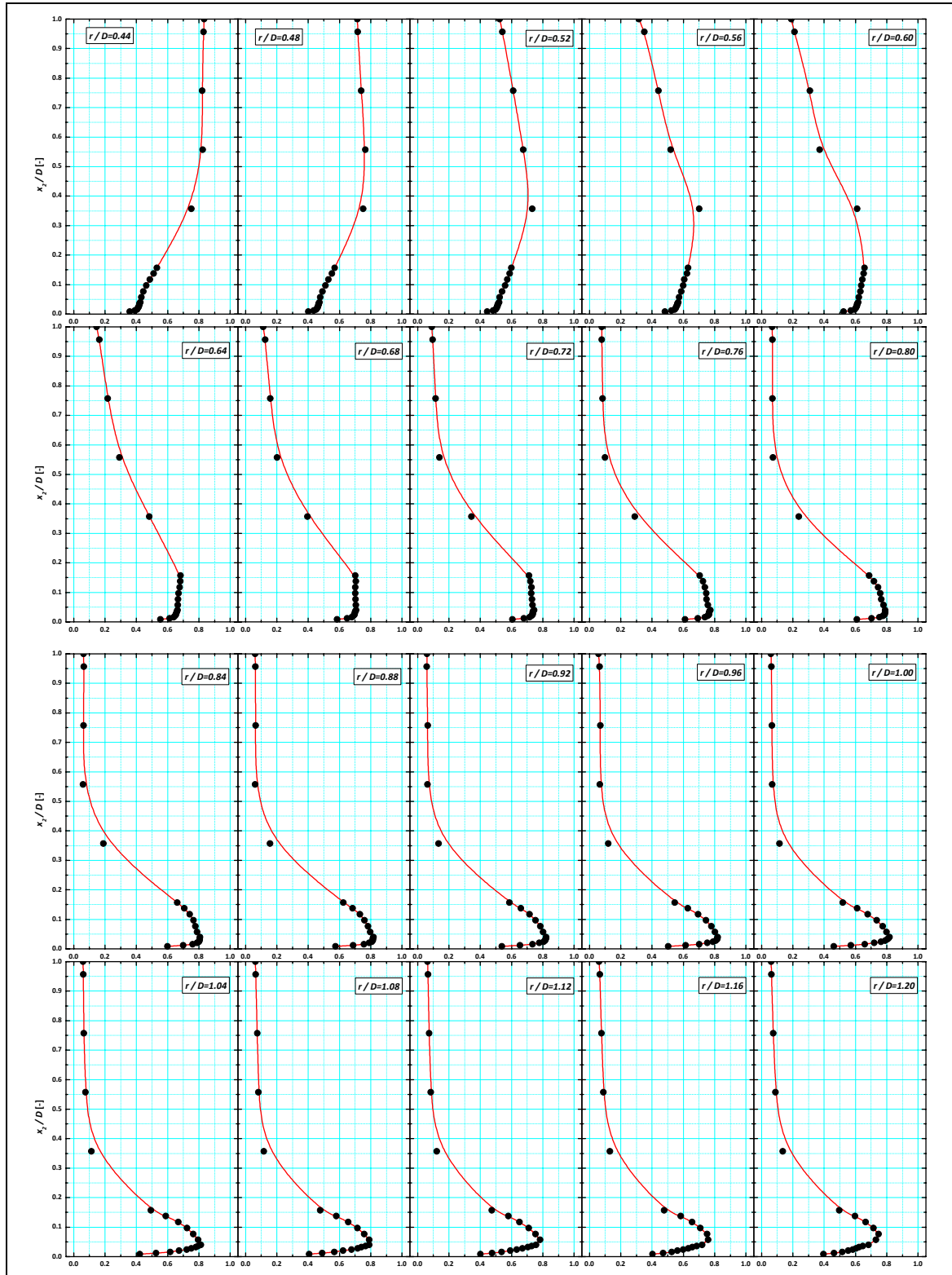
Da bi detaljnije proučili uticaj modifikacije zvučnim oscilacijama na brzinsko polje u strujanju uz zid udarne podloge prikazaćemo set eksperimentalnih rezultata merenja u prvim $x_2/D=1$ uz zid udarne podloge. Merenje je izvršeno u velikom broju merenih mesta u polju strujanja jednodimenzionalnim senzorom sa užarenim vlaknom koji je u mogućnosti da meri apsolutnu brzinu na poziciji senzora bez znanja o napadnom uglu vektora brzine. To može uneti malu nesigurnost u tačnost izmerenih rezultata, ali je intuitivno jasno da ne može biti velikih grešaka jer su strujnice paralelne sa zidom podloge.

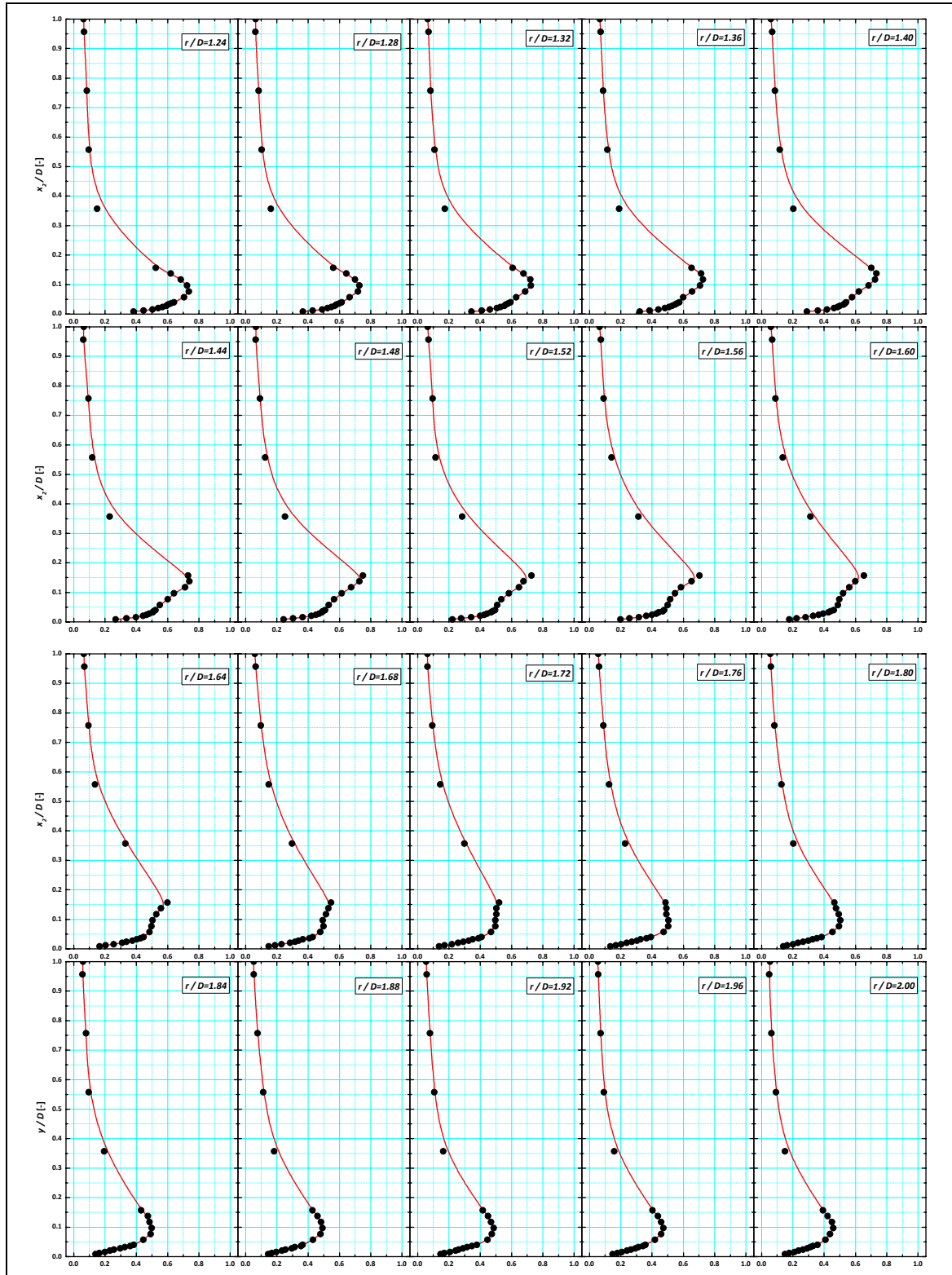


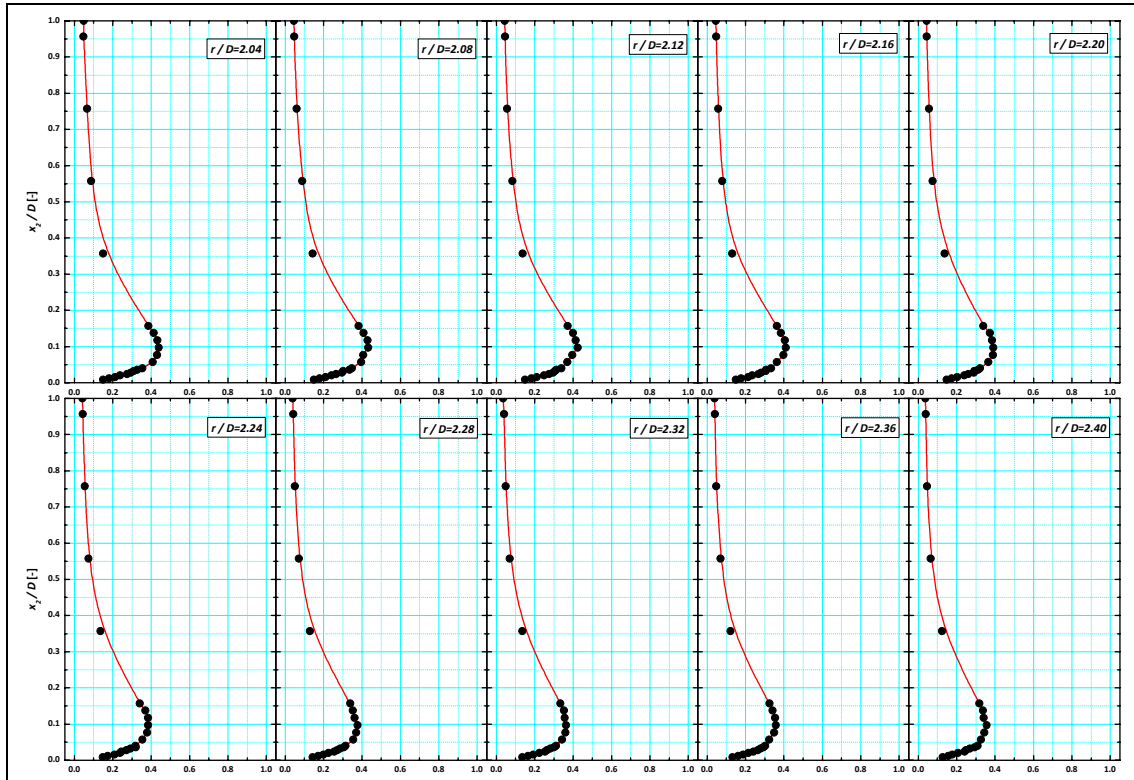




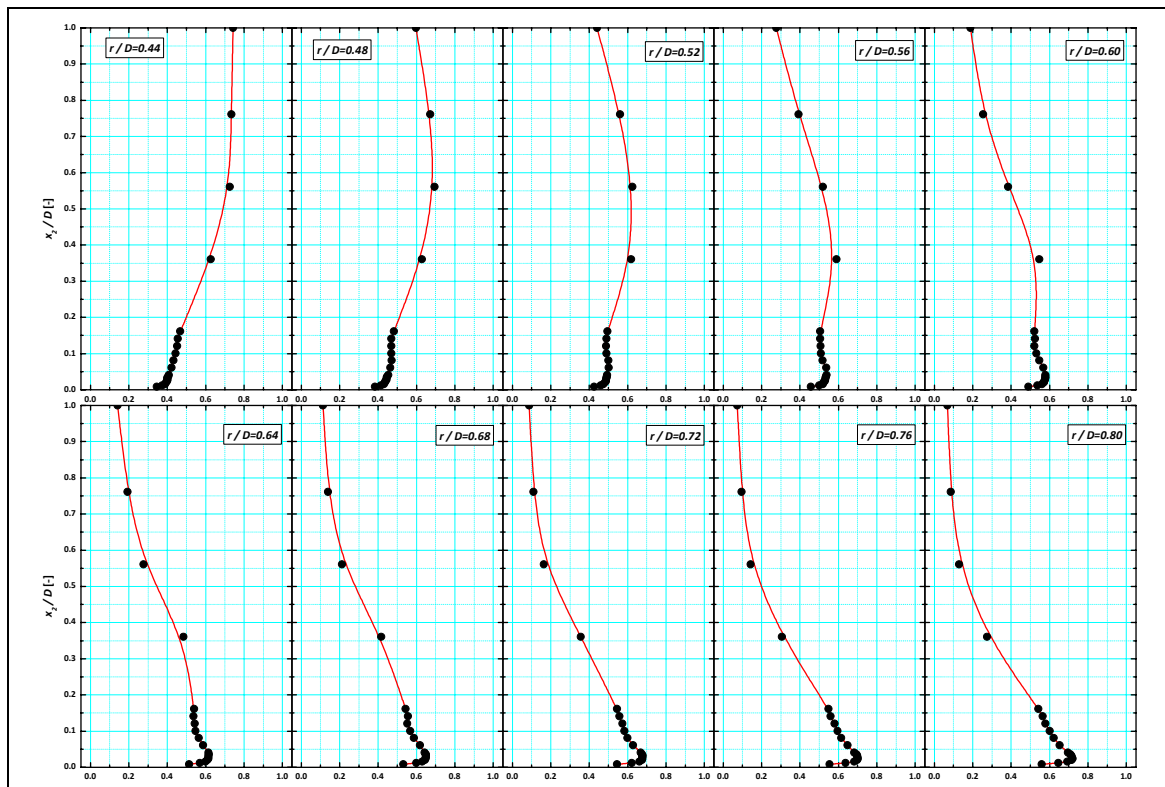
Slika A4-1 Profili srednje brzine na različitim radialnim udaljenjima od ose mlaza - bez zvuka; $Re=10000$; $r/D=0.44-2.40$; $L/D=2$

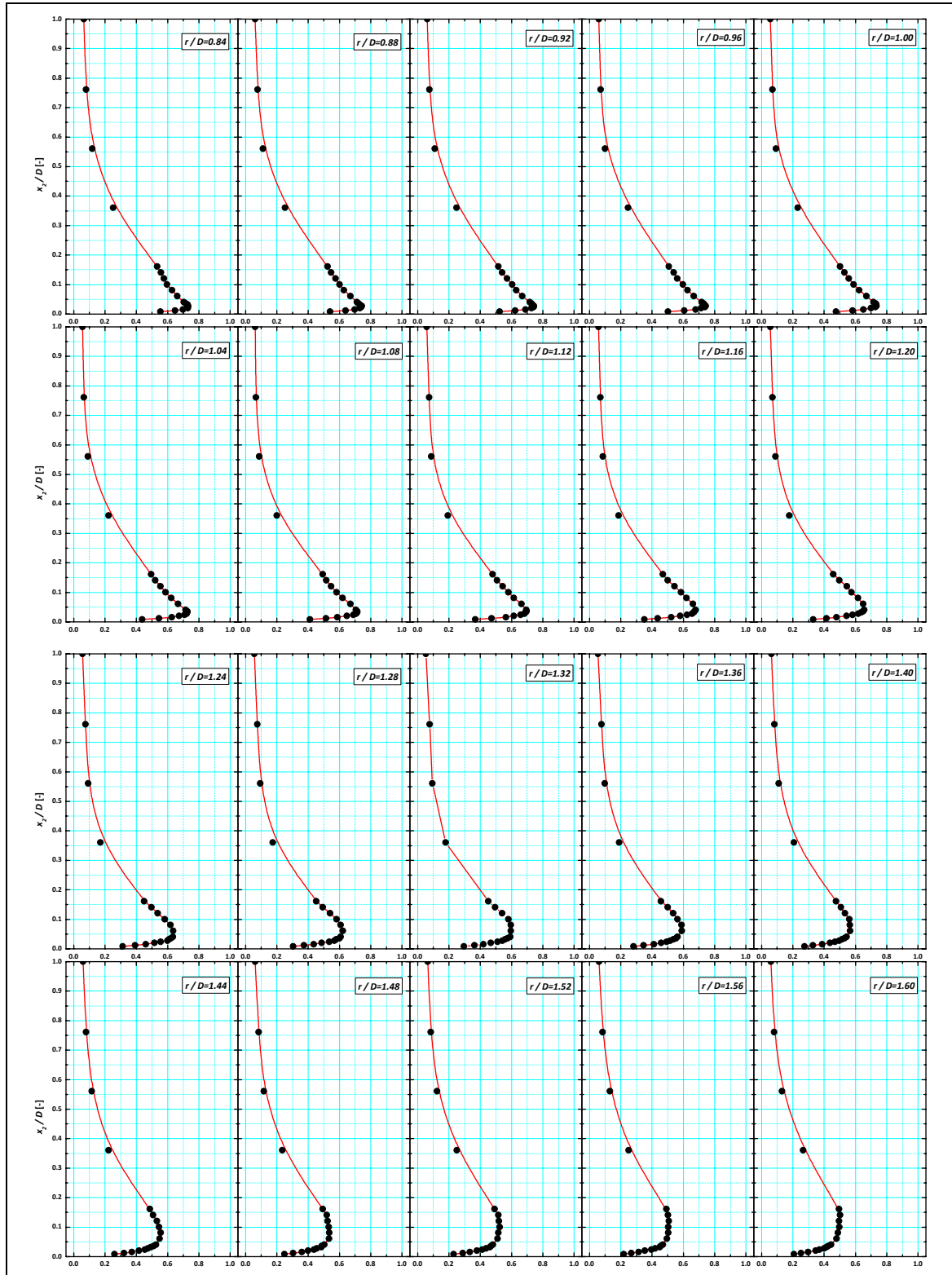


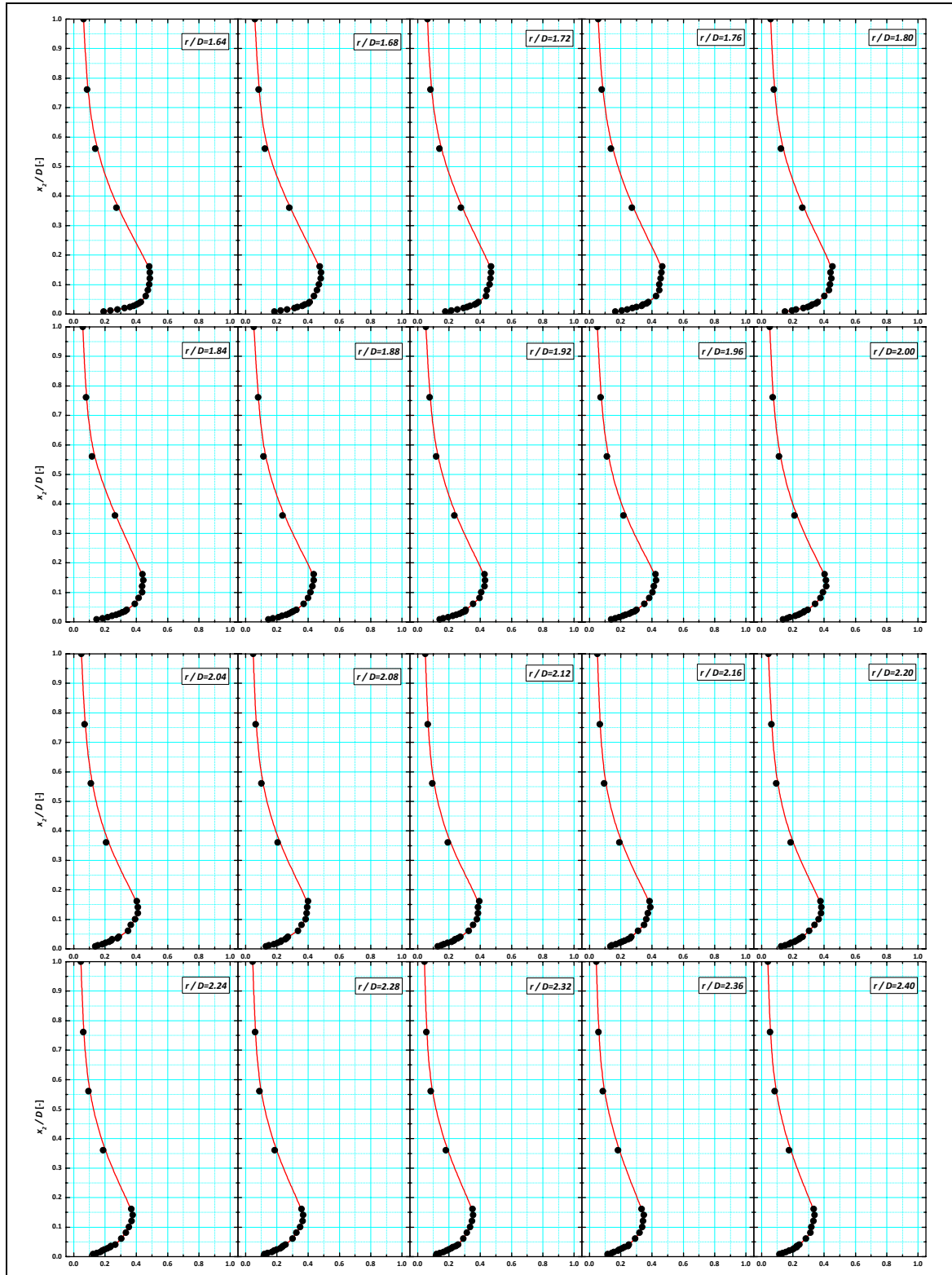




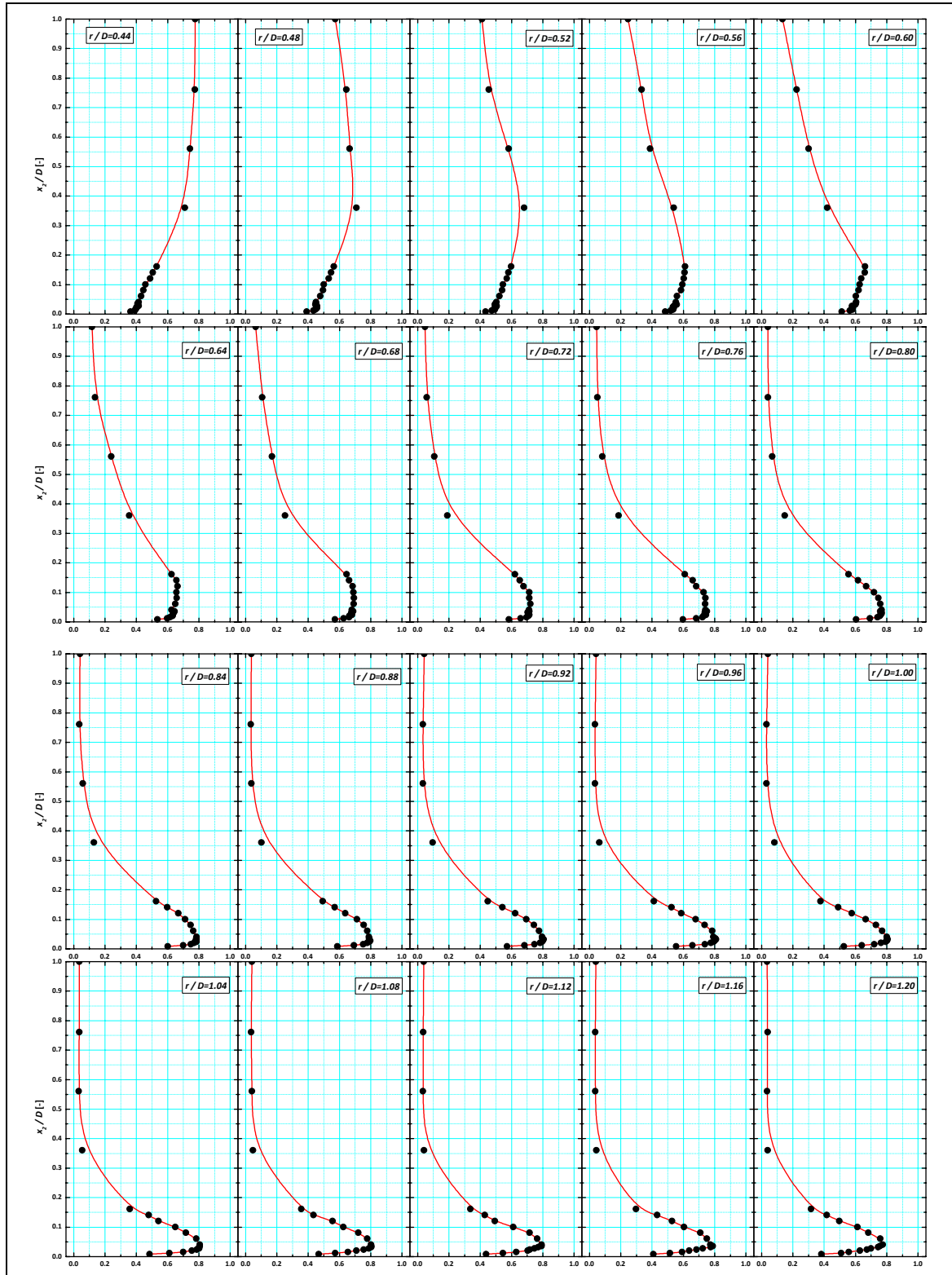
Slika A4-2 Profili srednje brzine na različitim radijalnim udaljenjima od ose mlaza - sa zvukom; $Re=10000$; $St_D=0.60$; $u'/U_e=1\%$; $r/D=0.44-2.40$; $L/D=2$

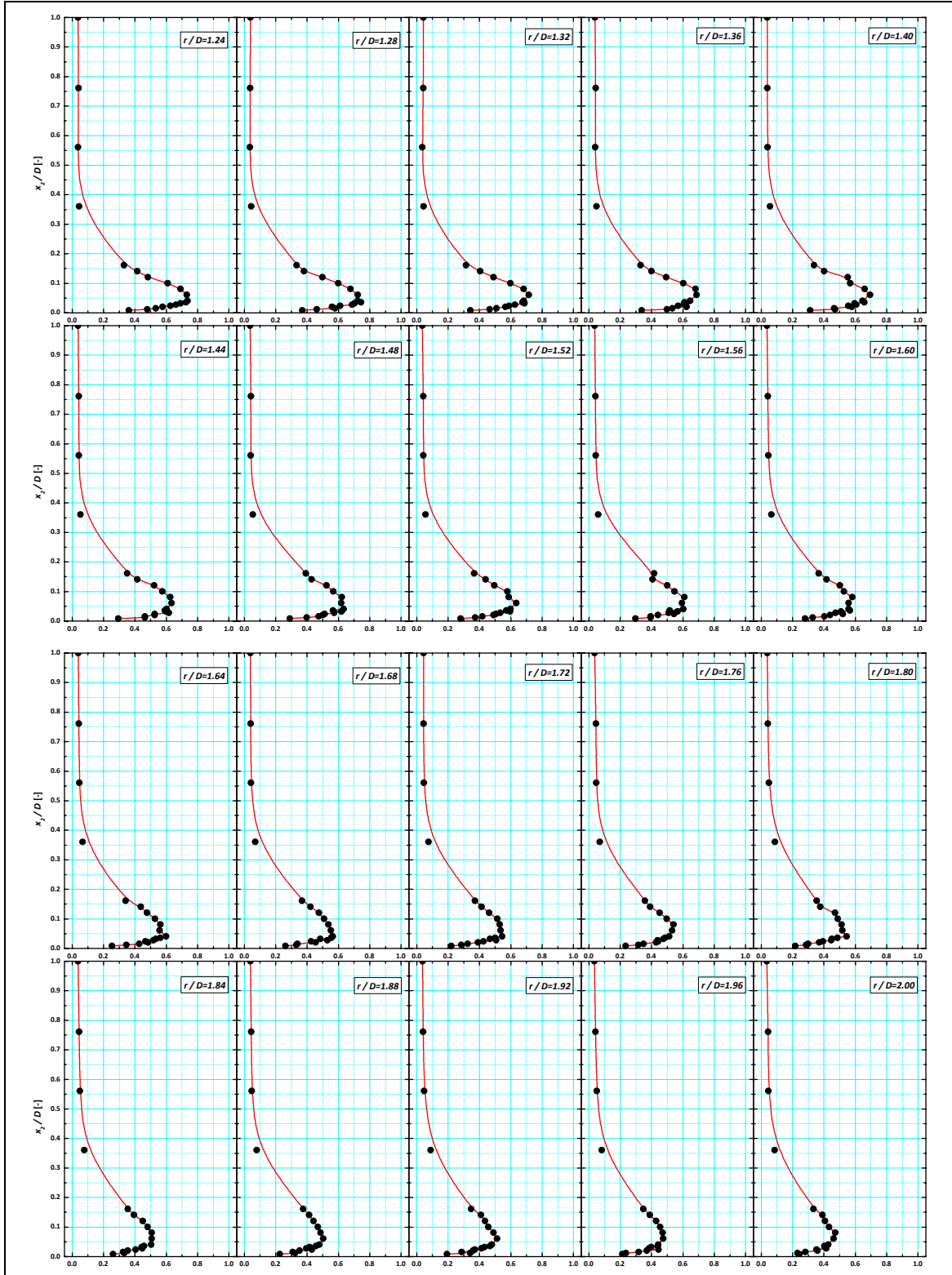


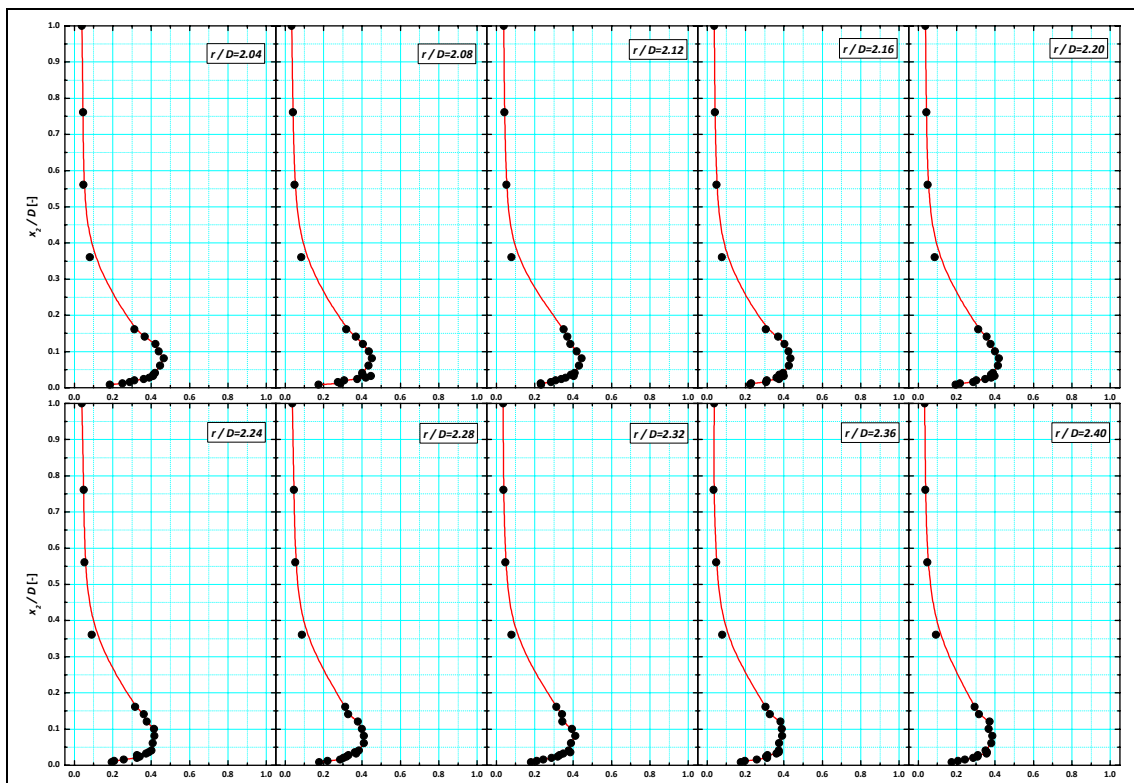




Slika A4-3 Profili srednje brzine na različitim radialnim udaljenjima od ose mlaza - sa zvukom; $Re=10000$; $St_D=0.30$; $u'/U_e=3\%$; $r/D=0.44-2.40$; $L/D=2$





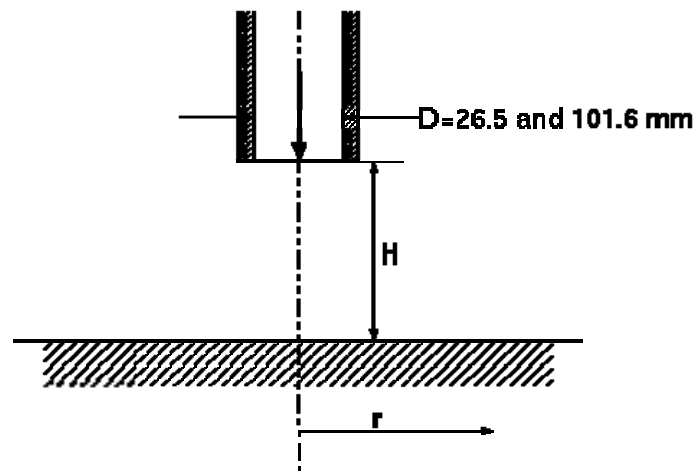


Slika A4-4 Profili srednje brzine na različitim radijalnim udaljenjima od ose mlaza - sa zvukom; $Re=10000$; $St_D=2.0$; $u'/U_e=3\%$; $r/D=0.44-2.40$; $L/D=2$

PRILOG 5 ERCOFTAC Case 25 Normally Impinging Jet from a Circular Nozzle - Experiments by Cooper i dr., and Baughn i dr.

Description

The experiments provide an extensive set of measurements of a turbulent jet impinging orthogonally onto a large plane surface. Two Reynolds numbers have been considered, 2.3×10^4 and 7×10^4 , while the height of the jet discharge above the plate ranges from two to ten diameters, with particular attention focused on two and six diameters. Baughn & Shimizu when measuring heat-transfer rates designed the experiment for the velocity field so that it provided hydrodynamic data for conditions the same as those employed. Before discharge, the air passed along a smooth pipe sufficiently long to give fully developed flow at the exit plane of the jet: a feature that is helpful in using the data for turbulence-model evaluation. Hot-wire measurements have been made with inlet pipes of nominally one-inch 26 [mm] and four inches 101.6 [mm] diameter. Data are available of the mean velocity profile in the vicinity of the plate surface and also of the three Reynolds-stress components lying in the x-r plane. Computational results reported in Ref. [4] indicate a good degree of internal consistency between the mean and turbulent field data in that models predicting the mean flow poorly (or well) also predict the turbulence data poorly (well).



Inlet and Boundary Conditions

As noted above, at the pipe exit, the flow should be fully developed. In computational work, it is suggested that an initial calculation should be done to generate fully developed pipe flow profiles at the appropriate Reynolds number, which can then be used as inlet conditions for the impinging jet computation. The outlet plane should be placed at a sufficiently large radial distance that errors arising from the application of zero-gradient (or similar) conditions will not significantly affect the region of interest. For the present measurements (extending to around $r/D=6$), it is suggested that the outer radial boundary should be at $r/D=8$ or greater. The boundary opposite the impingement wall is a surface across which fluid is entrained. One common method of dealing with such boundaries (in pressure-correction based finite-volume solvers) is to impose ambient pressure values at the boundary, and to allow fluid to be entrained at the rate necessary to satisfy continuity in the boundary cells.

Measurement Techniques

Apparatus and Instrumentation

The experiments were carried out with two different pipe configurations. The first series employed a copper pipe of 1.025 [in] (26 [mm]) internal diameter, 2.1 [m] in length giving a length: diameter ratio of 80:1. Air was supplied from a centrifugal blower via flexible tubing. At the inlet to the copper tube, a flow-straightening honeycomb was fitted in the form of drinking straws glued together. A bleed valve

controlled the flow rate through the pipe. The second series employed a 4 [in] (101.6 [mm]) diameter brass pipe 81 diameters in length. This was preceded by a further section of slightly smaller diameter pipe (99 [mm]) giving a total run of 12.5 [m] or 125 diameters. In this case the flow entered the pipe by way of a contracting section and the air supply rate was controlled by a variable speed d.c. fan. The rectangular test plate, on which the flow impinged, measuring 1275 × 975 [mm], was made from printed-circuit board fixed to a 25 [mm] thick plywood backing. Measurements in the impinging jet were made with a TSI IFA-100 two-channel hot-wire anemometer interfaced to a data acquisition system.

Measurement Errors

Before the test programme proper began, extensive validation checks were made to ensure the flow's symmetry. For this purpose, profile measurements were made at 90° intervals around the jet for different normalized jet heights (H/D) and radius ratios (r/D). The results of these tests indicated that the profiles at different angular positions were indistinguishable from one another. The experimental programme has covered height:diameter ratios of 2, 3, 4, 6 and 10 though the greatest emphasis has been given to the case where $H/D = 2$ as this represents both the easiest case to simulate numerically and is one for which heat transfer data [3] are available. For the 26 [mm] diameter pipe, measurements extended up to $r/D = 9$ and for the larger diameter pipe to $r/D = 3$, the latter limit being set partly by the lower velocities and partly to avoid “edge” effects. Measurements in the smaller pipe were made at a nominal Reynolds number of 2.3×10^4 only, while, in the larger pipe, at Reynolds numbers of 2.3×10^4 and 7.1×10^4 . However, in this larger pipe, at the lower Reynolds number, only the two smaller values of H/D were considered. There is thus a reasonable degree of overlap between the experiments in the two pipes and a satisfactory level of accord was found to exist between the two sets. While both single- and cross-wire measurements were taken with both pipes, only those obtained with the larger pipe are reported here due to the thinness of the wall jet in the case of the smaller pipe. For every position in the velocity traverse ten batches of 512 data points per wire were recorded, the points in

each batch being gathered at 100 samples per second with a short interval between each batch. The mean and r.m.s. values of velocity and the mean cross-correlation were evaluated from these 5120 data points. Absolute accuracy of the data is difficult to assess and, indeed, vary greatly across the flow. However, the maximum mean velocity at any position relative to the bulk velocity is believed to be accurate within $\pm 2\%$. Root-mean-square fluctuating velocities have a corresponding estimated uncertainty of $\pm 4\%$ (u') and $\pm 6\%$ (v') for values of y less than $y/2$ while turbulent shear-stress (τ) uncertainties are typically of the order of $\pm 9\%$ except near the jet impingement point and other regions where the correlation coefficient $\rho(u'v')$ is smaller than about 0.2. There are two other indications of the data's internal consistency. The rate of growth of the impinging jet for $H/D = 10$ corresponds closely with the asymptotic growth of the radial wall jet while, as Ref. [4] shows, turbulence models displaying best accord with the mean velocity also achieve the best agreement with the turbulence field.

Available Measurements

Measurements of mean velocity, normal stresses and, and turbulent shear stress are available at a number of radial locations. Heat transfer measurements, in the form of Nusselt number as a function of radial position r/D , are also available. Individual files, containing mean velocity U and, measured with a single wire probe; and shear stress measured with a cross-wire probe, and Nusselt number, are available in the files detailed in the tables below. Note that since U and τ are measured with a single wire, they represent the velocity and normal stress in the streamwise direction. They thus correspond to the wall-normal velocity and stress along the stagnation line at $r/D=0$, but the velocity and stress parallel to the wall at larger r/D values, where the flow resembles a radial wall jet. The data represents the wall-normal stress.

The files can be downloaded individually, or compressed archives of all data files may be downloaded in the formats: *ij-allfiles.tar.Z* (*ij-allfiles.tar.gz*)

$H/D=2, Re=23000$				
r/D	U	$\overline{u^2}$	$\overline{v^2}$	\overline{uv}
0.0	ij2lr-00-sw-mu.dat	ij2lr-00-sw-uu.dat		
0.5	ij2lr-05-sw-mu.dat	ij2lr-05-sw-uu.dat	ij2lr-05-cw-vv.dat	ij2lr-05-cw-uv.dat
1.0	ij2lr-10-sw-mu.dat	ij2lr-10-sw-uu.dat	ij2lr-10-cw-vv.dat	ij2lr-10-cw-uv.dat
1.5	ij2lr-15-sw-mu.dat	ij2lr-15-sw-uu.dat		
2.0	ij2lr-20-sw-mu.dat	ij2lr-20-sw-uu.dat		
2.5	ij2lr-25-sw-mu.dat	ij2lr-25-sw-uu.dat	ij2lr-25-cw-vv.dat	ij2lr-25-cw-uv.dat
3.0	ij2lr-30-sw-mu.dat	ij2lr-30-sw-uu.dat	ij2lr-30-cw-vv.dat	ij2lr-30-cw-uv.dat
Nu	ij2lr-nuss.dat			

$H/D=2, Re=70000$				
r/D	U	$\overline{u^2}$	$\overline{v^2}$	\overline{uv}
0.0	ij2hr-00-sw-mu.dat	ij2hr-00-sw-uu.dat		
0.5			ij2hr-05-cw-vv.dat	ij2hr-05-cw-uv.dat
1.0	ij2hr-10-sw-mu.dat	ij2hr-10-sw-uu.dat	ij2hr-10-cw-vv.dat	ij2hr-10-cw-uv.dat
1.5	ij2hr-15-sw-mu.dat	ij2hr-15-sw-uu.dat	ij2hr-15-cw-vv.dat	ij2hr-15-cw-uv.dat
2.0	ij2hr-20-sw-mu.dat	ij2hr-20-sw-uu.dat	ij2hr-20-cw-vv.dat	ij2hr-20-cw-uv.dat
2.5	ij2hr-25-sw-mu.dat	ij2hr-25-sw-uu.dat	ij2hr-25-cw-vv.dat	ij2hr-25-cw-uv.dat
3.0	ij2hr-30-sw-mu.dat	ij2hr-30-sw-uu.dat	ij2hr-30-cw-vv.dat	ij2hr-30-cw-uv.dat
Nu	ij2hr-nus s.dat			

$H/D=6, Re=23000$				
r/D	U	$\overline{u^2}$	$\overline{v^2}$	\overline{uv}
0.0	ij6lr-00-sw-mu.dat	ij6lr-00-sw-uu.dat		
0.5	ij6lr-05-sw-mu.dat	ij6lr-05-sw-uu.dat		
1.0	ij6lr-10-sw-mu.dat	ij6lr-10-sw-uu.dat		
1.5	ij6lr-15-sw-mu.dat	ij6lr-15-sw-uu.dat		
2.0	ij6lr-20-sw-mu.dat	ij6lr-20-sw-uu.dat		
2.5				
3.0	ij6lr-30-sw-mu.dat	ij6lr-30-sw-uu.dat		
Nu	ij6lr-nuss.dat			

$H/D=6, Re=70000$				
r/D	U	$\overline{u^2}$	$\overline{v^2}$	\overline{uv}
0.0	ij6hr-00-sw-mu.dat	ij6hr-00-sw-uu.dat		
0.5	ij6hr-05-sw-mu.dat	ij6hr-05-sw-uu.dat	ij6hr-05-cw-vv.dat	ij6hr-05-cw-uv.dat

1.0	<i>ij6hr-10-sw-mu.dat</i>	<i>ij6hr-10-sw-uu.dat</i>	<i>ij6hr-10-cw-vv.dat</i>	<i>ij6hr-10-cw-uv.dat</i>
1.5	<i>ij6hr-15-sw-mu.dat</i>	<i>ij6hr-15-sw-uu.dat</i>	<i>ij6hr-15-cw-vv.dat</i>	<i>ij6hr-15-cw-uv.dat</i>
2.0	<i>ij6hr-20-sw-mu.dat</i>	<i>ij6hr-20-sw-uu.dat</i>	<i>ij6hr-20-cw-vv.dat</i>	<i>ij6hr-20-cw-uv.dat</i>
2.5	<i>ij6hr-25-sw-mu.dat</i>	<i>ij6hr-25-sw-uu.dat</i>	<i>ij6hr-25-cw-vv.dat</i>	<i>ij6hr-25-cw-uv.dat</i>
3.0	<i>ij6hr-30-sw-mu.dat</i>	<i>ij6hr-30-sw-uu.dat</i>	<i>ij6hr-30-cw-vv.dat</i>	<i>ij6hr-30-cw-uv.dat</i>
Nu	<i>ij6hr-nuss.dat</i>			

Plots of these data sets are available, together with the Grace scripts that were used to generate the graphs.

Reference and Previous Solutions

The impinging jet flow is a particularly challenging case for turbulence models. The stagnation region flow is dominated by normal straining of the fluid and, as will be noted below, many of the widely-used models which have been developed primarily for shear flow boundary layers fail to predict the response of the turbulence to normal straining. Ref. [4] reported predictions of the flow using four different turbulence models. They concluded that standard linear eddy-viscosity models significantly over predict turbulence energy levels (and thus heat-transfer rates) in the stagnation region, as a result of the linear Boussinesq stress-strain relation misrepresenting the normal stresses and leading to excessive turbulence energy generation rates. When a non-linear eddy-viscosity model which can correctly represent the normal stresses is employed, Ref. [5] shows that the over prediction of turbulence energy and heat-transfer can be avoided. Ref. [6] also managed to avoid excessive turbulence energy levels by essentially employing a strain-rate dependent limiter on the turbulent viscosity, which prevents the predicted normal stress anisotropy from becoming too large. Ref. [4] also reported predictions employing stress-transport models. They showed that the linear IP model, when used in conjunction with the wall-reflection terms of Ref. [7], gave results little better than the linear EVM. This failure was due to the form of the wall-reflection terms, which were developed by considering flow parallel to a wall, and actually have the effect of increasing the stress normal to the wall in impinging flow. When these were replaced with the proposal of Ref. [8] (which were designed to predict flows both parallel and

normal to a wall), reasonable predictions were obtained. The case has been studied in two ERCOFTAC/IAHR Workshops on Refined Turbulence Modeling, held at Ecole Centrale de Lyon in October 1991, and at UMIST in 1993.

References and Related Publications

- [1] COOPER, D., JACKSON, D.C., LAUNDER, B.E., LIAO, G. X. (1993). *Impinging jet studies for turbulence model assessment. Part I: Flow-field experiments. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 36, pp. 2675-2684.*
- [2] BAUGHN, J. W., YAN, X., MASBAH, M. (1992). *The effect of Reynolds number on the heat transfer distribution from a flat plate to an impinging jet. ASME winter annual meeting.*
- [3] BAUGHN, J.W., SHIMIZU, S. (1989). *Heat transfer measurement from a surface with uniform heat flux and an impinging jet. ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 111, pp. 1096-1098.*
- [4] CRAFT, T.J., GRAHAM, L.J.W., LAUNDER, B.E. (1993). *Impinging jet studies for turbulence model assessment. Part II: An examination of the performance of four turbulence models. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 36, pp. 2685-2697.*
- [5] CRAFT, T.J., LAUNDER, B.E., SUGA, K. (1996). *Development and application of a cubic eddy-viscosity model of turbulence. Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol. 17, pp. 108-115.*
- [6] DURBIN, P.A. (1996). *On the k-3 stagnation point anomaly. Int. J. Heat Fluid Flow, Vol. 17, pp. 89-90.*
- [7] GIBSON, M.M., LAUNDER, B.E. (1978). *Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer. J. Fluid Mech., Vol. 86, p. 491.A*
- [8] CRAFT, T.J., LAUNDER, B.E. (1992). *New wall-reflection model applied to the turbulent impinging jet. AIAA J., Vol. 30, pp. 2970-2972.*

ERCOFTAC Classic Database [Home]

<http://ercoftac.mech.surrey.ac.uk/exp/homepage.html>

(Wall Jets – 1. – C25)

Dokument prenešen u originalu.

Username: ercoftac

Password: vortex-9

Biografija autora

Osnovni podaci

Ime, Prezime: **Dejan Cvetinović**
Titula, zvanje: **Magistar mašinstva, istraživač-saradnik**
Adresa Institucije: **Institut za nuklearne nauke “VINČA”,
Laboratorija za termotehniku i energetiku,
p.fah 522, 11001 Beograd, Srbija**
Tel.: **011-3408-631**
Fax: **011-6453-670**

Lični podaci

Datum i mesto rođenja: **08.12.1967., Zaječar, Srbija**
Bračno stanje: **oženjen, dvoje dece.**

Obrazovanje

Diplomske studije: **Mašinski fakultet, Univerzitet u Beogradu, Vazduhoplovstvo**
Poslediplomske studije: **Mašinski fakultet, Univerzitet u Beogradu, Vazduhoplovstvo**
Magistarski rad: **Odbranjen 05.11.2002.**

Članstvo u odborima

- Član nacionalnog uređivačkog odbora međ. naučnog časopisa “**Thermal Science**”
- Član uređivačkog odbora domaćeg naučno-stručnog časopisa “**Termotehnika**”
- Potpredsednik organizacionog odbora međunarodnog simpozijuma “**ELEKTRANE 2008**”, “**ELEKTRANE 2010**”, “**ELEKTRANE 2012**” i “**ELEKTRANE 2014**”

Istraživačko iskustvo

Posao br.1: **Stipendista Ministarstva za nauku i tehnologiju Republike Srbije za mlade talente**
Period: **1993 - 1994**
Institucija: **Univerzitet u Beogradu, Institut za nuklearne nauke “VINČA”, Laboratorija za termotehniku i energetiku.**

Posao br.2: istraživač saradnik

Period: 1994 - danas

Institucija: Univerzitet u Beogradu, Institut za nuklearne nauke “VINČA”, Laboratorija za termotehniku i energetiku,

Oblasti aktivnosti:

- *Plazma tehnologije za sintezu ultrafinih keramičkih prahova i plazma tehnologije za upotrebu na termoenergetskim postrojenima*
- *Optimizacija i povećanje efikasnosti termoenergetskih postrojenja na sprášeni ugalj*
- *Kompleksni sistemi za akviziciju i monitoring na termoenergetskim postrojenjima*
- *Mehanika fluida – merne tehnike (HWA, LDA, PIV)*
- *Razmena toplote*
- *Numerička mehanika fluida*

Posao br.3: Grant-in-Aids of Scientific Research of Japan

Period: 1998 - 2000

Institucija: Kyoto University, Mechanical engineering department, Heat transfer laboratory. Supported by the Ministry of Education, Science and Culture, Japan.

Internacionalna saradnja

International Course for Graduate Research Students in the field of Mechanical Engineering at the Graduate School of Engineering, Kyoto University, participant October 1, 1998 to March 9, 2000.

EURO Summer School on Sustainability Assessment of Natural Gas Technologies held in November 19-23, 2001 in Lisbon, Portugal. Sponsored by European Commission – Research DG Human Potential Programme Institute of Chemical Process Fundamentals, ICPF in Prague, participating on the European Community FP5 programme BEMUSAC project (call QoL./Growth/EESD-2001-INTEGR as BEMUSAC-NAS2 Ref. G1MA-CT-2002-04019): “Effect of External Excitations on the Flow Structures in an Impinging Jet”, participant 21.09.2003. to 19.12.2003.

European Community FP6 programme, project no. PL 503184: “Demonstration of direct Solid Recovered Fuel (SRF) co-combustion in pulverised fuel power plants and implementation of a sustainable waste-to-energy technology in large-scale energy production – RECOFUEL”, participant 2003-2006.

SEE-ERA.NET Plus Joint Call PROJECT. project no. SEE ERA PLUS-093: “Supporting Common RTD actions in WBCs for developing Low Cost and Low Risk ICT based solutions for TPPs Energy Efficiency increasing (WBalkICT)”, participant 2010-2013

**Naučni
Projekti**

Projekat: RFTR S-4.0350 "Modern ceramic materials for constructive materials and electrical devices", participant, 1990-1995

Institucija: Univerzitet u Beogradu, Institut za nuklearne nauke "VINČA", Laboratorija za termotehniku i energetiku

Projekat: MNT S-3.05.33.211 "Compact constructional and composite ceramics based on oxides and non-oxides", participant, 1994-1996

Institucija: Univerzitet u Beogradu, Institut za nuklearne nauke "VINČA", Laboratorija za termotehniku i energetiku

Projekat: 02E26 "Investigation of synthesis process, modelling and properties of new materials for special purposes", participant, 1997-2000

Institucija: Univerzitet u Beogradu, Institut za nuklearne nauke "VINČA", Laboratorija za termotehniku i energetiku

Projekat: C 3.15.36.0133 "Development of production technologies of high quality composite and carbide materials and oxide and non-oxide ceramics", participant, 1997-2000

Institucija: Univerzitet u Beogradu, Institut za nuklearne nauke "VINČA", Laboratorija za termotehniku i energetiku

Projekat: OI1908 "Istraživanje visokotemperaturnih, turbulentnih, višefaznih, višekomponentnih tokova", 2001-2004

Institucija: Institut za nuklearne nauke "VINČA", Laboratorija za termotehniku i energetiku

Projekat: TR 147, "Razvoj plazmatehnologije za stabilizaciju sagorevanja na kotlovima TE loženih sprasjenim ugljem niske toplotne vrednosti", 2001-2007

Institucija: Institut za nuklearne nauke "VINČA", Laboratorija za termotehniku i energetiku

Projekat: EE28007, „Razvoj i primena dijagnostičkih metoda za praćenje efikasnosti rada kotlovskih postrojenja termoelektrana”

Institucija: Institut za nuklearne nauke "VINČA", Laboratorija za termotehniku i energetiku

Projekat: Br. ugovora sa EU: PL 503184: "Demonstration of direct Solid Recovered Fuel (SRF) co-combustion in pulverised fuel power plants and implementation of a sustainable waste-to-energy technology in large-scale energy production – RECOFUEL", 2003-2006.

Zemlje i institucije učesnici: Nemačka (RWE, Univerzitet Stutgart, INFRA), Holandija (Essent, KEMA, TAUW), Grcka (PPC, Tehnički

univerzitet Atina), Finska (Univerzitet Helsinki), Italija (CESI) i Srbija (VINČA – Laboratorija za termotehniku i energetiku).

Projekat: **“Experimental Study of Jet Impingement Heat Transfer Modified by Self-Excited Acoustic Oscillations”**, participant, 1998-2000

Institucija: Kyoto University, Mechanical engineering department, Heat transfer laboratory. Supported by the Ministry of Education, Science and Culture, Japan.

Projekat: **European Community FP5 programme BEMUSAC project, (call QoL./Growth/EESD-2001-INTEGR as BEMUSAC-NAS2 Ref. G1MA-CT-2002-04019): “Effect of External Excitations on the Flow Structures in an Impinging Jet”**

Institucija: Institute of Chemical Process Fundamentals, ICPF in Prague, from 21.09.2003. to 19.12.2003.

Projekat: **SEE ERA PLUS-093: “Supporting Common RTD actions in WBCs for developing Low Cost and Low Risk ICT based solutions for TPPs Energy Efficiency increasing (WBalkICT)”**

Zemlje i institucije učesnici: Rumunija (IPA SA. Bucharest), Hrvatska (Univerzitet u Zagrebu, Fakultet za strojarstvo i brodogradnju, Zagreb) i Srbija (Univerzitet u Beogradu, Institut VINČA – Laboratorija za termotehniku i energetiku).

Nagrade

1997 – Godišnja nagrada Instituta “VINČA” za istraživanja u oblasti plazma-hemijeske sinteze ultradisperznih keramičkih prahova siliciju nitrida Si_3N_4 i silicijum karbida SiC.

(Grupa istraživača: P. Pavlović, P. Stefanović, Ž. Kostić, S. Šikmanović, D. Cvetinović)

LISTA OBJAVLJENIH PUBLIKACIJA

I Međunarodni naučni časopisi i knjige međunarodnog značaja

1. Z. G. Kostic, P. Lj. Stefanovic, P. B. Pavlovic, D. B. Cvetinovic, S. Dj. Sikmanovic: "Optimal Plasma Process Routes for Boron Nitride (BN) Powder Production from Boric Acid (H_3BO_3)", *Ceramics International* 26 (2), pp.165-170, 2000.
2. P. Stefanovic, P. Pavlovic, Z. Kostic, S. Sikmanovic, D. Cvetinovic: "Critical Parameters of Si Conversion into Si_3N_4 Nanophase Powder for Plasma Process", *Materials Science Forum*, Vols. 282-283, pp. 57-64, 1998.
3. P. Stefanovic, P. Pavlovic, Z. Kostic, D. Cvetinovic: "Numerical Analysis of Effect of Critical Parameters on Evaporation of Disperse Materials in Thermal Plasma Reactors", in the BOOK: *Thermal Plasma Torches and Technologies, Volume 2: Thermal Plasma and Applied Technologies, Research and Development*, edited by O.P. Solonenko, Cambridge International Science Publishing, ISBN 1 898326606, First Published August 2001, pp. 1-27, UK
4. Predrag Stefanović, Dejan Cvetinović, Goran S. Živković, Simeon Oka, Pavle Pavlović: " NUMERICAL MODELING OF DISPERSE MATERIAL EVAPORATION IN AXISYMMETRIC THERMAL PLASMA REACTOR", *Thermal Science* 2003, Volume 7, Issue 1, Pages: 63 - 100
5. Rastko Jovanović, Bartosz Swiatkowski, Dejan Cvetinović, Predrag Stefanović, Zoran Marković, Zoran Pavlović: "Turbulent Two-Phase Flow Modeling of Air-Coal Mixture Channels with Single Blade Turbulators", *AIP Conf. Proc.* 936, 2007, pp. 300-303; doi:http://dx.doi.org/10.1063/1.2790135
6. Dejan Cvetinović, Munenori Ukai, Kazuyoshi Nakabe, Kenjiro Suzuki: "Velocity Measurements and Flow Structure Visualisations of a Self-sustained Oscillating Jet", *Thermal Science* 2006 Volume 10, Issue 2, Pages: 113 - 125
7. Erić Milić D., Cvetinović Dejan B., Stefanović Predrag Lj., Radovanović Predrag M., Živković Nikola V.: "Investigation of pressure pulsations in the furnace and flue gas tract of the pulverized coal combustion utility boiler", *Thermal Science* 2010 Volume 14, Issue 1, Pages: 261-270, doi:10.2298/TSCI1001261E
8. Živković Nikola V., Cvetinović Dejan B., Erić Milić D., Marković Zoran J.: "Numerical analysis of the flue gas-coal particles mixture flow in burner's distribution channels with regulation shutters at the TPP Nikola Tesla - A1 utility boiler", *Thermal Science* 2010 Volume 14, Issue 2, Pages: 505-520, doi:10.2298/TSCI1002505Z
9. Afgan Naim H., Cvetinović Dejan B.: "Wind power plant resilience", *Thermal Science* 2010 Volume 14, Issue 2, Pages: 533-540, doi:10.2298/TSCI1002533A
10. Predrag Lj. Stefanovic, Dejan B. Cvetinovic, Pavle B. Pavlovic and Zivota G. Kostic: "NUMERICAL ANALYSIS OF MOMENTUM, HEAT AND MASS TRANSFER BETWEEN A NITROGEN PLASMA JET AND B_2O_3 PARTICLES INJECTED IN AN AXISYMMETRIC REACTOR", *High Temper. Material Processes*, ISSN 1093-3611, 2010, volume 14, number 4, pages 353-365, http://www.dl.begellhouse.com/journals/download/592b2c5115b5a442/NUMERICAL_ANALYSIS_OF_MOMENTUM__HEAT_AND_MASS_TRANSFER_BETWEEN_.bib?type=bibtex

11. Mikulandrić Robert, Lončar Dražen, Cvetinović Dejan, Spiridon Gabriel, Schneider Daniel R.: "Improvement of environmental aspects of thermal power plant operation by advanced control concepts", *Thermal Science*, 2012 Volume 16, Issue 3, Pages: 759-772, doi:10.2298/TSCI120510134M
12. Stefanović Predrag Lj., Marković Zoran J., Bakić Vukman V., Cvetinović Dejan B., Spasojević Vuk D., Živković Nikola V.: "Evaluation of Kolubara lignite carbon emission characteristics", *Thermal Science*, 2012 Volume 16, Issue 3, Pages: 805-816, doi:10.2298/TSCI120215130S
13. Dejan Cvetinović, Predrag Stefanović, Zoran Marković, Vukman Bakić, Valentina Turanjanin, Marina Jovanović, Biljana Vučićević: "GHG (Greenhouse Gases) emission inventory and mitigation measures for public district heating plants in the Republic of Serbia", *Energy*, Volume 57, 1 August 2013, Pages 788-795, <http://dx.doi.org/10.1016/j.energy.2012.09.063>
14. Milan Stakić, Predrag Stefanović, Dejan Cvetinović, Predrag Škopalj: "Convective drying of particulate solids – Packed vs. fluid bed operation", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Volume 59, April 2013, Pages 66-74, <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.11.078>
15. Rastko Jovanović, Boško Rašuo, Predrag Stefanović, Dejan Cvetinović, Bartosz Swiatkowski: "Numerical investigation of pulverized coal jet flame characteristics under different oxy-fuel conditions", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Volume 58, Issues 1-2, March 2013, Pages 654-662, <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.11.070>
16. Robert Mikulandrić, Dražen Lončar, Dejan Cvetinović, Gabriel Spiridon: "Improvement of existing coal fired thermal power plants performance by control systems modifications", *Energy*, Volume 57, 1 August 2013, Pages 55-65, <http://dx.doi.org/10.1016/j.energy.2013.02.033>

II Međunarodne naučne konferencije

1. P. Stefanovic, Z. G. Kostic, P. Pavlovic, D. B. Cvetinovic: "Comparison of Polychlorinated Biphenyl Decomposition Processes in Water Steam and Air Thermal Plasmas", *Proc. of I Regional Symposium: CHEMISTRY and the ENVIRONMENT*, Vrnjacka Banja 25-29 Sept., Vol 2, pp. 667-670, 1995,
2. P. Lj. Stefanovic, Z. G. Kostic, D. B. Cvetinovic,: "Plasma Process for Ultrafine Si₃N₄ Powder Production", *Proc. of the European Ceramic Society Fourth Conference*, 2-6 October, Riccione, Italy, Vol.1, pp. 241-248, 1995.
3. P. Lj. Stefanovic, P. B. Pavlovic, Z. G. Kostic, D. B. Cvetinovic,: "Numerical Analysis of Si Particles Injection and Evaporation Process in Thermal Plasma Reactor", *Proc. of the 12th International Symposium on Plasma Chemistry*, 21-25 August, Mineapolis, USA, Vol.III, pp.1397-1402, 1995.
4. P. Lj. Stefanovic, P. B. Pavlovic, Z. G. Kostic, D. B. Cvetinovic, S.N. Oka: "Numerical Analysis of Interphase Momentum, Heat and Mass Transfer Between Si Particles and Turbulent Nitrogen Thermal Plasma Flow", *II Int. Symp. Contemporary Problems of Fluid Mechanics* 30 Sept - 2 Oct., 1996, Belgrade, Proc., Yugoslav Society of Mechanics (ISBN 86-7083-288-7) p.p 253-256, 1996.

5. P. Stefanovic, D. B. Cvetinovic, P. Pavlovic, Z. G. Kostic: "Numerical Analysis of Momentum, Heat and Mass Transfer Between Nitrogen Plasma and Injected Al Particles in Axisymmetric Reactor", *PROGRESS IN PLASMA PROCESSING OF MATERIALS*, (Ed. P. Fauchais), Begel House Inc., New York - Wallingford (UK) 1997 pp. 643-650.
6. Z. G. Kostic, P. Lj. Stefanovic, P. B. Pavlovic, D. B. Cvetinovic: "Thermodynamic Consideration of B-O-C-H System for Boron Carbide (B_4C) Powder Synthesis in Thermal Plasma", *PROGRESS IN PLASMA PROCESSING OF MATERIALS*, (Ed. P. Fauchais), Begel House Inc., New York - Wallingford (UK) 1997 pp. 889-898.
7. P. Pavlovic, P. Lj. Stefanovic, S. Dj. Sikmanovic, D. B. Cvetinovic: "Geometric Parameters Influence on Vortex D.C. Plasma Torch Working Characteristics", *Fourth European Conf. on Thermal Plasma Processes TPP-4*, 15-18 July 1996, Athens, *PROGRESS IN PLASMA PROCESSING OF MATERIALS*, (Ed. P. Fauchais), Begel House Inc., New York - Wallingford (UK) 1997 pp. 119-126.
8. P. Lj. Stefanovic, P. B. Pavlovic, Z. G. Kostic, S. Dj. Sikmanovic, D. B. Cvetinovic: "Synthesis of Ultrafine Si_3N_4 Powder in a DC Thermal Plasma", *Proc. of the 13th Int. Symp. on Plasma Chemistry*, Beijing, China, August 18-22, pp. 2084-2089, 1997.
9. P. Lj. Stefanovic, D. B. Cvetinovic, P. B. Pavlovic, Z. G. Kostic: "Numerical Analysis Momentum, Heat and Mass Transfer Between Nitrogen Thermal Plasma and Injected Ti Particles in Axisymmetric Reactor", *Proc. of the 13th Int. Symp. on Plasma Chemistry*, Beijing, China, August 18-22, Vol III, pp. 1043-1048, 1997.
10. Z. G. Kostic, P. Lj. Stefanovic, P. B. Pavlovic, D. B. Cvetinovic: "Thermodynamic Consideration of Ti-N and Ti-H-N Systems for Titanium Nitride (TiN) Powder Synthesis in Thermal Plasma", *Proc. of the 13th Int. Symp. on Plasma Chemistry*, Beijing, China, August 18-22, pp. 2078-2083, 1997.
11. P. Lj. Stefanovic, D. B. Cvetinovic, P. B. Pavlovic, Z. G. Kostic: "Effect of Knudsen Number on Momentum, Heat and Mass Transfer Between Injected Particles and Nitrogen Thermal Plasma", *Proc. of the XXIII Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Toulouse - France, 17-22 July, Vol V, pp. 92-93, 1997.
12. P. Lj. Stefanovic, D. B. Cvetinovic, P. B. Pavlovic, Z. G. Kostic: "Numerical Analysis of Momentum, Heat and Mass Transfer Between a Nitrogen Plasma Jet and B_2O_3 Particles Injected in an Axisymmetric Reactor", *PROGRESS IN PLASMA PROCESSING OF MATERIALS 1999*, (Eds. P. Fauchais, J. Amouroux), Begel House Inc., New York, Wallingford (UK), ISBN 1-56700-126-2 (hc.), 1999, pp. 209-217.
13. Z. G. Kostic, P. Stefanovic, P. B. Pavlovic, D. B. Cvetinovic: "Possibility of Composite Silicon Nitride + Silicon Carbide (Si_3N_4-SiC) Powder Production in Thermal", *PROGRESS IN PLASMA PROCESSING OF MATERIALS 1999*, (Eds. P. Fauchais, J. Amouroux), Begel House Inc., New York, Wallingford (UK), ISBN 1-56700-126-2 (hc.), 1999, pp. 593-600.
14. P. Lj. Stefanovic, D. B. Cvetinovic, P. B. Pavlovic, Z. G. Kostic: "Numerical Analysis of Si Powder Evaporation in Axisymmetrical Reactor with Coaxial Nitrogen Plasma Flow", *PROGRESS IN PLASMA PROCESSING OF MATERIALS 1999*, (Eds. P. Fauchais, J. Amouroux), Begel House Inc., New York, Wallingford (UK), ISBN 1-56700-126-2 (hc.), 1999, pp. 927-933.

15. P. B. Pavlovic, D. B. Cvetinovic, P. Lj. Stefanovic, S. Dj. Sikmanovic: "Generalized Working Characteristics of Vortex D.C. Plasma Torch With Variable Geometry", *PROGRESS IN PLASMA PROCESSING OF MATERIALS 1999*, (Eds. P.Fauchais, J. Amouroux), Begel House Inc., New York, Walingford (UK), ISBN 1-56700-126-2 (hc.), 1999, pp. 905-913.
16. D. B. Cvetinovic, M. Ukai, K. Nakabe, K. Suzuki: "Visualizations on Flow Structures of a Self-Sustained Oscillating Jet and its Enhanced Region of Impingement Heat Transfer", 9th. International symposium on flow visualization, Edinburgh, Scotland, 22-25 August 2000.
17. Kazuyoshi NAKABE, Dejan B. CVETINOVIC, Munenori UKAI and Kenjiro SUZUKI: "Jet Impingement Heat Transfer Modified by Self-sustained Acoustic Oscillation", *Proceedings of the Seminar on Integrated Engineering -Engineering Advances at the Dawn of the 21st Century-*, Faculty of Engineering, pp. 381-388, National University of Singapore, December 8-9 (2000).
18. MANBO, Tomoyuki, UKAI, Munenori, CVETINOVIC, Dejan, B., INAOKA, Kyoji, NAKABE, Kazuyoshi and SUZUKI, Kenjiro: "Impingement Heat Transfer of an Acoustically Oscillating Jet through a Geometrically Modified Nozzle", *JSME-Kansai, Kansai Univ. in Osaka (1999-03)*.
19. UKAI, Munenori, CVETINOVIC, Dejan, B., NAKABE, Kazuyoshi and SUZUKI, Kenjiro: "Impingement Heat Transfer of a Self-Sustained Oscillating Jet through a Nozzle Having a Sudden Expansion Step (Futher Report)", *JSME-Annual Meeting, Meijo Univ. in Nagoya (2000-08)*.
20. P.B. Pavlović, D.B. Cvetinović, P.Lj. Stefanović, Z.N. Pavlović, N.V. Živković, Z.J.Marković: "The vortex D.C. plasma torch with electromagnetic arc Stabilization and variable geometry - generalization of the working characteristics", *Contributed papers 21th SPIG, Avgust 26-30, 2002, Sokobanja*, pp. 526-529
21. Ž.G.Kostić, P.B. Pavlović, P.Lj. Stefanović, D.B. Cvetinović, Z.N. Pavlović, N.V. Živković, Z.J.Marković: "Thermodynamic consideration of asbestos destroying in air thermal plasma – Possibility of oxide powder byproducts usage" *Contributed papers 21th SPIG, Avgust 26-30, 2002, Sokobanja*, pp. 530-533
22. P.B. Pavlović, D.B. Cvetinović, P.Lj. Stefanović, Z.N. Pavlović, N.V. Živković, Z.J. Marković: "The vortex D.C. plasma torch with electromagnetic arc stabilization and variable geometry – Generalization of the working characteristics", *21st Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases, Niš, 2002.*, p. 526-529
23. Ž.G. Kostić, P.B. Pavlović, P.Lj. Stefanović, D.B. Cvetinović, Z.N. Pavlović, N.V. Živković, Z.J. Marković: "Thermodynamic consideration of asbestos destroying in air thermal plasma – Possibility of oxide powder byproducts usage", *21st Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases, Niš, 2002.*, p. 530-533
24. P.B. Pavlovic, D.B. Cvetinovic, P.Lj. Stefanovic, Z.N. Pavlovic, N.V. Živkovic, Z.J. Markovic: "The vortex D.C. plasma torch with electromagnetic arc stabilization and variable geometry – Generalization of the working characteristics", *21st*

- Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases, Niš, 2002., p. 526-529*
25. Ž.G. Kostic, P.B. Pavlovic, P.Lj. Stefanovic, D.B. Cvetinovic, Z.N. Pavlovic, N.V. Živkovic, Z.J. Markovic: "Thermodynamic consideration of asbestos destroying in air thermal plasma – Possibility of oxide powder byproducts usage", 21st Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases, Niš, 2002., p. 530-533
 26. D. Cvetinovic, J. Tihon, J. Verjazka, J. Drahos: "Effect of external excitations on the axisymmetrical air jet flow structures - investigations of the jet impinging on a flat surface", CHISA 2004, 22-26. August 2004, Prague, Czech Republic, P5.236, ISBN 80-86059-40-5
 27. D. Cvetinovic, J. Tihon, J. Verjazka, J. Drahos: "Effect of external excitations on the axisymmetrical air jet flow structures - Investigations of the Free Jet", CHISA 2004, 22-26. August 2004, Prague, Czech Republic, P5.237, ISBN 80-86059-40-5
 28. Cvetinović D., Čantrak S., Stefanović P., Marković Z., Jovanović R., Erić M., 2011: "Turbulent Axisymmetric Self-Sustained Oscillating Air Jet Flow Characteristics", Proceedings of III International Symposium Contemporary Problems of Fluid Mechanics, May 12-13th, 2011., University of Belgrade, Faculty of Mechanical Engineering, Serbia
 29. Cvetinović D., Čantrak S., Stefanović P., Marković Z., Jovanović R., Spasojević V., 2011: "Effect of Externally Supplied Excitations on the Flow Structures of the Free Turbulent Axisymmetric Air Jet", Proceedings of III International Symposium Contemporary Problems of Fluid Mechanics, May 12-13th, 2011., University of Belgrade, Faculty of Mechanical Engineering, Serbia
 30. Cvetinović D., Čantrak S., Stefanović P., Marković Z., Živković N., Erić M., 2011: "Effect of Externally Supplied Excitations on the Turbulent Axisymmetric Air Jet Impinging on a Flat Surface ", Proceedings of III International Symposium Contemporary Problems of Fluid Mechanics, May 12-13th, 2011., University of Belgrade, Faculty of Mechanical Engineering, Serbia

III Domaći naučni časopisi

1. P. Pavlović, P. Stefanović, S. Šikmanović, D. Cvetinović: "Ispitivanje radnih karakteristika plazmatrona za plazmenu preradu uglja", Procesna tehnika br.3, BIBLID. 0352-678X, 1995 (11) 3, str. 187-193, 1995.
2. D. Cvetinović, P. Pavlovic, Z. Kostic, P. Stefanovic, S. Sikmanovic: "Tehnoloski aspekti koriscenja plazma tehnologije za dobijanje acetilena iz domacih ugljeva", Termotehnika, God. XXII, Broj 2-3, str. 103-118, 1996.
3. P. B. Pavlović, Z. G. Kostić, D. L. Agbaba, V. Župunski, D. B. Cvetinović, P.Lj. Stefanović, S. Zec, S. Dj. Šikmanović: "Plazma tehnološki proces za razgradnju i uništavanje toksičnog otpadnog solventa (istrošen CuAlCl₄ - toluen)", Procesna tehnika, Broj 3-4, str. 216-220, 1996.
4. P. B. Pavlović, Ž. G. Kostić, P. Lj. Stefanović, D. B. Cvetinović, S. Šikmanović: "Idejno rešenje plazma-postrojenja za uništavanje farmaceutskog otpada", Procesna tehnika, Broj 3-4, str. 240-246, 1997.

5. Ž. G. Kostić, P. B. Pavlović, P. Lj. Stefanović, D. B. Cvetinović: "Produkti plazmene razgradnje penicilina", Termotehnika, God. XXIV, Broj 1-4, str. 81-87, 1998.
6. P.B. Pavlovic, P.Lj. Stefanovic, Z.J. Markovic, Z.N. Pavlovic, D.B. Cvetinovic, N.V. Živkovic: "Termonaponska analiza konstruktivnih rešenja goionickog kanala za plazma pripremu aerosmeše na kotlu bloka A1 TENT-A", Procesing br. 1, mart 2002., str. 79-83.
7. P. Stefanović, P. Pavlović, S. Zec, Z. Iđaković, N. Živković, Z. Pavlović, Z. Marković, D. Cvetinović: "Karakteristike naslage na razmenjivackim površinama u kotlu br. 6 termoelektrane Kolubara", Procesing br. 1, mart 2002., str. 262-266.
8. Pavle B.Pavlović, Predrag Lj. Stefanović, Zoran J. Marković, Zoran N. Pavlović, Dejan B. Cvetinović, Nikola V. Živković: "Termonaponska analiza konstruktivnih rešenja gorioničkog kanala za plazma pripremu aerosmeše na kotlu bloka A1 TENT-A", Procesna tehnika, UDK 621.181:662.933.4, BIBLID 0352-678X, Vol.18, No.1 (2002), str. 79-83.
9. Predrag Stefanović, Pavle Pavlović, Slavica Zec, Zoja Idjaković, Nikola Živković, Zoran Pavlović, Zoran Marković, Dejan Cvetinović: "Karakteristike naslaga na razmenjivačkim površinama u kotlu br 6 Termoelektrane Kolubara", Procesna tehnika, UDK 621.181.002, BIBLID 0352-678X, Vol.18, No.1 (2002), str. 262-266.
10. Predrag Stefanović, Pavle Pavlović, Dejan Cvetinović, Nikola Živković, Zoran Pavlović, Zoran Marković: "Plazma sistemi za potpalu i podršku vatri kod kotlova loženih ugljenim prahom – pregled izvedenih industrijskih postrojenja u svetu", Procesna tehnika, UDK 662.933:66.088, BIBLID 0352-678X, Vol.19, No.1 (2003), str. 138-142.
11. Stevanović Žarko M., Turanjanin Valentina M., Cvetinović Dejan B.: "Fizika turbulentnih sekundarnih tokova druge vrste u pravim kanalima kvadratnog poprečnog preseka", Procesna tehnika, 2003, vol. 19, br. 1, str. 58-62
12. Erić Milić, Cvetinović Dejan, Pavlović Zoran, Đekić Slobodan, Stefanović Predrag, Radovanović Predrag: "Prilog određivanju uzroka pulzativnog sagorevanja u energetske kotlovima loženim ugljenim prahom", Termotehnika, 2008, vol. 34, br. 1, str. 69-81
13. Nemoda Stevan, Belošević Srđan, Mladenović Milica, Dakić Dragoljub, Stefanović Predrag, Grubor Borislav, Cvetinović Dejan, Spasojević Vuk: "Numerička simulacija prodora gasovitog mlaza u fluidizovani sloj", Termotehnika, 2008, vol. 34, br. 2-3, str. 97-116
14. Marković Zoran, Bojanić Zoran, Stefanović Predrag, Cvetinović Dejan, Živković Nikola, Jovanović Rastko, Pavlović Zoran: "Parametarska bifurkaciona analiza aksijalno pritisnutih slobodno oslonjenih cilindričnih ljuski korišćenjem metode konačnih elemenata", Termotehnika, 2009, vol. 35, br. 3-4, str. 263-282
15. Jovanović Rastko, Cvetinović Dejan, Stefanović Predrag, Swiatkowski Bartosz: "Modeliranje turbulentnog dvofaznog toka aero-smeše sprasenog uglja u gorioničkim kanalima sa jednostepenim turbulatorima", FME Transactions, 2008, vol. 36, br. 2, str. 67-74
16. Cvetinović Dejan, Čantrak Svetislav, Tihon Jaroslav, Drahoš Jirži: "Frekventni odziv turbulentnog osnosimetričnog mlaza vazduha na modifikaciju zvučnim

oscilacijama iz spoljašnjeg izvora pobude", Termotehnika 2009, vol. 35, br. 3-4, str. 205-219

17. Nemoda Stevan Đ., Živković Goran S., Radovanović Predrag M., Cvetinović Dejan B., Škobalj Predrag D., Erić Milić D.: "Numerički proračuni i merenja raspodele ugljenog praha u mlinskim kanalima sa žaluzinama i analiza teorijskih temperatura sagorevanja u kotlovima TE 'Nikola Tesla'-A6", Termotehnika, vol. 37, br. 2, str. 223-240, 2011
18. Stefanović Predrag Lj., Marković Zoran J., Bakić Vukman V., Cvetinović Dejan B., Živković Nikola V., Spasojević Vuk D.: "Emisioni faktor lignita kolubarskog basena", Termotehnika, vol. 37, br. 2, str. 241-251, 2011
19. Stefanović Predrag Lj., Marković Zoran J., Bakić Vukman V., Cvetinović Dejan B., Turanjanin Valentina M., Jovanović Marina P.: "Emisija gasova sa efektom staklene bašte u toplanama javnih preduzeća daljinskog grejanja u gradovima Srbije", Termotehnika, vol. 37, br. 2, str. 183-195, 2011

IV Domaće naučne konferencije

1. P. Stefanović, P. Pavlović, Z. Kostić, D. Cvetinović: "Numerička analiza uticaja načina doziranja Si praha na proces mešanja i isparavanja u plazma reaktoru", Zbornik radova B-Mehanika fluida sa XXI Jug. Kongr. teorijske i primenjene mehanike, 29 maj - 3 juni, Niš, str. 208-213, 1995.
2. P.Lj. Stefanović, Ž.G. Kostić, D. B. Cvetinović: "Proces sinteze ultradisperznog praha borkarbida (B_4C) iz optoborne kiseline (H_3BO_3) u plazmi metana", Zbornik radova XXXIX konferencije za ETRAN, Zlatibor 6-9 jun, str. 481-483, Beograd, 1995.
3. Z.G. Kostić, D. B. Cvetinović, P.Lj. Stefanović, P.B. Pavlović: "Kinetika nestacionarnog režima procesa nukleacije silicijuma", Zbornik radova XL konferencije za ETRAN, Budva 4-7 jun 1996, Sveska IV, str. 400-403, Beograd 1996.
4. S.Šikmanović, P.Pavlović, D.Cvetinović: "Rešavanje problema pražnjenja skladišnih bunkera za ugalj primenom vazdušnog topa", Zbornik radova naučno-stručnog skupa "Industrijska energetika '96", Herceg Novi, 9-12.oktobar 1996. str. 251-255
5. P.Lj. Stefanović, P.B. Pavlović, Ž.G. Kostić, D. B. Cvetinović: "Plazma proces priozvodnje čadji i vodonika iz metana", Zbornik radova Načno-stručnog skupa o gasnoj tehnici GAS '97 (Budva maj 1997), str. 340-348, 1997.
6. Z.G. Kostić, P.Lj. Stefanović, P.B. Pavlović, D. B. Cvetinović: "Optimizacija plazma procesa dobijanja titannitrida (TiN)", Zbornik radova XLI konferencije za ETRAN, Zlatibor 3-6 jun 1997, Sveska IV, str. 479-482, Beograd 1997.
7. Z.G. Kostić, S.Dj. Šikmanović, P.B. Pavlović, P.Lj. Stefanović, D. B. Cvetinović, V.H. Pišlar: "Plazmena razgradnja i uništavanje polihloriranih bifenila i drugih otrovnih i genetski opasnih materija", TEHNOLOGIJE I OPREME ZA SMANJENJE TOKSIČNE EMISIJE IZ STACIONARNIH I MOBILNIH IZVORA", (Zbornik preglednih radova, ured. Prof. Dr. M. Radovanović i Mr A. Jovović), ISBN 86-7083-311-5, Mašinski fakultet Univerziteta u Beogradu, Beograd Nov. 1997, str. 145-169.
8. Ž.G. Kostić, P.B. Pavlović, P.Lj. Stefanović, D.B. Cvetinović: "Dobijanje kompozitnog praha $SiC+Si_3N_4$ u termičkoj plazmi", Zbornik radova XLII konferencije za ETRAN, Vrnjačka Banja 2-5 jun 1998, Sveska IV, str. 358-361, Beograd 1999

9. P.Lj. Stefanović, P.B. Pavlović, Ž.G. Kostić, D. B. Cvetinović: “Numerička analiza međufaznog prenosa količine kretanja, toplote i mase između Al čestica i turbulentnog toka azotne plazme”, 10 Simp. Jug. drus. termicara YU-TERM '97 (Zlatibor-Palisad 24-28 jun 1997), Zbornik izvoda, str. 62-63, 1997.
10. P.B. Pavlović, P.Lj. Stefanović, Ž.G. Kostić, S.Dj. Šikmanović, D.B. Cvetinović: “Tehnoekonomski aspekti proizvodnje čadji iz prirodnog gasa i tečnog naftnog gasa plazma postupkom”, Zbornik radova Načno-stručnog skupa o gasnoj tehnici GAS '98 (Budva oktobar 1998), str. 135-143, 1998.
11. P.Stefanović, D.Cvetinović, G.Živković, P.Pavlović: “Computer simulation of Disperse Material Evaporation in Axisymmetric Thermal Reactor”, Abstracts 3th Yugoslavia-Japan Joint Workshop on Computer Simulation Science, 2-4.9.2002, Beograd, pp.6

Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани-а Дејан Б. ЦВЕТИНОВИЋ
број индекса _____

Изјављујем

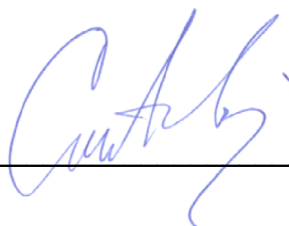
да је докторска дисертација под насловом

Експериментално и нумеричко испитивање утицаја модификације турбулентног
осносиметричног млаза звучним осцилацијама на процес
преноса топлоте при удару о равну загрејану подлогу

- 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, 20.08.2014.



Прилог 2.

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Дејан Б. ЦВЕТИНОВИЋ

Број индекса _____

Студијски програм _____

Наслов рада

Експериментално и нумеричко испитивање утицаја модификације турбулентног
оносиметричног млаза звучним осцилацијама на процес
преноса топлоте при удару о равну загрејану подлогу

Ментор Проф. др. Светислав Чантрак

Потписани/а Дејан Б. ЦВЕТИНОВИЋ

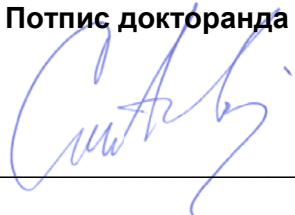
Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла за објављивање на порталу **Дигиталног репозиторијума Универзитета у Београду**.

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.

У Београду, 20.08.2014.

Потпис докторанда



Прилог 3.

Изјава о коришћењу

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

Експериментално и нумеричко испитивање утицаја модификације турбулентног
оносиметричног млаза звучним осцилацијама на процес
преноса топлоте при удару о равну загрејану подлогу

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

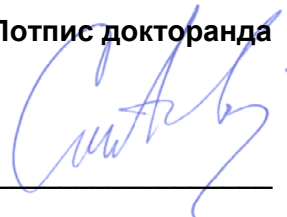
5. Ауторство – без прераде

6. Ауторство – делити под истим условима

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

У Београду, 20.08.2014.

Потпис докторанда



1. Ауторство - Дозвољавање умножавања, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.
2. Ауторство – некомерцијално. Дозвољавање умножавања, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.
3. Ауторство - некомерцијално – без прераде. Дозвољавање умножавања, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.
4. Ауторство - некомерцијално – делити под истим условима. Дозвољавање умножавања, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада.
5. Ауторство – без прераде. Дозвољавање умножавања, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.
6. Ауторство - делити под истим условима. Дозвољавање умножавања, 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.