

FAKULTA STROJNÍ
Katedra energetických strojů a zařízení

DISERTAČNÍ PRÁCE

k získání akademického titulu doktor v oboru
Stavba energetických strojů a zařízení

Ing. Kamil Sedlák

Vliv syntetizovaného paprsku na proudění
v rozeviratelném difuzoru

*Školitel: Prof. Ing. Jiří Linhart, CSc.
Datum odevzdání disertační práce: 8. 7. 2013
Datum státní doktorské zkoušky: 14. 10. 2011*

V Plzni 2013

*„Nejvyšší autoritou je pro každého
jeho vlastní svědomí“*

prof. Ing. Josef Bečvář

*„To, čemu jsme zvykli říkat
hospodářská krize, je jiné
jméno pro mravní bídu
Mravní bída je příčina.
Hospodářský úpadek
je následek.“*

Tomáš Baťa

Poděkování

Chtěl bych poděkovat svému školiteli Prof. Ing. Jiřímu Linhartovi, CSc. nejen za odbornou pomoc, ale též jeho čas, který mi věnoval v rámci mého doktorského studia. Toto vše bylo podstatné při řešení problémů, které se vyskytly v průběhu vzniku předkládané práce.

Poděkování též patří všem dalším lidem, s nimiž jsem měl možnost se setkat na dalších pracovištích, ačkoliv nebyli oficiálně spojeni s mým studiem, přesto byli ochotni mi věnovat svůj čas, trpělivost, část svých znalostí a zkušeností. Především se jednalo o pracovníky experimentální laboratoře firmy ŠKODA POWER s.r.o. a pracovníky oddělení Dynamiky tekutin AV ČR, v.v.i.

Zároveň děkuji svým rodičům a blízkým za veškerou materiální, ale také duševní podporu, kterou jsem od nich nejen během doktorského studia, ale celého dosavadního života dostával.

Prohlášení

Předkládám k posouzení disertační práci, zpracovanou na téma „Vliv syntetizovaného paprsku na proudění v rozeviratelném difuzoru“.

Práce je koncipována podle požadavků studijního a zkušebního řádu Západočeské univerzity v Plzni.

Prohlašuji, že jsem předkládanou práci vypracoval samostatně, s použitím odborné literatury a pramenů uvedených v seznamu, jež je součástí této práce.

V Plzni 4. 7. 2013

Upozornění

Podle zákona o autorském právu, zákon č. 121/2000 Sb. a zákona o vysokých školách č. 111/1998 Sb. je využití a společenské uplatnění výsledků práce, včetně uváděných vědeckých a výrobně-technických poznatků nebo jakékoliv nakládání s nimi možné pouze na základě autorské smlouvy se souhlasem autora a Fakulty strojní Západočeské univerzity v Plzni.

Obsah

1	POUŽITÉ ZNAČENÍ	11
2	ÚVOD	13
1	DIFUZORY	14
1.1	Odtržení mezní vrstvy	23
1.2	Identifikace vírů	25
1.3	Rovinný difuzor	27
1.4	Výsledky měření	28
1.4.1	Základní statistické vyhodnocení dat	29
1.4.2	Měření žhaveným čidlem	30
1.4.3	Pneumatická měření	35
1.4.4	Optická měření.....	39
2	AKTIVNÍ METODY ŘÍZENÍ MEZNÍ VRSTVY	44
2.1	Syntetizovaný paprsek	45
2.1.1	Veličiny charakterizující syntetizovaný paprsek.....	47
2.1.2	Přístup k vyhodnocení vybraných veličin	49
2.2	Výsledky měření	50
2.2.1	Schéma zapojení měřicí aparatury.....	51
2.2.2	Bodeho charakteristika operačního zesilovače	52
2.2.3	Identifikace celého systému.....	53
2.2.4	Měření žhaveným čidlem	59
2.2.5	Optická měření.....	68
3	ŘÍZENÍ MEZNÍ VRSTVY V DIFUZORU	78
3.1	Výsledky měření	79
3.1.1	Pneumatická měření	80
3.1.2	Optická měření.....	82
3.1.3	Měření žhaveným čidlem	89
3.1.4	Vizualizace proudění	92
4	ZÁVĚR	94
5	LITERATURA	96
6	PUBLIKOVANÁ LITERATURA	101
7	PŘÍLOHY	105

Seznam obrázků

Obr. 1.: Schéma difuzoru pracujícího v podzvukovém režimu mezi parametry 1 a 2	15
Obr. 2.: Diagram h-s podzvukového difuzoru	15
Obr. 3.: Možné režimy práce podzvukového difuzoru	16
Obr. 4.: Schéma difuzoru pracujícího v podzvukovém režimu mezi celkovými parametry 0 a 2	21
Obr. 5.: Diagram h-s práce podzvukového difuzoru.....	21
Obr. 6.: Schematické naznačení rychlostního profilu na vstupu do difuzoru a tloušťky mezní vrstvy	21
Obr. 7.: Rychlostní profil v okolí bodu odtržení, Schlichting (2000)	23
Obr. 8.: Konvenční a Simpsonův přístup k rozboru oblasti odtržení, Simpson (1996)	24
Obr. 9.: Diskretizace proudového pole.....	25
Obr. 10.: Schematické naznačení používaného rovinného difuzoru	27
Obr. 11.: Schéma aerodynamického tunelu, s vyznačením měřicího prostoru	28
Obr. 12.: Schéma měření rychlostních profilů na vstupu a výstupu z difuzoru.....	31
Obr. 13.: Vstupní rychlostní profily při vybraných režimech provozu ventilátoru	32
Obr. 14.: Výstupní rychlostní profily při vybraných režimech provozu ventilátoru	33
Obr. 15.: Rychlostní profil, resp. mezní vrstva, v ústí difuzoru.....	33
Obr. 16.: Vývoj rychlosti a intenzity turbulence před vstupem do konfuzorové části aerodynamického tunelu	34
Obr. 17.: Schéma zapojení měřicí aparatury pro pneumatická měření	35
Obr. 18.: Detail přechodu konvergentní části tunelu v část divergentní	36
Obr. 19.: Průběh tlaku a ztrátového součinitele v ideálním rovinném difuzoru	37
Obr. 20.: Průběh rychlosti v ideálně pracujícím rovinném difuzoru	37
Obr. 21.: Gradient statického tlaku na spodní stěně difuzoru v závislosti na provozním režimu ventilátoru	37
Obr. 22.: Průběh ztrátového součinitele v závislosti na režimu provozu aerodynamického tunelu	38
Obr. 23.: Schéma rozložení měřicí aparatury pro optická měření	40
Obr. 24.: Měřená oblast v difuzoru při využití PIV aparatury v daném nastavení	40
Obr. 25.: Skalární pole podélné rychlosti doplněné o křivku nulové rychlosti	42
Obr. 26.: Detail průběhu křivky nulové rychlosti po délce stěny difuzoru	42
Obr. 27.: Skalární pole vířivosti	42
Obr. 28.: Výsledky POD analýzy proudového pole.....	43
Obr. 29.: Schéma fungování syntetizovaného paprsku.....	45
Obr. 30.: Průběh hmotnostního toku štěrbinou hybridního syntetizovaného paprsku	46
Obr. 31.: Realizace hybridního syntetizovaného paprsku fluidickým aktuátorem Tesař (2007).....	46
Obr. 32.: Průběh hmotnostního průtoku štěrbinou pulzujícího a míjivého paprsku	46
Obr. 33.: Schéma používaného generátoru syntetizovaného paprsku	50
Obr. 34.: Schéma generátoru syntetizovaného paprsku při využití elektrické analogie	50
Obr. 35.: Identifikace systému	51
Obr. 36.: Schéma zapojení generátoru syntetizovaného paprsku	51
Obr. 37.: Bodeho charakteristika použitého výkonového zesilovače	52
Obr. 38.: Fotografie uspořádání optického měření vibrací vibrometrem PDV 100	53
Obr. 39.: Vliv budicího napětí a frekvence na generovanou efektivní rychlost	53
Obr. 40.: Průběh efektivní rychlosti kmitání membrány po poloměru reproduktoru	54
Obr. 41.: Vliv budicího napětí na efektivní rychlost generovaného paprsku	54
Obr. 42.: Schéma měření metodou CTA.....	55
Obr. 43.: Náhled na okamžitý průběh signálu získaného při měření metodou CTA pro frekvenci 150 Hz	55
Obr. 44.: Bodeho charakteristika celého systému generujícího syntetizovaný paprsek.....	56
Obr. 45.: Schéma měření budicího výkonu tekoucího z operačního zesilovače do dvojice reproduktorů	57
Obr. 46.: Závislost efektivní výstupní rychlosti na budicí frekvenci při konstantním budicím výkonu	58
Obr. 47.: Závislost efektivní výstupní rychlosti na budicí frekvenci při konstantním budicím napětí	58
Obr. 48.: Průběh rozkmitu budicího napětí a efektivního proudu v závislosti na budicí frekvenci.....	58

Obr. 49.: Vliv budícího výkonu na velikost výstupní rychlosti při frekvenci 410 Hz	58
Obr. 50.: Vliv frekvence a rozkmitu budícího napětí na velikost výstupní rychlosti.....	59
Obr. 51.: Rozložení efektivní rychlosti po délce štěrby generátoru paprsku při vybraných frekvencích	60
Obr. 52.: Profily efektivní rychlosti po délce štěrby paprsku	60
Obr. 53.: Schéma měření šířky generovaného syntetizovaného paprsku.....	61
Obr. 54.: Průběh efektivní rychlosti syntetizovaného paprsku pro vybrané frekvence	61
Obr. 55.: Šířka generovaného paprsku pro frekvenci 150 Hz.....	61
Obr. 56.: Deviace výstupního úhlu paprsku v ústí generátoru při frekvenci 150 Hz	61
Obr. 57.: Poloha měřicího bodu při zkoumání vývoje paprsku	62
Obr. 58.: Průběh střední hodnoty rychlosti.....	62
Obr. 59.: Interpolovaný průběh střední hodnoty rychlosti ve vybraném rozsahu frekvencí	63
Obr. 60.: Frekvenční spektrum rychlosti při budící frekvenci 150 Hz, v bodech $x/h = 0$ a 25	64
Obr. 61.: Spektrum rychlosti měřené při budící frekvenci 60 a 150 Hz.....	64
Obr. 62.: Spektrum rychlosti měřené při budící frekvenci 150 Hz a 410 Hz.....	65
Obr. 63.: Fázově střední průběhy rychlosti ve vzdálenosti $x/h=0, 12$ a 25 při budící frekvenci 150 Hz	65
Obr. 64.: Vývoj fázově středního průběhu rychlosti ve středu paprsku, budící frekvence 150 Hz	66
Obr. 65.: Vývoj fázově středního průběhu rychlosti ve středu paprsku, budící frekvence 410 Hz	67
Obr. 66.: Vybrané parametry syntetizovaného paprsku, L_0 a Re_{u0}	67
Obr. 67.: Schéma optického měření syntetizovaného paprsku	68
Obr. 68.: Sekvence vektorových polí rychlosti syntetizovaného paprsku v rovině symetrie $x-y$	71
Obr. 69.: Prostorový vývoj syntetizovaného paprsku v rovině $x-y$ v čase $t/T=0,39$	72
Obr. 70.: Vývoj šířky syntetizovaného paprsku v příčném (červeném) řezu, založeno na $U_{ci}/2$	73
Obr. 71.: Konvekce vírů sledovaná v rámci jedné periody buzení syntetizovaného paprsku	73
Obr. 72.: Scheimpflugova podmínka	74
Obr. 73.: Výsledek měření syntetizovaného paprsku dvojicí kamer, STEREO PIV.....	75
Obr. 74.: Rozklad snímku $t/T= 0,39$ do příslušných složek rychlostí u, v a w	75
Obr. 75.: Sekvence vektorových polí rychlosti syntetizovaného paprsku v rovině symetrie $x-z$	77
Obr. 76.: Schéma syntetizovaného paprsku.....	78
Obr. 77.: Schéma DSJ	78
Obr. 78.: Flukтуаční koeficient hybnosti a bezrozměrná frekvence.....	79
Obr. 79.: Schéma sestavení syntetizovaného paprsku a rovinného difuzoru	80
Obr. 80.: Průběh gradientu tlaku při buzení mezní vrstvy syntetizovaným paprskem, úhel rozevření $20,5^\circ$	81
Obr. 81.: Ztrátový součinitel měřený při režimu 6 pro vybrané rozkmity budícího napětí.....	81
Obr. 82.: Schéma měření optickou metodou PIV.....	82
Obr. 83.: Vyznačení snímané oblasti přiléhající k rozevírané stěně difuzoru.....	82
Obr. 84.: Skalární pole vlastního čísla λ_2 v čase $t/T = 0,39$ a $0,11$	84
Obr. 85.: Konvekce generovaných struktur v hlavním proudu rovinného difuzoru	85
Obr. 86.: Skalární pole podélné rychlosti a průběh křivky nulové rychlosti 150 Hz 9,6V	87
Obr. 87.: Skalární pole podélné rychlosti s křivkou nulové rychlosti 150 Hz 19,2V	87
Obr. 88.: Skalární pole vířivosti 150 Hz 19,2V	87
Obr. 89.: Porovnání křivek nulové rychlosti pro měřené varianty	88
Obr. 90.: Schéma měření metodou CTA ve výstupním průřezu difuzoru, detail sondy Dantec Dynamics	89
Obr. 91.: Výstupní rychlostní profily při budící frekvenci 150 Hz	89
Obr. 92.: Třetí a čtvrtý centrální moment při budící frekvenci 150 Hz.....	90
Obr. 93.: Průběh variačního koeficientu pro měřené varianty buzení generátoru	91
Obr. 94.: Frekvenční spektrum výstupní rychlosti při budící frekvenci 150 Hz, rozkmitu 9,2 a 19,2 V	91
Obr. 95.: Vizualizace proudění na rozevírané stěně difuzoru nítěnými sondami	92

Anotace

Stěžejním úkolem této práce je získat povědomí o řízení mezní vrstvy vznikající v rovinném difuzoru syntetizovaným paprskem. Zkoumán je vliv řízení mezní vrstvy na vybrané proudové charakteristiky. Především jde o gradient statického tlaku, rozložení výstupní rychlosti reprezentované rychlostním profilem, sledovanou veličinou je též účinnost difuzoru, která je vyjádřena prostřednictvím energetického ztrátového součinitele ζ .

Práce je rozdělena do tří oddělených kapitol, které se postupně zabývají rovinným difuzorem, syntetizovaným, paprskem generovaným v klidném prostředí. Konečně v poslední kapitole jsou uvedeny výsledky řízení mezní vrstvy v dříve testovaném rovinném difuzoru generátorem syntetizovaného paprsku.

Každá z kapitol je z části věnována úvodu do teoretického rozboru dané problematiky. Zde je možné nalézt naznačení odvození dále používaných veličin.

Vzhledem k charakteru práce, patří mezi nejdůležitější část podkapitoly nazvané „*Výsledky měření*“. Tyto podkapitoly je možné nalézt ve všech třech zmiňovaných kapitolách.

V případech měření na difuzoru jsou tyto kapitoly rozděleny opět do tří částí, podle použité metodiky měření.

Bylo využito tří diametrálně odlišných přístupů, každý z nich, je schopen postihnout sledovanou problematiku z jiného úhlu pohledu a především je možné říci, že získané výsledky jsou navzájem nekorelované.

První, konvenční přístup je založen na bodovém měření statických, celkových, popř. dynamických tlaků. Výsledkem je ucelená představa o tlakovém poli, především jde o gradient tlaku, který charakterizuje daný difuzor a rozložení celkového tlaku na výstupu z difuzoru, který má přímou vazbu na zmiňovanou účinnost.

Druhou metodou je optický přístup nazývaný „Particle Image Velocimetry“ PIV, nezměrnou výhodou je fakt, že se již nejedná o pouhé bodové měření. Z dat je možné vysledovat korelace v rychlostním poli v daném měřicím řezu. Vynikne zde především možnost identifikace koherentních struktur a sledování vývoje v čase a prostoru.

Poslední přístup, jedná se o drátkovou anemometrii CTA, je opět bodovým měřením, který ovšem vyniká vysokou vzorkovací frekvencí a miniaturním rozměrem měřicího „bodu“.

Na základě primárních dat získaných výše popsány metodami byly provedeny vybrané rozborů, výsledky jsou uvedeny a popsány v této práci.

V případě prostého rovinného difuzoru je výsledkem již zmiňovaný gradient statického tlaku, ztrátový součinitel, vstupní a výstupní rychlostní profil vše pro šest vybraných provozních režimů aerodynamického tunelu. Pro jeden z uvedených režimů, který je dále v práci používán, byla měřena úroveň intenzity turbulence na vstupu a její vývoj směrem k ústí difuzoru. Uvnitř difuzoru byl sledován vývoj a poloha místa odtržení, velikost oblasti odtržení, stejně jako produkce vířivosti v ústí difuzoru.

V případě generátoru syntetizovaného paprsku byla středem zájmu jeho úplná frekvenční charakteristika, vnik a vývoj vírové dvojice. Kromě toho jsou uvedeny výsledky měření úplné přenosové charakteristiky celého systému generátor signálu-operační-zesilovač-generátor paprsku. Dále byla práce zaměřena na sledování vývoje paprsku ve smyslu šířky, rozložení rychlosti po ploše štěrbiny a pohybu vírových dvojic v klidném prostředí.

V poslední kapitole je uveden rozbor vhodného nastavení generátoru syntetizovaného paprsku, výsledky řízení mezní vrstvy v difuzoru v podobě ztrátového součinitele a výstupních rychlostních profilů. V poslední řadě je uvedena diskuze výsledků konvekce koherentních struktur hlavním proudem.

Všechny uvedené výsledky v této kapitole jsou získány při jednom provozním režimu ventilátoru označovaného „*režim 6*“.

Abstract

The main task of this work is to acquire knowledge regarding the control of the boundary layer that originates in a planar diffuser with a synthetic jet; the influence on the boundary layer control of selected stream characteristics was researched. This primarily concerns the static pressure gradient, the allocation of the output speed represented by the speed profile and the monitored value, which is also the efficiency of the diffuser expressed through the energy loss coefficient ζ .

The work is divided into three separate chapters which examine the planar diffuser, synthetics and the jet generator in a quiet environment. The final chapter contains the results of the control of the boundary layer in the tested planar diffuser using the synthetic jet generator.

Each chapter introduces the theoretical analysis of the stated issue where further values are derived.

Due to the nature of the work, the most important part is in the sub-chapter “*Measurement Results*”. These sub-chapters can be found in all three chapters.

In the case of diffuser measurements, these chapters are again divided into three parts according to the measuring methodology used.

Three diametrically different approaches were used, each which could address the stated issue from the other viewpoint and it can be said that the results are non-correlated.

The first conventional approach is based on point measurement of static, overall and dynamic pressures. The result is self-contained knowledge of the pressure field, particularly the pressure gradient which characterizes the stated diffuser and the allocation of the total pressure on the output of the diffuser which is directly related to the mentioned efficiency.

The second optical method is called “Particle Image Velocimetry” (PIV), where a significant advantage is that it does not only concern point measurement and it is possible to obtain the stated measuring cut from the data correlation in the velocity field. There is an excellent possibility of identifying coherent structures and monitoring the development in time and space.

The final approach concerns constant temperature anemometry CTA, which is again point measurement characterized by high sampling frequency and miniature dimensions of the measuring “point”.

Selected analyses were conducted on the basis of the primary data acquired using the above-mentioned methods and the results are described in this work.

In the case of the planar diffuser, the result is the previously mentioned static pressure gradient, loss coefficient, and the input and output velocity profile for six selected operating regimes in an aerodynamic tunnel. For one such regime which is used in the work, the level of the intensity of the turbulence on the input and its development in the direction of the mouth of the diffuser was measured. Inside the diffuser the development and position of the point of separation was monitored, as well as the size of the separation area and the production of vorticity in the mouth of the diffuser.

In the case of the synthetic jet generator, the centre of interest was the full frequency characteristics, generation and evolution of vortex pairs. In addition, there are the results of the measurement of the full transfer characteristics of the overall system, signal generator – operating amplifier – jet generator. Moreover, the work was focused on monitoring development of jet width, distribution of velocity in the gap and the convection of vortex pairs in a quiet environment.

The last chapter contains an analysis of the suitable setting of the synthetic jet generator, the results of the measurement of the boundary layer of the diffuser in the form of the loss coefficient and output velocity profiles. Finally, there is a discussion on the results which lists the convection of coherent structures by the main stream.

All mentioned results in this chapter were acquired during one operating regime of the ventilator designated “*regime 6*”.

аннотация

Основной целью данной работы стало получение информации об управлении пограничным слоем, возникающим в плоском диффузоре, посредством синтетической струи. Изучалось влияние управления пограничным слоем на выбранные характеристики потока: прежде всего, на градиент статического давления, распределение скорости на выходе, представленное профилем скорости, а также на эффективность диффузора, которая выражается через коэффициент потерь энергии ζ . Работа разделена на три главы, которые посвящены плоскому диффузору, синтетической струе, генерируемой в спокойной среде, в последней главе представлены результаты управления пограничным слоем генератором синтетической струи в ранее протестированном плоском диффузоре.

В каждой из глав уделяется внимание теоретическому анализу данной проблематики. Здесь отражены и замечания о выведении величин, используемых в работе.

В соответствии с характером работы наиболее важными ее частями являются подразделы, озаглавленные «*Результаты измерений*». Эти подразделы содержатся во всех трех вышеописанных главах.

В случаях проведения измерений на диффузоре главы также разделены на три части в соответствии с методикой измерения.

Были использованы три принципиально разных подхода, каждый из которых способен представить изучаемую проблематику с определенной точки зрения; при этом следует отметить, что полученные результаты не коррелируют друг с другом.

Первый, традиционный подход, основан на точечном измерении статических, общих или динамических давлений. В результате исследования была получена полная картина поля давления и прежде всего данные о градиенте давления, характеризующем данный диффузор, а также о распределении общего давления на выходе из диффузора, которое напрямую связано с уже упомянутой его эффективностью.

Второй использованный нами метод – оптический подход, названный «Particle Image Velocimetry» PIV, его несомненное преимущество в том, что речь здесь не идет только о точечном измерении. Данные такого исследования позволяют определить корреляции в поле скоростей на данном измерительном срезе. Наиболее важной в этом случае представляется возможность идентифицировать когерентные структуры и проследить развитие во времени и пространстве.

Последний подход (речь идет об анемометрии при постоянной температуре – СТА) – это точечное измерение, которое, однако, обеспечивает высокую частоту дискретизации и миниатюрные размеры «точки» измерения.

На основании первичных данных, полученных выше описанными методами, был проведен анализ, результаты которого описаны и проанализированы в данной работе.

В случае простого плоского диффузора были получены следующие результаты: уже упомянутый нами градиент статического давления, коэффициент потерь, входной и выходной профили скорости – все для шести выбранных рабочих режимов аэродинамической трубы. Для одного из указанных режимов, который используется в работе, измерялся уровень интенсивности турбулентности на входе и ее развитие по мере приближения к расширенной части диффузора. Внутри диффузора отслеживалось развитие и местоположение отрыва потока, размеры области отрыва потока, а также вихреобразование в расширенной части диффузора.

В случае генератора синтетической струи в центре нашего внимания была полная частотная характеристика, формирование и развитие вихревых пар. Кроме того, нами представлены результаты измерений полной трансляционной характеристики всей системы генератор сигнала – операционный усилитель – генератор синтетической

струи. Далее работа была направлена на исследование развития струи по ширине, на исследование распределения скорости на поверхности канала и движения вихревых пар в спокойной среде.

В последней главе приводится анализ оптимальных настроек генератора синтетической струи, результаты управления пограничным слоем диффузора в виде коэффициента потерь и профилей скорости на выходе. В заключение обсуждаются результаты конвекции когерентных структур основным потоком.

Все указанные в этой главе результаты получены в одном рабочем режиме вентилятора, обозначенном как «режим б».

1 Použité značení

A	[m ²]	vstupní průřez difuzoru
B	[1]	poměrná blokovácí tloušťka
C ^j	[- ^j]	j-tý centrální statistický moment
\dot{E}_k	[J/s]	tok kinetické energie daným průřezem
F ⁺	[1]	bezrozměrná frekvence
H ¹² , H ³²	[1]	tvarové parametry mezní vrstvy
I _h	[A]	efektivní hodnota dané harmonické složky elektrického proudu procházejícího obvodem
L ₀	[m]	„stroke length“
Ma	[1]	Machovo podobnostní číslo
N	[1]	délka vektoru náhodného výběru, kalibrační konstanta, viz Collis-Wiliamsův zákon
P	[W]	elektrický výkon
P ₀	[W]	elektrický výkon stejnosměrné složky
R	[m]	poloměr válcové stěny vstupního difuzoru
Re	[1]	Reynoldsovo podobnostní číslo
Re _w	[1]	Reynoldsovo podobnostní číslo žhaveného drátku
Sh	[1]	Strouhalovo podobnostní číslo
St	[1]	Stokesovo podobnostní číslo
T	[K], [s]	absolutní teplota media, popř. doba periody
U _h	[V]	efektivní hodnota napětí dané harmonické složky
U ₀ , U _{max}	[m/s]	reduované hodnoty rychlosti
a	[m]	šířka difuzoru
b	[m]	výška vstupního průřezu difuzoru
c	[m]	charakteristický rozměr obtékaného tělesa, jehož mezní vrstva je řízena
a _t	[J/kg]	měrná technická práce
c _p , c _v	[J/kg·K]	izobarická, resp. izochorická měrná tepelná kapacita
d _w	[m]	průměr drátku žhaveného čidla
f	[Hz]	budicí frekvence
g	[m/s ²]	gravitační zrychlení
h	[m], [J/kg]	šířka štěrbin paprsku, měrná entalpie
i, j		sčítací indexy, polohové indexy
k, l		délka sčítaného vektoru
\dot{m}	[kg/s]	hmotnostní tok sledovaným místem
m ^j	[- ^j]	j-tý obecný statistický moment
n	[1]	bezrozměrné rozevření difuzoru
o	[m]	smočený obvod vstupu difuzoru
p	[Pa]	tlak
q	[J/kg]	měrné teplo

r	[J/kg·K]	individuální plynová konstanta
s	[J/kg·K], [-]	měrná entropie, výběrová směrodatná odchylka
t	[s]	čas
u, v, w	[m/s]	složky rychlosti
v	[m ³ /kg]	měrný objem proudícího média
x, y, z	[m]	geometrická vzdálenost v dané ose
$u _{\infty}$	[m/s]	rychlost proudění nenarušeného proudu
u_{kor}, u_{mer}	[m/s]	korigovaná a měřená hodnota rychlosti žhaveným čidlem
$u'(t), u''(t)$	[m/s]	náhodná a periodická flukтуаční složka rychlosti

řecké znaky

Δ	[-]	změna dané veličiny
α	[°]	geometrický (poloviční) úhel rozevření difuzoru
γ	[1]	Forward-Flow-Fraction coefficient
δ	[1]	variační koeficient
$\delta_{0,95}$	[m]	tloušťka mezní vrstvy
$\delta^*, \delta^{**}, \delta^{***}$	[m]	pošínovací, hybnostní, popř. energetická tloušťka mezní vrstvy
ζ	[1]	ztrátový součinitel
η	[Pa·s]	dynamická viskozita
κ	[1]	Poissonova konstanta, pro vzduch $\kappa = 1,4$
λ	[1]	vlastní čísla tensoru gradientu rychlosti
μ_d	[1]	geometrické plošné rozšíření difuzoru
ν	[m ² /s]	kinematická vazkost
ξ	[1]	součinitel přeměny kinetické energie na tlakovou
ρ	[kg/m ³]	měrná hmotnost proudícího média
τ	[Pa]	smykové napětí
$\tau_{FORWARD}$	[s]	doba výskytu dopředného proudění
τ_{TOTAL}	[s]	celková doba měření rychlosti proudění
$\cos\phi_h$	[1]	účinník daného elektrického obvodu

indexy

D	...	dynamické parametry pracovního média
s	...	parametry média dosažené izentropickou změnou
t	...	teoretická hodnota dané veličiny
0	...	celkové (stagnační) parametry proudícího média
1	...	parametry proudícího média v ústí difuzoru
2	...	parametry proudícího média na výstupu z difuzoru
—	...	střední hodnota dané veličiny
^	...	odhad hodnoty dané veličiny

2 Úvod

Cílem předkládané studie je kvantitativní, ale částečně také kvalitativní zhodnocení vlivu aktivního řízení mezní vrstvy syntetizovaným paprskem vznikající v difuzoru. Zcela na počátku je vhodné definovat difuzor jako zařízení, jehož primárním úkolem je zajistit přeměnu kinetické energie vstupního proudu v energii tlakovou.

Z pohledu mezní vrstvy, resp. energie částic pohybujících se v této specifické smykové oblasti, je vývoj proudění vazkého media tekoucím difuzorem nejméně příznivý. Částice překonávají nejen vazké, tzn. třecí síly, ale také tlakové síly v podobě kladného gradientu statického tlaku. Může dojít k energetickému „vyčerpání“ v této oblasti, což je doprovázeno nepříznivým dějem, jenž je označován jako odtržení mezní vrstvy.

V příznivějším případě může dojít k dočasnému odtržení mezní vrstvy, která po určité vzdálenosti opět přilne ke stěně, tím vzniká útvar běžně nazývaný separační bublina. Nicméně při rozboru proudění media difuzorem je obvyklejší případ, kdy k opětovnému přilnutí mezní vrstvy již nedojde. Mezi bodem odtržení a výstupním průřezem difuzoru se vyvine „typický delta“ vír, který zaujímá větší, či menší oblast difuzoru, ve všech případech jde o nežádoucí stav.

Vznik posledně popisovaného jevu ve vlastním difuzoru má vliv na tlakové, ale také na výstupní rychlostní pole.

Při tomto režimu nedochází za bodem odtržení k dalšímu nárůstu statického tlaku, popř. je nárůst tlaku minimální. Tudíž vlastní funkce difuzoru je zcela ztracena nebo výrazně omezena.

Sledujeme-li vstupní a výstupní parametry proudu, potom je možné zaznamenat výrazný nesoulad v energetickém obsahu media v obou oblastech. Důvodem je přítomnost oblasti se zpětným prouděním. Ke vzniku, ale také k udržení zavířené oblasti je nutné dodávat energie, tato je odebírána hlavnímu proudu.

Kromě zmiňovaných dopadů, je nutné poznamenat, že z pohledu navazujícího zařízení není provozování difuzoru v tomto režimu příliš vhodné. Bod odtržení není stabilní bodem, ve smyslu jeho časové stability. Dochází k jeho posouvání po stěně, čímž je do celého systému vnášena významná dynamická silová složka v podobě časově proměnných pulzací statických tlaků. Navíc dochází k odplouvání vírů ze zavířené oblasti a vývoji nových vírů, což má opět dopad na dynamické chování výstupního pole. Z uvedeného je patrné, že všechna navazující zařízení jsou namáhána dynamickými silami, které při nevhodném naladění systému mohou vést k jeho poškození.

Vzhledem k výše popsaným faktům je zřejmé, že je nutné se všemi dostupnými prostředky bránit proti dlouhodobému provozování difuzoru v popisovaném režimu.

Základním a na první pohled nejjednodušším způsobem zamezení vzniku odtržení je věnovat velkou pozornost vlastnímu návrhu difuzoru. Takto navržené difuzory vycházejí rozměrově poměrně nevýhodně, jsou příliš dlouhé ve směru proudu, což je obvykle nežádoucí. Navíc je nutné mít na paměti, že difuzor bude provozován v rozličných provozních režimech.

Druhou metodou je zkrátit délku difuzoru a využít pasivního řízení mezní vrstvy spočívajícího ve vhodně zvolené drsnosti povrchu, drážkování povrchu, popř. ve vložení turbulizátorů. Obvykle je cílem přerozdělit energie hlavního proudu do silně exponovaných oblastí, jakými je například zmiňovaná mezní vrstvy. Výhodou je jednoduchost úprav, ale nemožnost reagovat na konkrétní nastavený režim proudění v difuzoru.

Poslední skupinou je aktivní řízení mezní vrstvy, kam patří kontinuální odsávání, vefukování do mezní vrstvy, syntetizovaný parsek, popř. plasmový generátor. Energie je částečně vnášena zvenčí a částečně z hlavního proudu. Výhodou těchto metod je možnost reagovat na konkrétní proudové parametry, což je vykoupeno poměrně komplikovanou konstrukcí. Více o řízení mezní vrstvy je uvedeno v dalších kapitolách, popř. v literatuře Gad-el-Hak (2000).

1 Difuzory

Práce je rozdělena do tří základních sekcí, které se odděleně věnují měření na difuzoru, syntetizovaném paprsku a v poslední fázi měření na difuzoru, jehož mezní vrstva je řízena syntetizovaným paprskem.

Jak již bylo zmíněno v úvodu, difuzor může být z pohledu přeměny energie specifikován jako zařízení, v němž dochází k přeměně kinetické energie na energii tlakovou, což je vždy doprovázeno ztrátami.

Na základě výše uvedené definice je možné rozdělit difuzory například takto:

- a) difuzory geometrické,
- b) difuzory tepelné,
- c) difuzory s měnícím se hmotnostním průtokem v rámci daného zařízení,
- d) difuzory mechanické.

Všechny čtyři typy difuzorů splňují uvedenou podmínku přeměny kinetické energie proudícího media v energii tlakovou, viz Hibš (1955), (1985). Přesto geometrické difuzory vynikají svojí jednoduchou konstrukcí, snad také proto jsou to nejběžněji používaná zařízení pro stlačování proudícího media.

ad a)

Jedná se o běžně používané a nejjednodušší typy difuzorů, kde vlivem zvětšování příčného průřezu ve směru proudění dochází ke snižování rychlosti proudícího media, a v souladu s tím k nárůstu jeho statických parametrů. Nicméně je nutné podotknout, že toto platí pouze v subsonickém proudění, pro oblast nadzvukových rychlostí jsou děje výrazně komplikovanější. Geometrické difuzory jsou obvykle dále děleny dle příčného průřezu na rovinné, čtvercové, obdélníkové, kuželové, mezikruhové, popř. výstupní hrdla. V rámci této práce bude středem zájmu rovinný difuzor umístěný v laboratořích Katedry energetických strojů. Oproti dalším zmiňovaným je jeho předností, že ke zvětšování příčného rozměru dochází jen v jedné rovině. Což je příznivé pro experimentální výzkum z pohledu jednoduššího popisu dějů v difuzoru.

ad b)

Tvar difuzorového kanálu může být relativně jednoduchý, dokonce v extrémním případě se může jednat o kanál konstantního průřezu. K přeměně kinetické energie na tlakovou dochází vlivem přívodu tepla stěnou kanálu, to ovšem platí jen pro subsonické případy proudění. Popisovaný případ je obvykle popisován jako Rayleighovo proudění, kdy je vyloučeno tření v kanálu. S jistým zjednodušením je tato úloha poměrně dobře analyticky řešitelná.

ad c)

Tento typ difuzorů je založen na snižování hmotnostního průtočného množství ve směru proudícího media. To je možné řešit v diskretních bodech, kde dochází k odsávání proudícího media, nebo je možné využít porézních stěn například v podobě sintrovaných destiček a odsávat medium spojitě po celé délce stěny.

Ve své podstatě jsou oba zmiňované principy využívány k aktivnímu řízení mezní vrstvy v geometrických difuzorech, nicméně při řízení mezní vrstvy je odsávané množství proudícího

media podstatně menší. Odsávané, popř. vefukované hmotnostní toky jsou v řádech jednotek procent hmotnostního toku hlavního proudu. Dokonce lze nalézt hodnotu, která je z pohledu vložené a získané energie optimem. Pro případ vefukování je doporučeno vefukovat průtočné množství odpovídající 4 - 5% hmotnostního toku hlavního proudu.

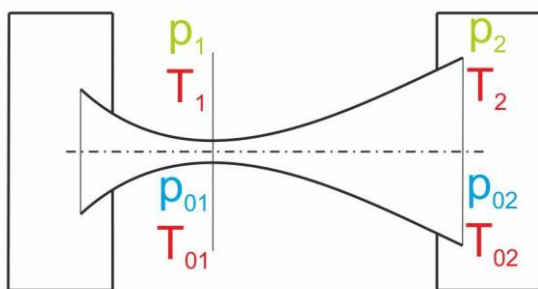
ad d)

Posledně zmíněný typ difuzorů je založen na principu přívodu mechanické práce, čímž dochází ke komprimování pracovního média. Samozřejmě je možné, resp. běžné, tyto difuzory kombinovat s geometrickými difuzory. Například tak jako je tomu u radiálních kompresorů, kde dochází k přívodu mechanické práce a posléze je kinetická energie transformována na tlakovou již ve spirální skříni ventilátoru, tedy v geometrickém difuzoru se zakřivenou střednicí.

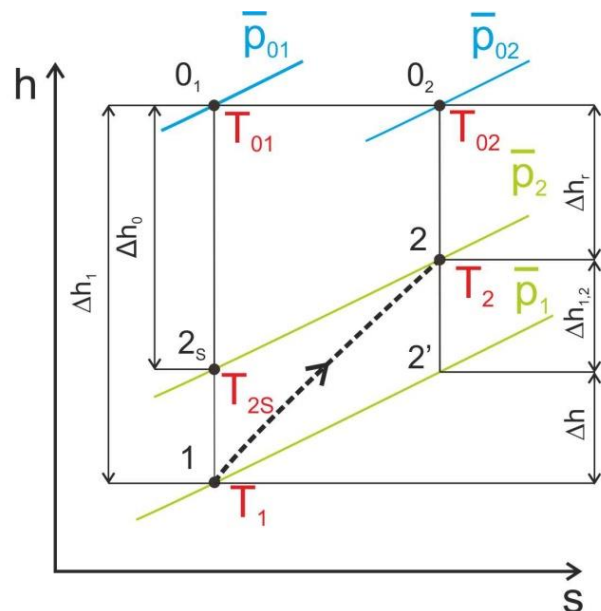
V předcházejících odstavcích bylo několikrát uvedeno, že v difuzoru dochází k přeměně kinetické energie proudícího média v energii tlakovou. Je zvykem tento proces vyznačit ve vhodném diagramu. Pro účely této práce se jeví za vhodné využít tepelného T-s, popř. diagramu h-s. Bude-li přijat předpoklad, že proudícím médiem je ideální plyn, potom je možné tento děj jednoduše zakreslit do h-s diagramu, kde je oproti T-s diagramu jen změněno měřítko svislé osy, konstantní hodnotou izobarické měrné tepelné kapacity. Tohoto diagramu využívá též ve své publikaci Dejč (1967).

Z důvodu jednodušší orientace v diagramu, viz obr. 2, je ještě vlevo od něj na následujícím obrázku uvedeno schéma obecného geometrického difuzoru včetně parametrů vyskytujících se v diagramech.

V předkládané práci bude středem zájmu jen oblast vlastního difuzoru, tzn. oblast mezi rovinami 1 a 2. Mezi nejvýznamnější veličiny patří stagnační parametry proudícího média značené 0_1 a 0_2 , viz obr. 1.



Obr. 1.: Schéma difuzoru pracujícího v podzvukovém režimu mezi parametry 1 a 2



Obr. 2.: Diagram h-s podzvukového difuzoru

Stagnačních, resp. celkových parametrů daných veličin je možné dosáhnout izoentropickým zabrzděním plynu na nulovou rychlost, což je popsáno prostřednictvím níže uvedených rovnic (1), (2) a (3).

Stagnační (celková) měrná entalpie proudícího media

$$h_{01} = \frac{\kappa \cdot r}{\kappa - 1} \cdot T_{01} \quad (1)$$

Poměr stagnační (celkové) a statické teploty proudícího media

$$\frac{T_{01}}{T_1} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma_1^2\right) \quad (2)$$

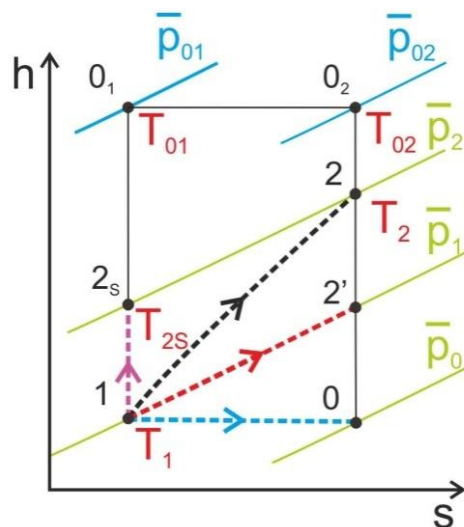
Poměr stagnačního (celkového) a statického tlaku proudícího media

$$\frac{p_{01}}{p_1} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma_1^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (3)$$

Výše uvedený diagram na obr. 2 popisuje jen jeden z případných provozních režimů difuzoru, které mohou nastat při proudění media difuzorem. Jedná se o případ nejobecnější, kdy změna probíhá mezi izobarami p_1 a p_2 při obecném nárůstu entropie a stlačení pracovního media. Nicméně při hlubším rozboru problematiky difuzorů je možné nalézt další tři specifické případy „komprese“. Mezi krajními případy bude pravděpodobně ležet tato obecná křivka popisující kompresi pracovního media.

Všechny tři, resp. čtyři režimy funkce jsou schematicky naznačeny v následujícím diagramu, viz obr. 3, a popsány jsou v doprovodném textu pod grafem.

Pro níže uvedený popis je předpokladem, že vstupní parametry zůstávají konstantní při všech popisovaných provozních režimech difuzoru, tzn. bod 1 zůstává v zakreslené pozici. Výstupní parametry jsou nastavovány na základě konkrétní situace proudění pracovního media difuzorem. Předpokladem je, že proces je adiabatický, nedochází ke sdílení tepla mezi proudícím médiem a okolním prostředím, celková teplota T_{01} , resp. T_{02} zůstává konstantní.



Obr. 3.: Možné režimy práce podzvukového difuzoru

a) První uvedený případ je případem ideálním, viz fialová vertikální čárkovaná úsečka v h-s diagramu. Nedochozí k disipaci energie proudícího média, tudíž změna je popsána úsečkou kolmou k ose entropie mezi bodem 1 a jemu odpovídajícím průmětem na izobaru \bar{p}_2 . Z grafu a popisu, je zřejmé, že ztráty jsou nulové, tedy dochází k bezztrátové přeměně kinetické energie média v energii tlakovou. Tento režim je žádoucí, dal by se nazvat jakýmsi atraktorem, k němuž směřuje snažení všech konstruktérů a vývojářů, kteří se zabývají konstrukcí difuzorů.

b) Druhý uvedený případ je zmiňovaným případem obecným, viz černá čárkovaná křivka. Dochází ke vzniku ztrát, entropie ve směru proudění roste, energie proudícího média částečně disipuje v teplo, kinetická energie se částečně mění v energii tlakovou. Výstupní kinetická energie je úměrná délce úsečky mezi body 0₂-2.

c) Tento režim je specifický, tím že nedochází ke kompresi ani k expanzi média ve směru proudění, statický tlak před, ale také za difuzorem má stejnou hodnotu, viz červená čárkovaná křivka (izobara). To znamená, že ztráty jsou právě takové, že probíhající změna je izobarická. Tedy disipuje právě tolik energie, aby byla přívodem tepla pokryta případná expanze plynu.

d) Poslední případ, viz modrá horizontální křivka v h-s diagramu, je režimem nežádoucím, protože dochází k extrémnímu nárůstu ztrát. Důsledkem je výrazný pokles statického tlaku pod původní úroveň statických parametrů, které byly na vstupu do difuzoru. Z trochu jiného pohledu je možné jej nazvat dějem izoentalpickým, což je proces, jenž vzniká při škrčení proudícího média. Tedy tento režim nemá nic společného s požadovaným nárůstem statických parametrů na výstupu z difuzoru. V tomto případě dochází k expanzi proudícího média, nikoliv k jeho kompresi, která je od difuzorů obecně požadována.

Konkrétní režim, v němž pracuje daný difuzor, je tedy možné vyhodnotit na základě sledování tlakového gradientu, který je de facto zakreslen v předcházejícím grafu do pravoúhlého souřadného systému h-s, viz obr. 3. Nebo je možné jej vyjádřit prostřednictvím tlakového, popř. energetického ztrátového součinitele, tak jak to udělal Dejč (1967), popř. Zarjankin (2002). Vyjde-li se z výše uvedeného grafu, viz obr. 2, rozepsáním energetické bilance v měrném tvaru, pro případ proudění pracovního média difuzorem mezi body 1-2, je získán následující vztah:

$$\Delta h_1 = \Delta h_{1,2} + \Delta h + \Delta h_r \quad (4)$$

Normováním předcházející rovnice její levou stranou, tedy hodnotou Δh_1 je možné se dostat ke vztahu, jež popisuje energetické ztráty v difuzoru ve tvaru uvedeného Zarjankin (2002):

$$1 = \frac{\Delta h_{1,2}}{\Delta h_1} + \frac{\Delta h}{\Delta h_1} + \frac{\Delta h_r}{\Delta h_1} = \xi + \zeta + \zeta_r \quad (5)$$

kde ξ - je součinitel přeměny energie z kinetické na tlakovou,
 ζ - je součinitel vnitřních ztrát celkové energie,
 ζ_r - je součinitel ztrát výstupní rychlostí.

Parametrem, který dobře popisuje funkci difuzoru je zmiňovaný součinitel přeměny kinetické energie na tlakovou, ten byl zaveden v práci Zarjankina jako poměr energie přeměněné

v difuzoru, v diagramu označené jako $\Delta h_{1,2}$ a vstupního měrného izoentropického spádu značeného jako Δh_1 , viz obr. 2.

$$\xi = \frac{\Delta h_{1,2}}{\Delta h_1} \quad (6)$$

V případě, že výstupní rychlost se již nevyužije, je nutné výstupní kinetickou energii považovat za ztrátu, čímž je možné se dostat k celkovému ztrátovému součiniteli v následujícím tvaru

$$\zeta_c = \frac{\Delta h_0}{\Delta h_1} = \frac{\Delta h + \Delta h_r}{\Delta h_1} = \zeta + \zeta_r. \quad (7)$$

Vztah mezi jednotlivými součiniteli je možné získat dosazením (6) a (7) do rovnice (5).

$$1 = \frac{\Delta h_{1,2}}{\Delta h_1} + \frac{\Delta h}{\Delta h_1} + \frac{\Delta h_r}{\Delta h_1} = \xi + \zeta_c. \quad (8)$$

Tedy součinitel přeměny kinetické energie je dán jednoduchým vztahem, viz rovnice (9).

$$\xi = 1 - \zeta_c. \quad (9)$$

Je-li možné považovat proudění tekutiny za adiabatické a medium za nestlačitelné, vyjádření ztrátového součinitele ζ_c je relativně jednoduché. Využitím prvního zákona termodynamiky, viz (10).

$$dq = 0 = dh + da_t = dh - vdp. \quad (10)$$

Následným dosazením vztahu (10) do (7) je vyjádřen celkový ztrátový součinitel celkovými a statickými, resp. dynamickými tlaky v bodech 1 a 2, viz rovnice (11).

$$\zeta_c = \frac{p_{01} - p_2}{p_{01} - p_1} = \frac{p_{01} - p_2}{p_{D1}} \quad (11)$$

Jak již bylo zmíněno, výše uvedený vztah (11) platí pouze pro adiabatické a nestlačitelné proudění tekutiny, které bude dále uvažováno. Přesto je vhodné se alespoň okrajově zabývat případem proudění stlačitelné tekutiny.

Ze shodných rovnic, nicméně poněkud odlišným postupem je možné vyjádřit vztah, který popisuje ztrátový součinitel pro případ adiabatického proudění stlačitelného media. Pouze je nutné vycházet z odlišných předpokladů. Využije se opět vztah (7) pro ztrátový součinitel a naznačenými úpravami je možné dojít až ke vztahu (12), resp. (13).

$$\zeta_c = \frac{\Delta h_0}{\Delta h_1} = \frac{h_{01} - h_{2s}}{h_{01} - h_1} = \frac{c_p \cdot (T_{01} - T_{2s})}{c_p \cdot (T_{01} - T_1)} \quad (12)$$

$$\zeta_c = \frac{1 - \frac{T_{2s}}{T_{01}}}{1 - \frac{T_1}{T_{01}}} = \left| p \cdot v^\kappa = konst. \right|_{p_s = p_{2s}} = \frac{1 - \left(\frac{p_{2s}}{p_{01}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{1 - \left(\frac{p_1}{p_{01}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \quad (13)$$

Takto vyjádřený ztrátový součinitel je výhodný z pohledu návrhu měřicího řetězce a následného sběru dat na experimentálním zařízení, které může být osazeno podstatně jednodušší měřicí aparaturou, tedy běžně dostupnými tlakovými převodníky.

Uvedené vztahy jsou výhodné za předpokladu, že je možné relativně přesně měřit zmíněné tlaky. Pokud jsou tlakové rozdíly malé, je problém s nejistotou měření, která je svázána právě s rozsahem použitého tlakového převodníku.

Rozšířenou nejistotu dané aparatury běžně deklaruje výrobce jako procentuální část z plného rozsahu převodníku. Ta se projevuje při měření s převodníkem v jeho spodní části rozsahu. Výše uvedený ztrátový součinitel je možné vyjádřit jako funkci vstupní, resp. výstupní rychlosti, což je uvedeno v následujícím textu.

Doposud byl zmiňován jen ztrátový součinitel bez ohledu na další parametry, které jej mohou ovlivňovat. Jedním z nich je rychlostní profil na vstupu do difuzoru a také „tvar“ mezní vrstvy, která má vypovídající schopnost o množství energie, která bude dále v difuzoru k dispozici pro překonání kladného tlakového gradientu.

Z publikovaných prací, viz Dejč (1967), popř. Hibš (1985), se ukazuje, že vliv vstupního rychlostního profilu a vstupní tloušťky mezní vrstvy je obecně u difuzorů zásadní. Na základě tohoto faktu bude proveden náznak rozboru některých parametrů, které více, či méně charakterizují mezní vrstvu na vstupu do vlastního difuzoru. Přesto vše je nutné již ve fázi výpočtu ztrátového součinitele jako integrální veličiny mít k dispozici data popisující rychlostní profil.

Při zpětném pohledu na příslušný h - s diagram, viz obr. 2, je možné jednotlivé změny entalpií vyjádřit ve formě rychlostí, resp. měrných kinetických energií tedy:

$$\Delta h_0 = \frac{u_{2t}^2}{2}, \Delta h_1 = \frac{u_{1t}^2}{2}, \Delta h_{r_i} = \frac{u_{2i}^2}{2}. \quad (14)$$

Tímto jsou vyjádřeny potřebné změny entalpií, dosazením vztahů do rovnice (7), resp. (5) je možné vyjádřit ztrátové součinitele jako funkce příslušných složek rychlostí, viz vztahy (15).

$$\zeta_c = \frac{u_{2t}^2}{u_1^2} \quad a \quad \zeta_{r_i} = \frac{u_{2i}^2}{u_{1t}^2} \quad (15)$$

Z rovnice (7) je zřejmé, že ztrátový součinitel vnitřních ztrát je možné vyjádřit jako rozdíl součinitele celkových ztrát a ztrát výstupní rychlostí, viz vztah (16).

$$\zeta = \frac{\Delta h}{\Delta h_1} = \zeta_c - \zeta_r. \quad (16)$$

Nicméně je nutné si uvědomit, že ztrátový součinitel popisující ztráty výstupní rychlostí je místní hodnotou, tedy také se součinitelem vnitřních ztrát, který je funkcí ζ_r je nutné takto pracovat.

Pro výpočet jediné reprezentativní hodnoty ztrátového součinitele je nutné přistoupit k redukci dat, z tohoto důvodu je postupováno naznačeným způsobem. Tedy z poměru změny toku kinetické energie na výstupu (18) a toku kinetické energie na vstupu (17) do difuzoru je získán vztah pro výpočet ztrátového součinitele vnitřní energie, viz rovnice (19).

$$\dot{E}_{k_1} = \frac{1}{2} \int_{S_1} \rho_1 \cdot u_1^3 \cdot dS_1 \quad (17)$$

$$\Delta \dot{E}_{k_2} = \frac{1}{2} \cdot \rho_{2min} \cdot u_{2max}^3 \int_{S_2} \frac{\rho_2 \cdot u_2}{\rho_{2min} \cdot u_{2max}} \cdot \left(1 - \left(\frac{u_2}{u_{2max}}\right)^2\right) \cdot dS_2 \quad (18)$$

$$\zeta = \frac{\Delta \dot{E}_{k_2}}{\dot{E}_{k_1}} = \zeta_c \cdot \int_{S_2} \frac{\rho_2 u_2}{\rho_{2min} u_{2max}} \cdot \left(1 - \left(\frac{u_2}{u_{2max}}\right)^2\right) \cdot dS_2 \cdot \frac{\dot{m}_t}{\dot{m}} \quad (19)$$

Nyní je nutné vyjádřit poměr teoretického a skutečného hmotnostního toku, což je provedeno na následujících řádcích, viz rovnice (20). Kromě toho je zapotřebí vyjádřit celkový ztrátový součinitel. Možné je vyjít z poměru hmotnostních toků a definice celkového ztrátového součinitele, výsledkem je vztah (22).

$$\Delta \dot{m} = \dot{m}_t - \dot{m} = \rho_{2min} \cdot u_{2max} \cdot \int_{S_2} \left(1 - \frac{\rho_2 \cdot u_2}{\rho_{2min} \cdot u_{2max}}\right) \cdot dS_2 \quad (20)$$

$$\dot{m} = \dot{m}_t \cdot \left(1 - \int_{S_2} \left(1 - \frac{\rho_2 \cdot u_2}{\rho_{2min} \cdot u_{2max}}\right) \cdot dS_2\right) \quad (21)$$

$$\zeta_c = \frac{u_{2t}^2}{u_1^2} = \left(\frac{\rho_1}{\rho_{2t}}\right)^2 \cdot \frac{1}{n^2 \cdot \left(1 - \int_{S_2} \left(1 - \frac{\rho_2 \cdot u_2}{\rho_{2min} \cdot u_{2max}}\right) \cdot dS_2\right)^2} \quad (22)$$

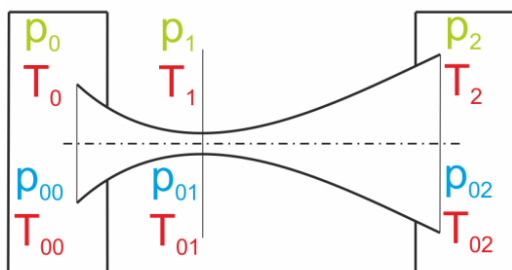
Dosazením vztahů (21) a (22) do rovnice (19) je možné vyjádřit ztrátový součinitel vnitřních ztrát vztahem (23). Pro případ proudění nestlačitelné tekutiny je možné oba součinitele zapsat ve tvaru rovnic (24) a (25), dále by bylo možné rozepsat plochu S_2 do tvaru součinu konstantní šířky difuzoru a odpovídajícího diferenciálu.

$$\zeta = \left(\frac{\rho_2}{\rho_{2t}}\right)^2 \cdot \frac{\int_{S_2} \frac{\rho_2 \cdot u_2}{\rho_{2min} \cdot u_{2max}} \cdot \left(1 - \left(\frac{u_2}{u_{2max}}\right)^2\right) \cdot dS_2}{n^2 \cdot \left(1 - \int_{S_2} \left(1 - \frac{\rho_2 \cdot u_2}{\rho_{2min} \cdot u_{2max}}\right) \cdot dS_2\right)^3} \quad (23)$$

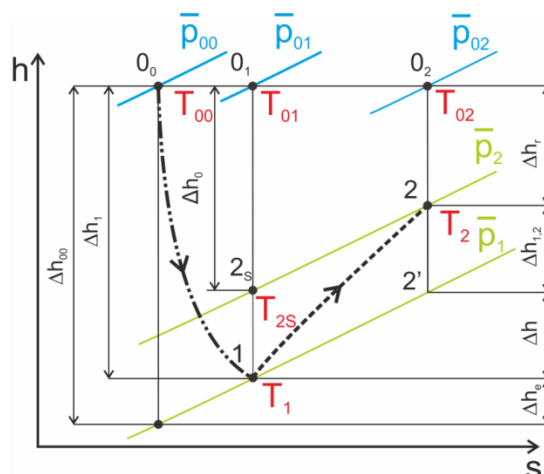
$$\zeta_c = \frac{1}{n^2 \cdot \left(1 - \int_{S_2} \left(1 - \frac{u_2}{u_{2max}}\right) \cdot dS_2\right)^2} \quad (24)$$

$$\zeta = \frac{\int_{S_2} \frac{u_2}{u_{2max}} \cdot \left(1 - \left(\frac{u_2}{u_{2max}}\right)^2\right) \cdot dS_2}{n^2 \cdot \left(1 - \int_{S_2} \left(1 - \frac{u_2}{u_{2max}}\right) \cdot dS_2\right)^3} \quad (25)$$

Doposud bylo předpokládáno, že jsou k dispozici stagnační parametry na vstupu do difuzoru. Pokud se vychází ze stagnačních parametrů před konfuzorem, je nutné od ztrát difuzoru odečíst ztráty spojené s prouděním tekutiny kontrakcí. Celý děj odehrávající se v průběhu expanze v kontrakci a posléze komprese v difuzoru je naznačen v h-s diagramu, viz obr. 5.



Obr. 4.: Schéma difuzoru pracujícího v podzvukovém režimu mezi celkovými parametry 0 a 2



Obr. 5.: Diagram h-s práce podzvukového difuzoru

Z výše uvedeného diagramu lze snadno vyjádřit termodynamickou účinnost, popř. ztrátový součinitel konfuzoru, viz vztahy (26).

$$\eta_t = \frac{\Delta h_1}{\Delta h_{00}}, \text{ tedy } \zeta_{00} = 1 - \eta_t = \frac{\Delta h_e}{\Delta h_{00}} \quad (26)$$

Nyní je možné přistoupit k popisu rychlostního profilu, resp. mezní vrstvy na vstupu do difuzoru. Na následujícím obrázku, viz obr. 6 vlevo, je schematicky naznačen obecný rychlostní profil.



Obr. 6.: Schematické naznačení rychlostního profilu na vstupu do difuzoru a tloušťky mezní vrstvy

Ze znalosti rozložení rychlosti je možné počítat tloušťku mezní vrstvy, která významným způsobem ovlivňuje velikost třecích ztrát, ale také polohu místa odtržení.

Pod pojmem tloušťka mezní vrstvy je možné si představit takovou geometrickou vzdálenost od stěny, kde místní rychlost dosahuje rychlosti nenarušeného proudu. Takto je také obvykle tloušťka mezní vrstvy definována. Značení je zavedeno takto $\delta_{0,95}$, což znamená, že tloušťka mezní vrstvy je definována jako vzdálenost mezi obtékanou stěnou a bodem, v němž místní rychlost dosahuje 95% rychlosti nenarušeného proudu. Dále je možné se setkat tloušťkou

mezní vrstvy definované jako 99 % rychlosti nerušeného proudu. Velkou nevýhodou této definice je fakt, že je nutné znát rychlost nenarušeného (hlavního) proudu. Tudiž zjištění obou popisovaných hodnot je do jisté míry komplikované. Proto byly zavedeny náhradní tloušťky mezní vrstvy. Obvykle se používá pošinovací, impulsní, popř. energetická tloušťka mezní vrstvy. Jejich definice jsou pro proudění nestlačitelné tekutiny kolem rovinné desky uvedeny na následujících řádcích. Matematicky jsou vyjádřeny rovnicemi (28), (29) a (30). Z mezí integrálů je patrné, že integrace může probíhat do „libovolné“ vzdálenosti, protože dosahuje-li rychlost u stěny rychlosti nenarušeného proudu, příspěvek je nulový.

Pro snazší představu o tloušťce mezní vrstvy $\delta_{0,95}$ a pošinovací tloušťce mezní vrstvy jsou oba případy uvedeny na předcházejícím obrázku, viz obr. 6 vpravo. Výhodou těchto náhradních tlouštěk mezní vrstvy je fakt, že jsou matematicky „čistě“ definovány.

Pošinovací tloušťku mezní vrstvy je možné definovat jako vrstvu, o níž by mohla být zvětšena obtékaná plocha (ve směru vnější normály k obtékanému povrchu) při zachování stejného hmotnostního průtoku za předpokladu vyloučení vlivu vazkosti tekutiny. Tato definice je graficky naznačena na obr. 6 vpravo, pro pošinovací tloušťku mezní vrstvy musí platit podmínka rovnosti obou barevně odlišených ploch.

$$\delta^* = \int_0^{\infty} \left[1 - \frac{u_1}{u_1|_{\infty}} \right] dy_u \quad (27)$$

Impulsní tloušťka mezní vrstvy je taková tloušťka mezní vrstvy, o kterou by mohla být zvětšena obtékaná plocha (ve směru vnější normály k obtékanému povrchu) při zachování stejné hybnosti, vše bez vlivu vazkosti tekutiny.

$$\delta^{**} = \int_0^{\infty} \frac{u_1}{u_1|_{\infty}} \cdot \left[1 - \frac{u_1}{u_1|_{\infty}} \right] dy_u \quad (28)$$

Konečně energetická tloušťka mezní vrstvy je taková tloušťka mezní vrstvy, o kterou by mohla být zvětšena obtékaná plocha (ve směru vnější normály k obtékanému povrchu) při zachování stejné kinetické energie, při potlačení vlivu vazkosti tekutiny

$$\delta^{***} = \int_0^{\infty} \frac{u_1}{u_1|_{\infty}} \cdot \left[1 - \left(\frac{u_1}{u_1|_{\infty}} \right)^2 \right] dy_u \quad (29)$$

Tvarové parametry mezní vrstvy jsou definovány dvojicí níže uvedených vztahů jako bezrozměrné veličiny, viz rovnice (31) a (32).

$$H^{12} = \frac{\delta^*}{\delta^{**}} \quad (30)$$

$$H^{32} = \frac{\delta^{***}}{\delta^{**}} \quad (31)$$

Pro difuzory je na základě parametrů mezní vrstvy definována ještě tzv. poměrná blokovácí tloušťka. Následující vztah platí pro vstupní průřez difuzoru. Obdobně je možné definovat poměrnou blokovácí tloušťku ve výstupním průřezu.

$$B_1 = \frac{2 \cdot \delta^*}{l_1} \quad (32)$$

1.1 Održžení mezní vrstvy

Difuzory obecně jsou zařízení, v nichž při nevhodném návrhu, nebo provozu může docházet ke vzniku odtržžení mezní vrstvy, což je nežádoucí proces, který výrazně snižuje účinnost difuzoru. Dojde-li ke vzniku masivního odtržžení, je možné očekávat, že difuzor zcela ztratí svoji funkci. Kromě toho může a pravděpodobně také bude docházet k dalšímu dynamickému namáhání difuzoru a následujících zařízení. Zcela na počátku je vhodné zabývat se definicí „bodu“ odtržžení a s tím souvisejícími přístupy.

Klasický přístup k rozboru odtržžení mezní vrstvy vychází z rovinného případu proudění v mezní vrstvě. Vznik odtržžení je podmíněn dvojicí podmínek.

První z nich je přítomnost nepříznivého, tedy kladného tlakového gradientu ve směru proudění. V případě vnitřní aerodynamiky tuto podmínku splňují kanály s rostoucím průřezem ve směru proudění.

Druhou podmínkou je přítomnost vazkých sil v mezní vrstvě, což je podmínka, kterou splňují všechny reálné tekutiny.

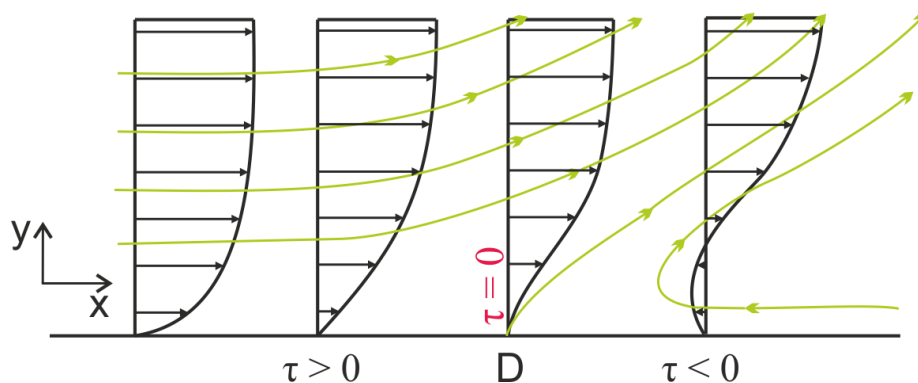
V klasické teorii proudění je bod odtržžení definován prostřednictvím nulového smykového napětí na obtékané stěně, viz následující vztah.

$$\tau = \mu \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} = 0 \quad (33)$$

Za bodem odtržžení dochází ke vzniku recirkulační oblasti, v níž je tekutina unášena od stěny do hlavního proudu. Odkud jí je opět dodána hybnost, což se též projevuje na rychlostním profilu, viz obr. 7, Schlichting (2000). V obrázku je možné sledovat postupný vývoj rychlostního profilu v těsném okolí bodu odtržžení.

Od počátku sledované oblasti dochází k narůstání tloušťky mezní vrstvy a uplatňování třecích sil v této oblasti. Výsledkem je ztráta hybnosti části tekutiny, která se nachází v mezní vrstvě. Toto postupuje až do místa, kdy tekutina nedisponuje dostatkem kinetické energie k pronikání do oblasti s vyšším tlakem, a je vytlačována směrem do volného proudu. V tomto místě dosahuje tečné napětí na stěně nulových hodnot a dochází ke vzniku inflexního bodu na rychlostním profilu, čímž vzniká bod odtržžení „D“.

Pokud existují vhodné podmínky $\frac{\partial p}{\partial x} < 0$, tak tekutina následně proudí směrem ke stěně a dochází k opětovnému přilnutí proudu a vzniku „uzavřené separační bubliny“ (uzavřené recirkulační oblasti).



Obr. 7.: Rychlostní profil v okolí bodu odtržžení, Schlichting (2000)

Z výše uvedeného je zřejmé, že odtržená oblast je ohraničena místem, kde $\tau = 0$, za nímž následuje oblast charakteristická zápornou hodnotou smykového napětí na stěně. Dojde-li k opětovnému přilnutí proudu, dosáhne tečné napětí opět nulové hodnoty, čímž je vymezena oblast separační bubliny.

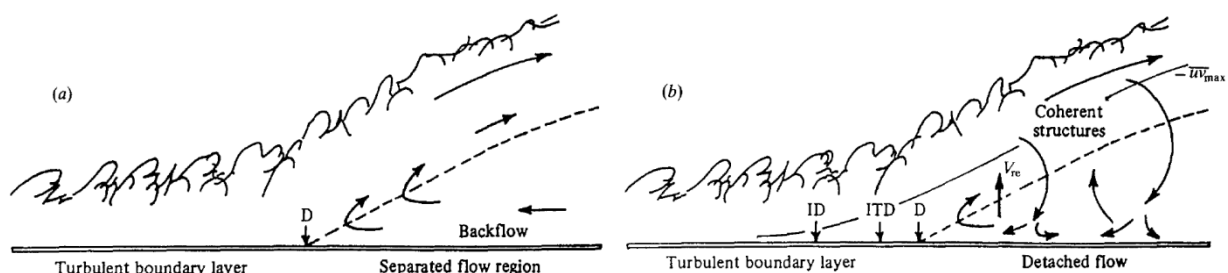
Održení samo o sobě je dynamický proces, proto ani předcházející klasický popis, kdy je určen „bod“ odtržení „D“ zcela neodpovídá realitě. Spíše, než o bodu odtržení, je vhodné mluvit o oblasti odtržení, protože dochází k oscilaci okamžitého bodu nulového tečného napětí kolem neznámé střední hodnoty.

Na následující dvojici obrázků, viz obr. 8, je opět zobrazen případ odtržení mezní vrstvy. Obrázek vlevo vychází z klasického přístupu, kde „bod“ odtržení je dán místem, v němž střední rychlostní pole vykazuje nulové tečné napětí na stěně. Čárkovaná křivka, která je spojnicí bodů nulové rychlosti, odděluje oblasti s dopředným prouděním nad ní od oblasti se zpětným prouděním přiléhající k obtékané stěně pod ní.

Obrázek vpravo vychází ze Simpsonova přístupu, viz Simpson (1996), který bere v potaz dynamiku celého procesu odtržení mezní vrstvy. V obou obrázcích je bod „D“ z něhož vychází čárkovaná křivka odpovídající spojnicí bodů nulové rychlosti. Plná křivka v pravém obrázku odpovídá bodům maximální hodnoty Reynoldsova napětí, v této oblasti vznikají koherentní struktury. Ty jsou unášeny proti stěně, kde dochází k jejich vzájemné interakci, což ovlivňuje složitost proudění uvnitř odtržené oblasti.

K popisu dynamického chování odtržení mezní vrstvy je využito součinitele podílu dopředné složky rychlosti Forward-Flow-Fraction coefficient FFF $\gamma = \frac{\tau_{FORWARD}}{\tau_{TOTAL}}$.

Prostřednictvím něhož jsou definovány další body zakreslené v obrázku vpravo.



Obr. 8.: Konvenční a Simpsonův přístup k rozboru oblasti odtržení, Simpson (1996)

Počátek vzniku odtržení, v obrázku označen jako bod ID – Incipient Detachment, je dle Simpsona definován jako bod, kde 1% časové délky záznamu odpovídá zpětnému proudění, tedy součinitel $\gamma = 0,99$.

Bod ITD – „Intermittent Transitory Detachment“ je dán pozicí, v níž nastává z celkové délky záznamu 20% času zpětné proudění.

Bod „Transitory Detachment“ je definován jako bod, v němž z celkové doby záznamu nastává v 50% doby zpětné proudění. Tedy tento bod je prostřednictvím součinitele γ definován hodnotou 0,5.

Posledním bodem je bod odtržení „D“, který by měl být dle Simpsona totožný s bodem TD.

Z uvedeného přehledu je zřejmé, že využitím klasického přístupu k určení „bodu“ odtržení, dochází ke ztrátě informací o jeho dynamice, která může být v tomto případě významná.

Nicméně je nutné podotknout, že pro rozbor dynamiky separace mezní vrstvy je nutné mít k dispozici vhodná data, v tomto případě, nejlépe získaná metodou TR PIV.

Vyšetřování místa odtržení je náročným úkolem, což dokresluje výše uvedený přehled. Pouhá znalost polohy bodu „D“ nepřináší ucelenou informaci o chování daného proudového pole.

1.2 Identifikace vírů

V této stati je uveden nástin vybraných možností identifikace vírových struktur v obecném dvojrozměrném rychlostním poli.

Bude-li středem zájmu proudové pole, v němž dominuje vliv odtržení mezní vrstvy, je vhodné zabývat se definicí a především identifikací vírů, resp. obecně koherentních struktur v proudovém poli. Jednu z definic víru navrhl například Lugt, jenž říká, že:

„Vír je rotační pohyb soustavy částic pohybujících se kolem společné osy rotace.“

Existuje vzájemná vazba mezi částicemi pohybujícími se uvnitř koherentní struktury, vykazují určitou míru uspořádanosti. Výhodou této definice je na první pohled jasná a jednoduchá vizuální identifikace víru v proudovém poli. Nicméně opak je skutečností. Definice je příliš obecná, zásadní problém je především s její algoritmizací.

Pro identifikaci vírů vznikla celá řada metod, každá z nich vykazuje dobré výsledky pro jiný případ. Na následujících řádcích je uveden seznam vybraných metod, který dozajista není úplný, přesto pro vytvoření představy o řadě různých přístupů plně postačuje.

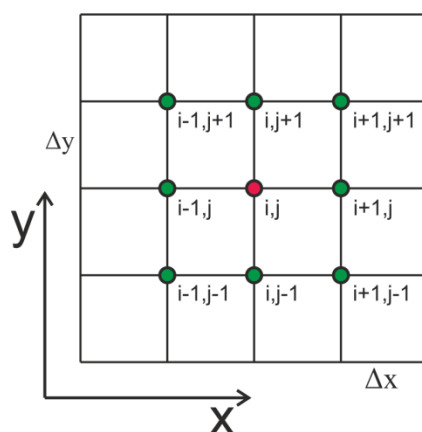
- Metoda založená na maximu velikosti vířivosti,
- λ_2 metoda,
- Q-kritérium,
- Metoda založená na normované helicitě,
- Metoda Predictor-Corrector.

V rámci této práce bylo využito první dvojice metod určení středu víru, proto nebudou další metody hlouběji rozebírány.

Obvykle jsou výchozími daty vektorová pole rychlosti. Ať už se jedná o výsledek numerické simulace nebo výsledek měření, data jsou diskrétní. V rámci této práce jsou vstupními daty, resp. primárními daty, vektorová pole rychlosti získaná optickou metodou PIV. Jak již bylo zmíněno, jedná se o data diskrétní, proto je nutné přistoupit k numerickému vyjádření derivací diferencemi, které vystupují v jednotlivých hypotézách, viz kapitole 1.4.4, 2.2.5 a 3.1.2.

Pro tuto část je výchozím stavem obecná funkce jedné proměnné. Náhrady derivací jsou odvozeny pro tuto funkci f . Uvedené závěry již není obtížné využít na konkrétní případ rychlostního pole.

Na následujícím obrázku je ukázán případ diskretizace funkce dvou nezávisle proměnných „sítí“ bodů. Zde se může jednat například o diskretizaci proudového pole, kde diskretizovanou funkcí je rychlost.



Obr. 9.: Diskretizace proudového pole

Pro jednoduchost se vyjme z výše uvedené sítě jen řádek s indexem j , který bude reprezentovat diskretizovanou funkci jedné proměnné. Nyní je nutné z diskrétního vyjádření získat povědomí o derivaci původní funkce f .

Jednou z možností je vyjít z Taylorova rozvoje a vyjádřit změnu funkční hodnoty v sousedních bodech, tak jak je uvedeno na následujících řádcích, viz vztahy (34) a (35). Druhou z možností je využít interpolační funkce druhého stupně, již se proloží tři body, určí se koeficienty rovnice a derivacemi funkce se získají náhrady derivací diferencemi.

$$f(x + \Delta x) = f(x) + \Delta x \cdot \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\Delta x^2}{2!} \cdot \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\Delta x^3}{3!} \cdot \frac{\partial^3 f}{\partial x^3} + \dots \quad (34)$$

$$f(x - \Delta x) = f(x) - \Delta x \cdot \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\Delta x^2}{2!} \cdot \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} - \frac{\Delta x^3}{3!} \cdot \frac{\partial^3 f}{\partial x^3} + \dots \quad (35)$$

Z dvojice výše uvedených vztahů je možné vhodnými úpravami vyjádřit dopřednou, zpětnou, popř. centrální poměrnou diferencí, viz vztahy (36), (37) a (38). Vzhledem k tomu, že při vyjadřování poměrných diferencí jsou zanedbány členy vyšších řádů, které se vzájemně neodečtou, musí být pravá strana rovnice doplněna o chybu daného řádu.

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{f(x) + f(x + \Delta x)}{\Delta x} + O(\Delta x) = \frac{f_i + f_{i+1}}{\Delta x} + O(\Delta x) \quad (36)$$

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{f(x) - f(x - \Delta x)}{\Delta x} + O(\Delta x) = \frac{f_i - f_{i-1}}{\Delta x} + O(\Delta x) \quad (37)$$

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{f(x + \Delta x) - f(x - \Delta x)}{2 \cdot \Delta x} + O(\Delta x^2) = \frac{f_{i+1} - f_{i-1}}{2 \cdot \Delta x} + O(\Delta x^2) \quad (38)$$

Ze vztahů je zřejmé, že náhrady derivace funkce vyjádřené z poměrné dopředné a zpětné difference jsou prvního řádu přesnosti, zatímco z poměrné centrální difference vychází náhrada derivace s druhým řádem přesnosti.

Ačkoliv by se mohlo zdát, že z pohledu řádu přesnosti náhrady derivace diferencemi je vhodné použít jen poměrnou centrální diferencí, není to zcela možné. Je nutné si uvědomit, že schéma založené na poměrné centrální diferencí vyžaduje znalost funkce v celém okolí řešeného bodu sítě. Z tohoto důvodu se tento přístup jeví výhodný všude, kde je tato podmínka dodržena, tedy uvnitř řešené oblasti. Zatímco na hranici řešené oblasti je nutné využít schéma založené na dopředné, popř. zpětné diferencí, podle toho, na které z hranic vyšetřované oblasti se řešený bod nachází.

Nahradí-li se zde obecná funkce f složkami rychlosti u a v vektorového pole, je již patrná přímá vazba na určení vířivosti, viz vztah (53), nebo vlastních čísel, viz vztahy (70) – (74) pro případ λ_2 kritéria.

Tímto jsou připravena vstupní data ve formě náhrad derivací funkce diferencí, která budou vstupovat do dalších analýz.

Detailnější popis obou zmiňovaných kritérií bude uveden v kapitolách, kde jsou popisovány výsledky tohoto rozboru rychlostního pole.

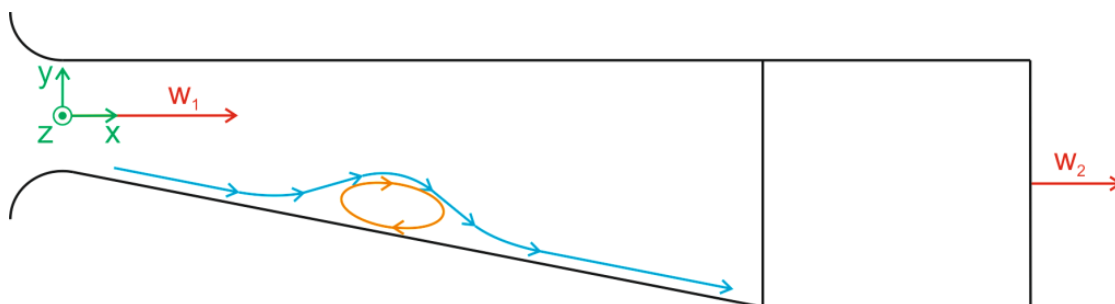
1.3 Rovinný difuzor

Rovinným geometrickým difuzorem je míněno zařízení, jehož dvě stěny jsou paralelní. Vlastní rozšiřování kanálu se odehrává pouze v paralelní rovině k těmto rovnoběžným stěnám. Velkou devízou tohoto uspořádání je fakt, že je předpokládáno dvourozměrné proudění, alespoň v rovině symetrie rozšiřujícího se kanálu. Nicméně je nutné poznamenat, že pouhá geometrie rovinného difuzoru není postačující podmínkou, aby bylo možné proudění v difuzoru považovat za dvourozměrné.

Ve skutečnosti dochází díky interakci mezních vrstev vyvíjejících se na jednotlivých stěnách a spojujících se v rozích k vzájemné interakci. Což podněcuje vznik sekundárního proudění v rozích difuzoru. To vede ke vzniku koutových vírů, obdobně jako při obtékání leteckého profilu v místě spojení s trupem, popř. lopatky turbíny v místě jejího vetknutí do rotoru, které se vyvíjejí a rostou. Při nevhodných příčných rozměrech difuzoru zasáhnou tyto víry až do středu kanálu, za těchto okolností je při nejmenším odvážné mluvit o dvourozměrném proudění.

Na základě výpočtových studií a experimentů vznikala celá řada doporučení tak, aby bylo dosaženo pseudorovinného proudění difuzorem. Například dle Hibše, viz Hibš (1985) je doporučeno, aby poměr šířky a výšky nabýval hodnoty alespoň 6, popř. byl vyšší. Při dodržení této podmínky lze vzniklé proudové pole považovat za pseudorovinné. Kromě toho by měly okrajové podmínky vykazovat jistou úroveň homogenity po vstupní, resp. výstupní ploše difuzoru.

Dále je vhodné mít na paměti, že dojde-li ke vzniku odtržení mezní vrstvy od stěny, nejedná se striktně o rovinný děj, ačkoliv je tak někdy vykreslován, viz obr. 10.



Obr. 10.: Schematické naznačení používaného rovinného difuzoru

Z prvních měření, která byla provedena na daném zařízení, se ukázalo, že jednou z nechtostí, kterými trpí používaný symetrický difuzor je bistabilita proudového pole. Tedy dochází k přilnutí hlavního proudu k jedné z obtékaných stěn a odtržení mezní vrstvy od druhé stěny, a to bezprostředně za kontrakcí. Přilnutí proudu k obtékané stěně sledoval již na začátku dvacátého století rumunský vědec Henri Coandă, dle něj se též jev nazývá Coandův efekt.

Velkým problémem je na první pohled bezdůvodné přepínání hlavního proudu z jedné stěny na druhou. Ačkoliv se zdá, že přepínání proudu je neopodstatněné, skutečnost je taková, že vznik odtržení je stabilitní otázkou, navíc tekutina se chová jako nelineární systém. Poruchy v proudovém poli, které vzniknou uvnitř difuzoru, nebo daleko proti proudu před vstupem do difuzoru jsou na různých hodnotách vlnových čísel odlišně zesilovány, či tlumeny. Ve výsledku může malá porucha na vhodné frekvenci silně ovlivnit celkový obraz proudového pole, tedy může mít vliv na stabilitu hlavního proudu.

Z tohoto důvodu bylo upuštěno od symetrického uspořádání difuzoru a měření bylo prováděno na jednostranně rozevřeném rovinném difuzoru, viz obr. 10. Odtržení se stabilizovalo na divergentní stěně, to umožnilo jeho další studování a rozbor vlivu aktivního řízení mezní vrstvy.

1.4 Výsledky měření

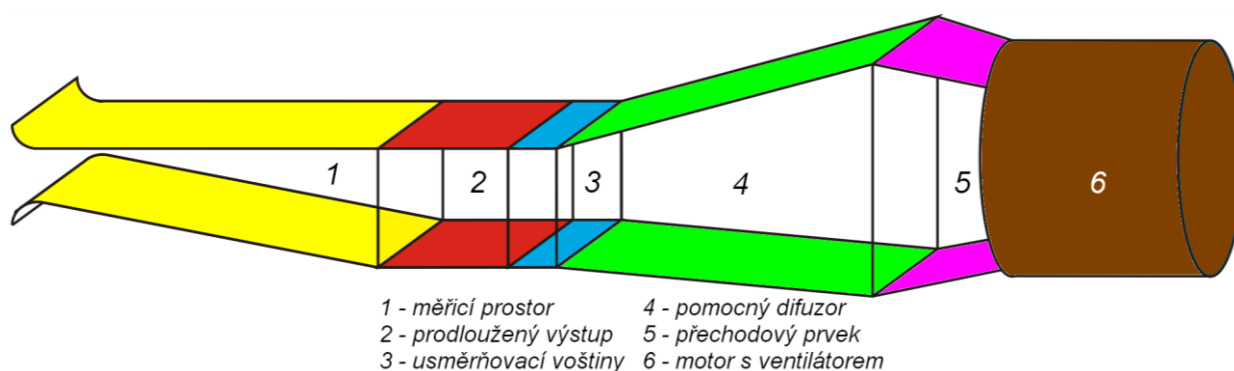
Zařízením, na němž byla prováděna veškerá měření je rozevratelný rovinný difuzor, jenž je součástí podtlakového aerodynamického tunelu, schéma celého zařízení je uvedeno na následujícím obrázku, viz obr. 11.

Sání pracovního média probíhá z okolní atmosféry skrze konvergentní část tvořenou dvojicí válcových výsečí, na ně navazuje dvojice rovinných stěn, jejichž úhel rozevření je možné měnit v intervalu $(0; 21,5^\circ)$, viz obr. 11, měřicí část je vyznačena žlutou barvou. Při plném rozevření obou stěn odpovídá úhel rozevření difuzoru 43° .

Za vlastním difuzorem následuje část prodlouženého výstupu, což není nic jiného, než kanál konstantního průřezu, jenž odpovídá výstupnímu průřezu měřicího difuzoru. Tato část aerodynamického tunelu je uzpůsobena pro vstup měřicí aparatury do difuzoru. V rámci této práce byl sondovací otvor používán pro měření výstupních rychlostních profilů metodou CTA. Původně byl pro nesení sondy využíván masivní dřevěný nosič s aerodynamickým profilem. Pro potřeby této práce byla sonda nesena na trubce kruhového průřezu s vnějším průměrem 10 mm, popř. byla využita hřebenová sonda celkového tlaku, jejíž příčný rozměr je v nejširším místě 3 mm.

Dále je tunel osazen usměrňujícími voštinami, pomocným difuzorem a přechodovým prvkem, který zajišťuje přechod z obdélníkového průřezu do kruhového. Na počátku měření byl před voštiny vložen rámeček s filtrační tkaninou, čímž došlo k výrazné tlakové ztrátě, ale především se stabilizoval povoz aerodynamického tunelu.

Srdcem tunelu je asynchronní motor, na jehož rotoru je letmo neseno oběžné kolo ventilátoru.



Obr. 11.: Schéma aerodynamického tunelu, s vyznačením měřicího prostoru

Výtlačné potrubí ventilátoru je vzhledem k nízkým výstupním rychlostem řešeno prostřednictvím pružného potrubí čtvercového průřezu. Výtlač pracovního média je mimo prostory laboratoře, což je výhodné především v případě měření metodou PIV, kdy je proudící medium syceno pomocnými částicemi na bázi vody nebo oleje.

Nastavení konkrétního režimu provozu aerodynamického tunelu probíhá prostřednictvím změny otáček ventilátoru.

Pro další měření byla vybrána šestice režimů provozu ventilátoru, číselně jsou charakterizovány dle označení na frekvenčním měniči. Pracovní charakteristika ventilátoru ani otáčky ventilátoru v jednotlivých provozních bodech nejsou známy. Proto jsou v následujících odstavcích tyto režimy charakterizovány vstupním a výstupním rychlostním profilem, ale také gradientem statického tlaku měřeného na spodní stěně pracovního difuzoru. Výsledky z výše popisovaných měření na difuzoru jsou ukázány v následujících kapitolách, viz stať 1.4.2, 1.4.3 a 1.4.4.

Ve všech případech se jedná o výsledky získané na jednostranně rozevřeném difuzoru s úhlem rozevření spodní stěny $20,5^\circ$.

1.4.1 Základní statistické vyhodnocení dat

Pro porovnání jednotlivých variant je nutné provést alespoň základní statistické vyhodnocení, zde v podobě bodových odhadů parametrů polohy, rozptýlení a tvaru, viz následující řádky.

Statistické vyhodnocení je provedeno na datech získaných z měření, tzn. na reprezentativním vzorku, kde je předpokládáno, že jednotlivé hodnoty výběru jsou náhodnými veličinami řídicí se shodným zákonem rozdělení. Jednotlivé prvky jsou vybrány navzájem nezávisle.

Mezi základní charakteristiky náhodného výběru patří střední hodnota a rozptýlení dat kolem střední hodnoty.

Prakticky není střední hodnota známa, tudíž je její odhad nahrazován aritmetickým průměrem, viz vztah (39).

$$\hat{\mu} = \bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^N x_i}{N} \quad (39)$$

Druhou zmiňovanou bodovou charakteristikou je rozptýlení dat kolem střední hodnoty, nevychýleným odhadem rozptylu je výběrový rozptyl, viz následující vztah.

$$s^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \quad (40)$$

Pro vytvoření představy o relativním rozptýlení dat poslouží variační koeficient, jeho odhad je uveden na následujícím řádku.

$$\hat{\delta} = 100 \cdot \frac{s}{\bar{x}} \quad (41)$$

Mezi běžně používané tvarové parametry patří šikmost \hat{g}_1 a špičatost \hat{g}_2 . V případě normálního rozdělení nabývá šikmost hodnota 0 špičatost hodnoty 3. Momentový odhad šikmosti \hat{g}_1 je dán vztahem (42), zatímco momentový odhad špičatosti \hat{g}_2 je dán vztahem (43). Obě veličiny jsou definovány prostřednictvím druhého, třetího a čtvrtého centrálního momentu. Centrální momenty (45) vycházejí z obecných momentů, viz (44).

$$\hat{g}_1 = \frac{C_3}{C_2^{\frac{3}{2}}} = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^3}{\left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \right)^{\frac{3}{2}}} \quad (42)$$

$$\hat{g}_2 = \frac{C_4}{C_2^2} = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^4}{\left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \right)^2} \quad (43)$$

$$m_j = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^j ; \quad j = 1, \dots, k \quad (44)$$

Zmiňované centrální momenty jsou definovány obdobně jako (44) nicméně pro odchylku od prvního obecného momentu.

$$C_j = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - m_1)^j; \quad j = 2, \dots, k \quad (45)$$

1.4.2 Měření žhaveným čidlem

Na rozdíl od dalších kapitol, budou výsledky měření metodou CTA v této části publikovány jako první. Důvodem je fakt, zde jsou definovány režimy provozu aerodynamického tunelu, které by byly obtížně měřitelné jiným způsobem. Kromě toho je nespornou výhodou metody CTA je vysoká vzorkovací frekvence, ale také velikost měřicího bodu odpovídajícího rozměru žhaveného čidla.

Přesto existuje celá řada omezení, která je nutné brát v úvahu. Především jde o „bodové“ měření rychlosti, což komplikuje vyhodnocení některých veličin. Další nevýhodou, jíž je nutné mít na paměti, je ovlivnění výstupního napětí v blízkosti stěny vlivem vzájemného sdílení tepla mezi žhaveným čidlem a stěnou. To se projevuje nereálným nárůstem hodnoty rychlosti. Pro měření v blízkosti stěny, existuje celá řada korekčních funkcí, které eliminují vliv blízkosti stěny. Zmiňované funkce a jejich popis je možné nalézt v literatuře, viz Walker (1983), nebo Wills (1962).

Pro tato měření bylo využito aparatury skládající se z anemometrického systému StreamLine 90N10 osazeného dvojicí CTA modulů 90C10 a karty 90H01 pro ovládání automatického kalibrátoru 90H02. Analogové napětí z jednotlivých modulů je zavedeno do A/D převodníku National Instruments CA-1000. Diskretizovaný signál je ukládán na disk osobního počítače a další zpracování signálu je již číslicové.

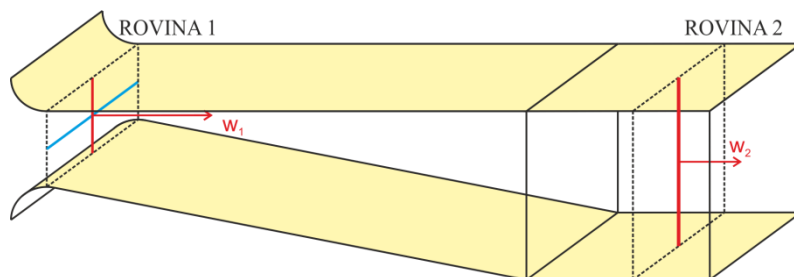
Pro vlastní měření byly využity dva, resp. tři typy sond, konkrétně 55P14, 55P15 a zkratovací sonda 55H30, která se ovšem využívá v průběhu kalibrace. První dvě zmiňované sondy jsou drátkové o průměru žhaveného wolframového drátku 5 μ m a délce 1,25 mm, liší se jen vzájemnou polohou žhaveného drátku a dřívku sondy.

Rychlostní kalibrace byla zajišťována na kalibračním zařízení 90H02 s trojicí vyměnitelných dýzových nástavců, čímž je možné při znalosti tlakového spádu volit rozsah výstupních rychlostí. Výstupem z rychlostní kalibrace je regresní polynom, resp. koeficienty kalibračního polynomu, který vyjadřuje závislost výstupního anemometrického napětí na rychlosti proudění. Typický průběh této závislosti a další informace o principu je možné nalézt na webových stránkách výrobce, resp. v podkladech od firmy Dantec Dynamics.

V jednom případě měření bylo využito dvoudrátkové sondy 55P64, zde je nutné kromě rychlostní kalibrace, připravit též kalibraci „prostorovou“. Jedná se o vyjádření vlivu směru náběhu proudu na jednotlivé drátky, tak jako v případě kalibrace víceotvorových pneumatických sond, z čehož je možné posléze určit směr proudu v měřeném místě. Zde bylo využito manuálního manipulátoru příslušejícího ke kalibrátoru. Typické průběhy křivek je možné nalézt opět na stránkách zmiňovaného dodavatele aparatury.

Je nutné podotknout, že průběh této kalibrace je značně zdlouhavý a zdá se, že manuální nastavování úhlů ve dvou navzájem kolmých rovinách není příliš přesné. Měla-li by se provádět kalibrace častěji, bylo by vhodné připravit vlastní traverzér ovládaný prostřednictvím krokových motorů a kalibračního softwaru, což by umožnilo využít cyklů a podstatně zefektivnit a zpřesnit průběh kalibrace.

Měření žhaveným čidlem probíhalo ve vstupním a výstupním průřezu rovinného difuzoru, viz níže uvedený obrázek obr. 12.



Obr. 12.: Schéma měření rychlostních profilů na vstupu a výstupu z difuzoru

V průběhu všech měření bylo s výhodou využito traverzéro, jenž nesl vlastní sondu. Mohla být připravena síť měřicích bodů a s využitím cyklu zautomatizovat měření. Tím se celé měření významně zkrátilo a především zpřesnilo.

V obou řezech bylo využito jednodrátkových sond dodaných firmou Dantec Dynamics, ve vstupním průřezu se jednalo o sondu 55P14 a ve výstupním o sondu 55P15. První sonda byla osazena do dlouhého nosiče 55H21 spojeného s anemometrickým systémem standardním čtyřmetrovým koaxiálním vodičem s BNC konektory. Druhá sonda se využila v sestavě s krátkým konektorem 55H20 a vodičem shodných parametrů jako v předchozím případě. Přípravné fáze, jako je kalibrace a nastavení parametrů systému probíhalo v uspořádání aparatury odpovídající následnému měření.

Měřené byly rychlostní profily pro všech šest provozních režimů kompresoru v obou popisovaných řezech. Ve vstupním průřezu byl navíc pro režim 6 změřen příčný rychlostní profil, který je ve výše uvedeném obrázku naznačen modrou úsečkou. Síť bodů byla v blízkosti stěny zahuštěna, tak aby bylo možné z naměřených dat vyhodnotit vybrané parametry mezní vrstvy, viz úvodní stať 1.

Korekce měřené rychlosti na blízkost stěny byla provedena na základě vztahů (46) a (47), čímž se korigovaná rychlost snížila oproti rychlosti měřené, viz stručný popis v úvodu kapitoly. Kromě uvedené dvojice vztahů, bylo nutné určit kinematickou viskozitu proudícího vzduchu, jelikož se vyskytuje v Reynoldsově čísle žhaveného drátku, zde bylo použito vztahu (48) publikovaného v technické zprávě Šťastný (1977).

$$u_{kor} = u_{mer} - \frac{N \cdot u_{mer}^N}{0,45 \cdot Re_w^{0,45}} \cdot \Delta_1 \cdot e^{-0,217 \cdot \left(\frac{y}{d_w}\right)^{0,63}} \quad (46)$$

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= 1 && \text{pro laminární proud} \\ \Delta_1 &= 0,5 \pm 0,1 && \text{pro turbulentní proud} \end{aligned} \quad (47)$$

$$\begin{aligned} \nu &= 9,80665 \cdot \frac{1,755 \cdot 10^{-6}}{\rho_1} \cdot \frac{1 + \left(\frac{122}{273,15}\right)}{1 + \left(\frac{122}{T}\right)} \sqrt{\frac{T}{273,15}} \\ &= \frac{2,48982 \cdot 10^{-5}}{\rho_1 \cdot (T + 122)} \sqrt{\frac{T^3}{273,15}} \end{aligned} \quad (48)$$

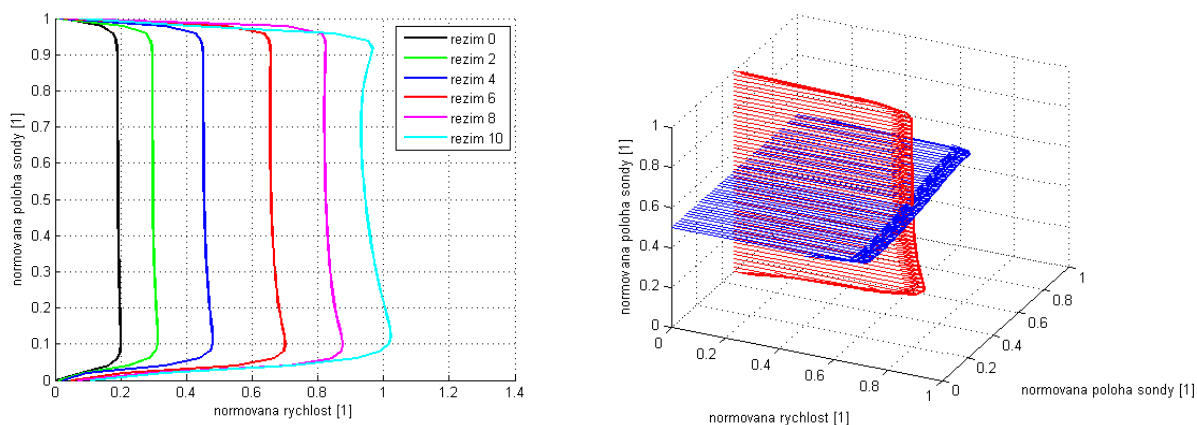
Výsledkem měření a následné korekce jsou již zmiňované rychlostní profily, levý graf, viz obr. 13, vykresluje svislé rychlostní profily ve všech šesti režimech chodu ventilátoru.

Při nejnižších rychlostech je profil blízký rovnoměrnému rychlostnímu profilu, nicméně při zvyšování tlakového spádu na difuzoru rychlost roste a dochází k snižování rychlosti ve středu kanálu oproti krajním partiím.

Výsledkem je rychlostní profil, který popisuje např. Dejč (1967) nebo Zarjankin (2002), jako výhodný. V oblastech energeticky exponované oblasti mezní vrstvy, kde se významně projevuje vazkost tekutiny, a navíc je vystavena kladnému tlakovému gradientu, je soustředěno větší množství kinetické energie, než je tomu v případě laminárního nebo turbulentního rychlostního profilu. Což by za vhodných podmínek mohlo nasvědčovat vzniku proudění vzduchu bez separace.

Na pravém obrázku je ukázán podélný a příčný rychlostní profil pro režim 6, barva rychlostních profilů odpovídá naznačenému řezu uvedenému v obr. 12.

Je patrné, že příčný rychlostní profil je oproti svislému profilu rovnoměrnější. Pro uvedený svislý rychlostní profil při režimu ventilátoru 6 je vypočteno několik parametrů mezní vrstvy. Výsledné hodnoty jsou uvedeny v tabulce 2.



Obr. 13.: Vstupní rychlostní profily při vybraných režimech provozu ventilátoru

Výstupní rychlostní profily byly měřeny sondou 55P15, přestože se jedná o sondu do mezní vrstvy. První bod byl od spodní stěny 2 mm, poslední bod byl naopak 3 mm od horní stěny. Z tohoto důvodu nemusely být měřené výstupní rychlostní profily korigovány na blízkost stěny. Vzhledem k tomu, že primární data v mezní vrstvě nejsou k dispozici, tudíž nemohly být vyhodnocovány parametry mezní vrstvy.

Měřené rychlostní profily jsou opět pro všech šest režimů ventilátoru ukázány na následujícím obrázku, viz obr. 14. Měření výstupních profilů probíhalo ve vzdálenosti 120 mm za výstupním průřezem difuzoru, tedy v oblasti prodlouženého výstupu, schematicky je to naznačeno v obr. 12.

Dání za jednoduché a především bodové měření jednodrátkovou sondou je fakt, že nelze rozlišit směr proudění. Nicméně ze všech průběhů se zdá, že ještě před výstupem z difuzoru pravděpodobně došlo k opětovnému přilnutí proudu. Jelikož rychlostní profily nevykazují nulové hodnoty rychlosti v jiných místech než na stěnách. Výsledné rychlostní profily jsou získány jako soubor časově středních hodnot rychlostí v jednotlivých měřicích bodech, takže není vyloučeno, že průběh okamžitých hodnot rychlostí vypadá odlišně.

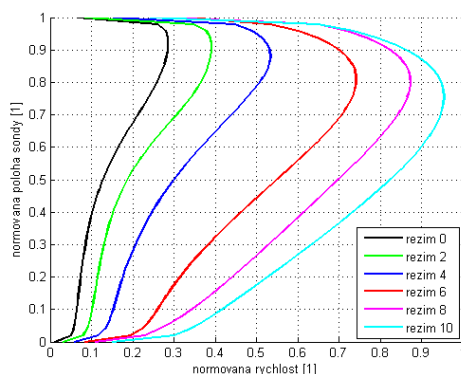
Neustále je nutné mít na paměti, že odtržení mezní vrstvy je dáno ztrátou stability a je citlivé na sebemenší změny geometrických, ale také okrajových podmínek, tudíž není stacionárním dějem. Naopak má svoji vlastní vnitřní dynamiku, která sama o sobě může způsobovat výraznou změnu okrajových podmínek, takže bez obavy lze odtržení považovat za samobuzený proces.

Jedním z případů, kdy je odtržení mezní vrstvy stabilní, je případ vázání bodu separace na ostrou hranu nebo jinou nespojitost povrchu obtékaného tělesa. Zde pravděpodobně dochází k vázání separačního bodu na štěrbinu syntetizovaného paprsku. Byla-li by tato domněnka

realitou, je skutečně možné mluvit o bodu separace. Tím by byla výrazně utlumena dynamika odtržení a zjednodušilo by se vyhodnocování primárních dat.

Z grafů na obr. 14 je vidět, že ve všech případech je špička rychlosti v horní části profilu, tudíž podstatná část průtočného množství prochází horní částí difuzoru. Obdobný závěr je možné udělat z bodových odhadů uvedených v tabulce 1.

Pravděpodobně dochází ke vzniku a rozvoji odtržení na spodní stěně difuzoru. Vyhodnocení rychlostních profilů a odpovídajících bodových odhadů bylo provedeno ze souboru 60000 vzorků snímaných s vzorkovací frekvencí 1kHz.

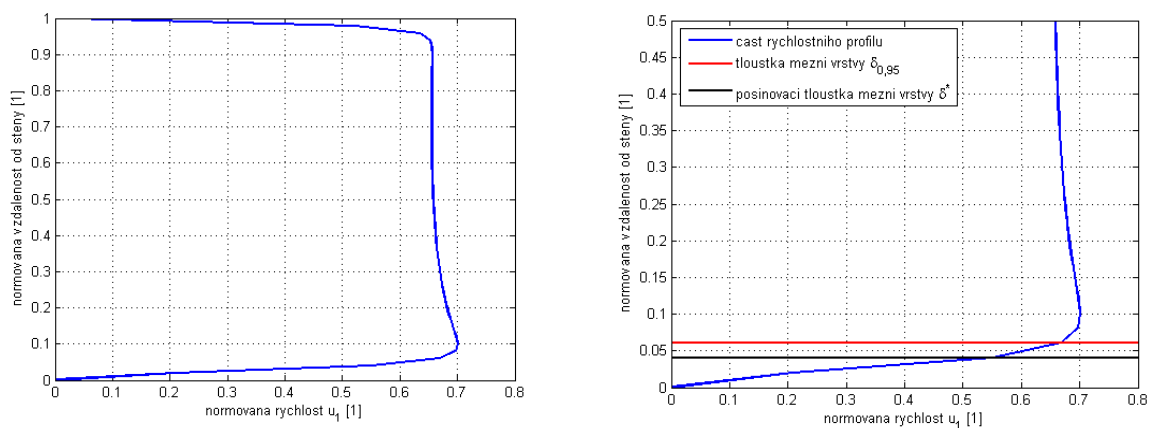


Obr. 14.: Výstupní rychlostní profily při vybraných režimech provozu ventilátoru

		režim 0	režim 2	režim 4	režim 6	režim 8	režim 10
\bar{u}	[m/s]	0,9	1,2	1,8	2,9	3,6	4,1
s	[m/s]	0,5	0,6	0,8	1,1	1,2	1,3
$\hat{\delta}$	[%]	55,7	51,7	45,8	36,9	33,5	30,9
\hat{g}_1	[]	0,4	0,4	0,2	-0,3	-0,6	-0,7
\hat{g}_2	[]	1,7	1,7	1,6	1,8	2,2	2,5

Tabulka 1.: Vybrané statistické charakteristiky měřených výstupních profilů

Vzhledem k nastavení ventilátoru při dalších experimentech, byl detailně proměřen vstupní rychlostní profil v režimu 6. Ze získaných dat byl vykreslen rychlostní profil, viz obr. 15, který vykazuje zjevnou nesymetrii, což může být dáno jednostranným rozevřením difuzoru. Dále byly počítány některé parametry mezní vrstvy, dva z nich jsou vykresleny v detailním obrázku mezní vrstvy na spodní stěně difuzoru, viz následující obrázek vpravo.



Obr. 15.: Rychlostní profil, resp. mezní vrstva, v ústí difuzoru

Dále je pro úplnost uvedena hodnota Reynoldsova podobnostního čísla režimu 6 rovinného difuzoru, které je založeno na ekvivalentním hydraulickém průměru, jeho definice je uvedena rovnicí (49).

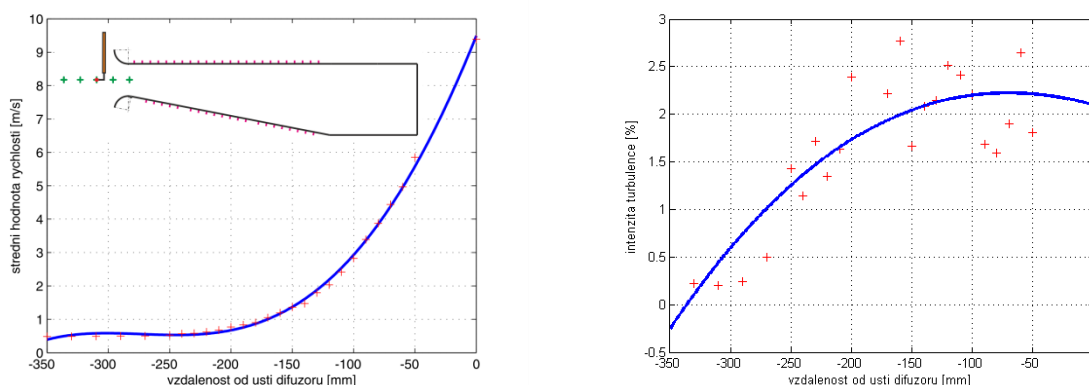
$$Re = \frac{\bar{u} \cdot D_{ek}}{\nu} = \left| D_{ek} = \frac{4 \cdot A}{o} \right| = 6,8 \cdot 10^3 \quad (49)$$

V následující tabulce jsou uvedeny zmiňované parametry mezní vrstvy pro všechny měřené režimy nastavení ventilátoru. Jedná se o pošinovací, impulzní a energetickou tloušťku mezní vrstvy, dále o tloušťky mezní vrstvy založené na rychlosti nenarušeného proudu, tvarové parametry a poměrnou blokovací tloušťku.

	režim 0	režim 2	režim 4	režim 6	režim 8	režim 10
δ^* [mm]	1,97	2,26	2,35	2,09	2,02	2,24
δ^{**} [mm]	1,50	1,72	1,85	1,64	1,58	1,65
δ^{***} [mm]	1,68	1,95	2,07	1,83	1,77	1,89
$\delta_{0,95}$ [mm]	3,17	3,80	3,73	3,15	3,09	3,95
H^{12} [1]	1,32	1,31	1,27	1,28	1,28	1,36
H^{32} [1]	1,12	1,13	1,11	1,12	1,12	1,14
B [%]	7,6	8,7	9,0	8,0	7,8	8,6

Tabulka 2.: Integrální charakteristiky mezní vrstvy při režimu ventilátoru 6

Do oblasti okrajových podmínek na vstupu patří také časově střední rozložení rychlosti po výšce vstupu a intenzita turbulence. Obě dvě veličiny, resp. jejich vývoj byl měřen v intervalu $(-350; 0)$ od ústí difuzoru, viz obr. 16, dále ve směru proudu nebylo možné traversovat vzhledem ke koncepci tunelu. Traverzování probíhalo jen do pozice -50 mm, poslední bod v ústí difuzoru byl měřen pevnou sondou po odstranění pohyblivé sondy mimo vstupní průřez aerodynamického tunelu.



Obr. 16.: Vývoj rychlosti a intenzity turbulence před vstupem do konfuzeční části aerodynamického tunelu

Z levého grafu je patrné exponenciální urychlování proudu před vlastním vstupem a také uvnitř konfuzeční části, kdy ve vzdálenosti větší než 350 mm před vstupem je rychlost přibližně 0,5 m/s. K této hodnotě je nutné ještě dodat, že vzhledem k faktu, že se jedná o velmi nízkou

hodnotu rychlosti, může být její hodnota nepříznivým způsobem ovlivněna poměrem konvence a konduktance tepla ze žhaveného drátku do okolí.

Co se týká intenzity turbulence před vstupem do konfuzoru, byl nalezen rostoucí trend jen v oblasti $(-350; -200)$, dále je její vývoj spíše chaotický. Nicméně v ústí difuzoru dosahuje hodnot kolem 2,5 %, což z pohledu využití zařízení jako aerodynamického tunelu není příliš nízká hodnota.

Aerodynamické tunely běžně dosahují výstupní intenzity turbulence v řádech několika desetin procenta. Obvykle se jedná o odlišnou koncepci výtlačného tunelu, kdy proudící medium prochází vhodně navrženou soustavou voštin a sít, kde dochází k homogenizaci proudu. Před měřicím prostorem je umístěna kontrakce s poměrem vstupní a výstupní plochy větší, než 10. Tím se výrazně zvětší odstup střední hodnoty rychlosti od šumu v podobě fluktuací rychlosti, tím poklesne intenzita turbulence.

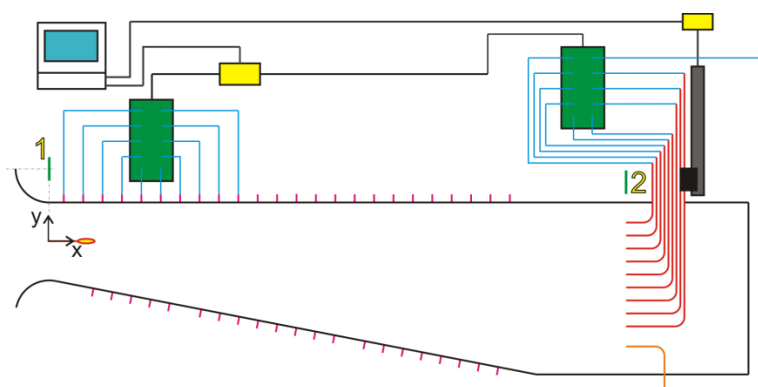
1.4.3 Pneumatická měření

V této části budou uvedeny a stručně popsány výsledky měření získané klasickým přístupem, tedy měřením tlaků ve vybraných bodech difuzoru.

Pro tato měření byla k dispozici konvenční aparatura, tzn. Prandtlovy a Pitotovy sondy, popř. hřebenové sondy celkového tlaku a odběry statických tlaků na stěně difuzoru.

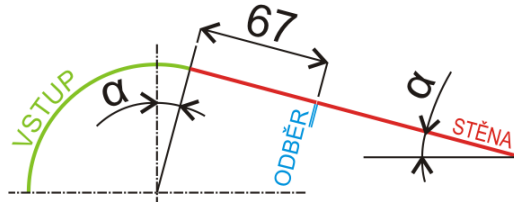
Signál byl silikonovými hadičkami přiveden do inteligentního tlakového převodníku NetScanner 9116, který synchronně sbírá data ze všech šestnácti plnohodnotných kanálů. Vzhledem k tomu, že bylo nutné sbírat data z více kanálů, s výhodou se využilo dvojice shodných převodníků zapojených do ethernetové sítě přes router, viz obr. 17. V této konfiguraci mohl sběr dat, ale také primární vyhodnocování a ukládání dat obsluhovat jediný osobní počítač vybavený síťovou kartou, což je standardní vybavení. Aplikace starající se o řízení sběru dat, ale také polohování vybraných sondy na výstupu z difuzoru prostřednictvím krokového motoru byla vytvořena v prostředí LabView 2012. Rozhraní mezi řídicím počítačem a krokovým motorem tvořil kontrolér CD30x od firmy Microcon, který komunikuje s počítačem prostřednictvím sériové linky RS232.

Měření celkových a statických parametrů probíhalo 120 mm za výstupním průřezem z difuzoru, viz následující schéma.



Obr. 17.: Schéma zapojení měřicí aparatury pro pneumatická měření

Velkou výhodou, ale paradoxně také nevýhodou, daného difuzoru je jeho variabilita, která neumožňuje osadit měřením první dva odběry statického tlaku na stěně difuzoru. První měřicí bod musí být posunut o 67 mm od počátku rovinné desky tečně navazující na válcovou konvergentní část tunelu, detail je uveden na následujícím obrázku, viz obr. 18. Proto bylo využito Prandtlovy sondy umístěné v ústí difuzoru, viz schéma na obr. 17.



Obr. 18.: Detail přechodu konvergentní části tunelu v část divergentní

Z výše uvedeného obrázku je navíc zřejmé, že mění-li se úhel rozevření difuzoru, mění se také horizontální vzdálenost odběrů od ústí difuzoru.

Pro měření ztrátových součinitelů, viz definiční vztah (11), byla do vstupního průřezu vložena nepohyblivá Prandtlova sonda, jež zajišťuje hodnoty celkového, ale také statického tlaku. Dále vyhodnocené normované gradienty statického tlaku jsou vztahovány k odběru statického tlaku v ústí difuzoru.

Pro lepší představu jsou na následujících řádcích uvedeny rovnice, které popisují ideální (bezztrátový) jednorozměrný případ přeměny kinetické energie v tlakovou v daném rovinném difuzoru, viz rovnice (50) a (51). V obou případech jsou vztahy rozděleny do dvou intervalů, první část se týká oblasti ohraničené válcovou plochou. Druhý vztah popisuje oblast difuzoru s rovinnou stěnou.

První dvojice vztahů (50) predikuje přírůstek statického tlaku v závislosti na vzdálenosti od ústí difuzoru, druhá dvojice (51) vyjadřuje průběh rychlosti po délce difuzoru.

Je nutné poznamenat, že rovnicemi popsaného případu není možné reálně dosáhnout, nicméně stav je jistým vodítkem při vyhodnocování tlakového gradientu z experimentálně získaných dat, což umožňuje prvotní posouzení validity získaných dat.

$$\Delta p = \rho \cdot \frac{u_1^2}{2} \cdot \left(1 - \left(\frac{b}{b + R \cdot \left(1 - \cos \left(\arcsin \frac{x}{R} \right) \right)} \right)^2 \right);$$

$$x \in \langle 0; R \cdot \sin \alpha \rangle \quad (50)$$

$$\Delta p = \rho \cdot \frac{u_1^2}{2} \cdot \left(1 - \left(\frac{b}{b + R \cdot (1 - \cos \alpha) + x \cdot \operatorname{tg} \alpha} \right)^2 \right);$$

$$x \in (R \cdot \sin \alpha; \infty)$$

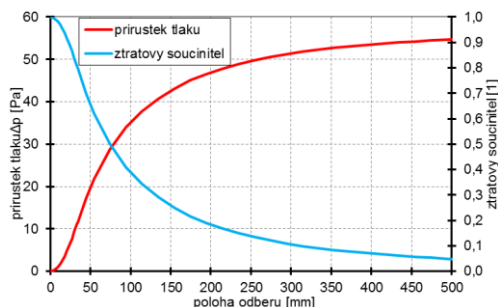
$$w = \frac{w_1 \cdot b}{b + R \cdot \left(1 - \cos \left(\arcsin \frac{x}{R} \right) \right)}; \quad x \in \langle 0; R \cdot \sin \alpha \rangle$$

$$(51)$$

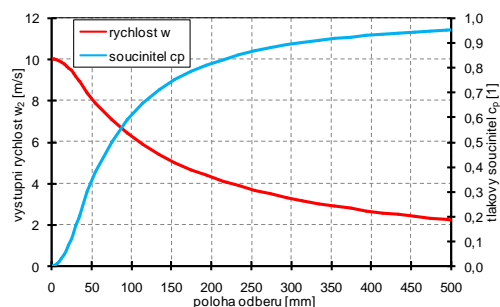
$$w = \frac{w_1 \cdot b}{b + R \cdot (1 - \cos \alpha) + x \cdot \operatorname{tg} \alpha}; \quad x \in (R \cdot \sin \alpha; \infty)$$

Průběhy rozložení tlaku a rychlosti jsou zobrazeny na následující dvojici grafů, viz obr. 19 a obr. 20. Dále jsou zobrazeny průběhy ztrátového součinitele a tlakového součinitele C_p , definiční vztah je uveden na následujícím řádku.

$$C_p = \frac{p_2 - p_1}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot u^2} \quad (52)$$

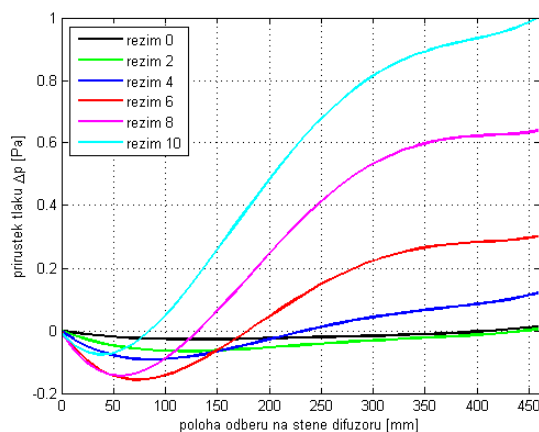


Obr. 19.: Průběh tlaku a ztrátového součinitele v ideálním rovinném difuzoru



Obr. 20.: Průběh rychlosti v ideálně pracujícím rovinném difuzoru

Na následujícím grafu je ukázána sada změřených gradientů tlaků, viz obr. 21. Ventilátor byl provozován v šesti režimech, viz tabulka 1 v kapitole 1.4.2, což odpovídá jednotlivým křivkám v grafu, viz legenda.



Obr. 21.: Gradient statického tlaku na spodní stěně difuzoru v závislosti na provozním režimu ventilátoru

Je nutné poznamenat, že difuzor byl jednostranně rozevřen, úhel nastaven na hodnotu $20,5^\circ$ tak, aby bylo dosaženo odtržení proudu.

Pro další měření bude využito režimu 6, kdy je dosaženo vhodných hodnot součinitele C_{μ} při řízení mezní vrstvy syntetizovaným paprskem, to bude popsáno v následujícím textu. Gradient tlaku byl měřen inteligentním tlakovým převodníkem NetScanner 9116 s nejnižším možným rozsahem, který výrobce dodává, tedy 1 PSI. Garantovaná statická nejistota měření přímo měřeného tlaku dosahuje dle technické specifikace hodnot 10,3 Pa. Z uvedeného důvodu je potřeba tuto nejistotu brát na zřetel.

Přesto byly získány průběhy gradientu tlaku pro všech šest režimů, nicméně první tři průběhy leží zcela v oblasti nejistoty měření. Proto je nutné k získaným hodnotám a průběhům přistupovat s jistou opatrností.

První tři režimy vykazují poměrně malé přírůstky tlaku, resp. se přírůstek tlaku pohybuje v okolí nuly. V těchto režimech dosahuje vstupní rychlost hodnot maximálně 9 m/s pro režim 4, zbývající dva režimy v okolí hodnot 4 a 6 m/s.

Výraznější průběh stlačení je dosažen až v režimu 6, kde vstupní rychlost přesahuje 10 m/s. Patrná je oblast počáteční expanze, která je následovaná nepříliš velkým stlačením. Z pohledu dalších měření a především z důvodu omezených technických parametrů používaného

generátoru syntetizovaného paprsku bude právě tento režim používán jako jediný pro další měření řízení mezní vrstvy v difuzoru. Stejně tak rozevření difuzoru zůstane konstantní pro všechny další měřené varianty a odpovídá zmiňované hodnotě $20,5^\circ$. Důvodem pro toto rozhodnutí je obtížné zajištění srovnatelné vstupní okrajové podmínky, čímž je vyloučeno porovnání výsledků při různých rozevřeních difuzoru.

Poslední dvojice křivek ve výše uvedeném grafu odpovídá režimům provozu aerodynamického tunelu označených 8 a 10.

Vstupní rychlost dosahuje maximální hodnoty 12, resp. 14 m/s, také zde zůstává počáteční oblast expanze, která je následována podstatně výraznějším stlačením, než tomu bylo u výše popsaných případů.

Režim 8 odpovídá takovému nastavení, kdy se ventilátor, resp. jeho příslušenství, dostává do rezonance, tudíž dlouhodobý provoz v tomto režimu je zcela vyloučen nejen z pohledu mechanického namáhání jednotlivých součástí, ale především s ohledem na obtížné definování okrajových podmínek na hranicích difuzoru.

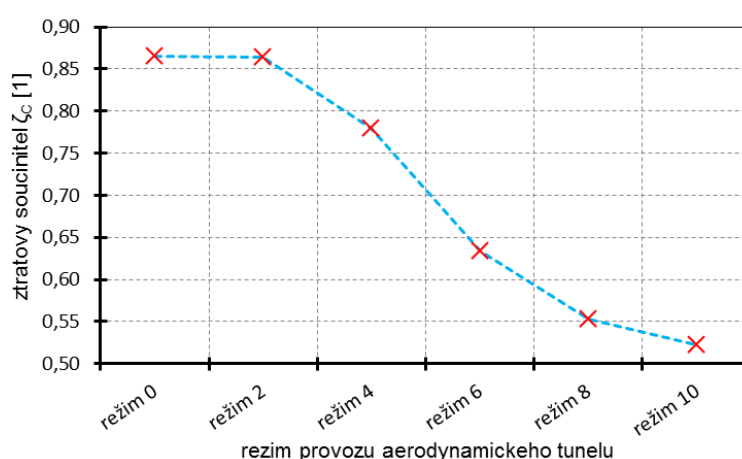
Poslední režim je již za kritickými otáčkami, nicméně vzhledem k omezeným parametrům generátoru syntetizovaného paprsku a především operačního zesilovače je tento režim zcela nevhodný. Důvodem je fakt, že při dlouhodobém provozování operačního zesilovače na horní hranici jeho výkonu dochází k přehřívání a jeho vyřazení z provozu termistorem.

Konečně mezi poslední výsledky publikované v této kapitole patří průběh energetického ztrátového součinitele vlastního difuzoru, viz obr. 22 v závislosti na režimu, v němž je provozován aerodynamický tunel. Graf je doplněn o tabulku hodnot ztrátového součinitele, z nichž je graf sestojen.

Z grafu je zřejmé, že zvyšováním vstupní rychlosti dochází k výraznému poklesu ztrátového součinitele, což může zčásti odpovídat realitě, ale také vzhledem k malému rozdílu hodnot především v první dvojici, resp. trojici bodů se na tomto trendu může také podílet nejistota měření. Nicméně pokud by bylo možné měřit průtočnou charakteristiku v širším rozsahu, řekněme až k hodnotám odpovídajícím Machovu číslu 1, mělo by zpočátku docházet k pozvolnému poklesu ztrát následovanému jejich prudkým nárůstem v oblasti blízké transsonickému proudění, viz Dejč (1967).

Při režimu 6 dosahuje ztrátový součinitel reálné hodnoty 0,634 pro axiální difuzor, viz graf, resp. tabulka.

	ztrátový součinitel ζ_c [1]
režim 0	0,865
režim 2	0,864
režim 4	0,780
režim 6	0,634
režim 8	0,553
režim 10	0,522



Obr. 22.: Průběh ztrátového součinitele v závislosti na režimu provozu aerodynamického tunelu

Jak bude popsáno v dalším textu režim 6 je vhodný pro zkoumání vlivu buzení mezní vrstvy syntetizovaným paprskem. Ztrátový součinitel režimu 6 je považována za referenci, k níž budou vztahovány všechny další případy, kde je řízena mezní vrstva difuzoru.

1.4.4 Optická měření

Tímto označením bude v rámci předkládané práce míněna metoda PIV („Particle Image Velocimetry“). Ta umožňuje získat povědomí o celém rovinném proudovém poli v rámci vybraného laserového řezu.

Měření byla prováděna aparaturou dodanou firmou Dantec Dynamics. Konkrétně jde o dvojici kamer Flow Sense MkII, laser Nd:YAG New Wave Solo 200XT PIV a Timer box pod označením 80N76. Sběr dat a primární vyhodnocení zajišťuje též dodaný software Dynamic Studio 3.2.

Jistou nevýhodou uspořádání aerodynamického tunelu je fakt, že difuzor je na sací straně ventilátoru. Ačkoliv se zdá, že při využití metody PIV je to bezvýznamné, negativní vlivy dané koncepcí tunelu se projevují v několika faktorech.

V případě laserového řezu je problémem to, že vzniklý laserový nůž není možné využít přímo v proudovém poli, ale musí nejdříve procházet stěnou tunelu na zrcadlo, kde je ohýbán o 90°. Průchodem paprsku skrze stěnu dochází k nepříjemnému roztříštění řezu a vzniku odrazů, které mohou ovlivnit výsledky měření. Ve vyhodnoceném rychlostním poli vznikají „hluchá“ místa, kde není možné vyhodnotit vektory rychlosti.

Zrcadlo bylo vyráběno pro toto použití, tzn. odrazivá plocha je napařena na horní ploše skla, materiál odrazivé plochy je volen s ohledem na vlnovou délku laserového paprsku.

Dále se ukazuje, že především při zavádění stopovacích částic vznikají problémy nehomogenitou vzniklé směsi. Cílem je dosáhnout homogenní směsi vzduchu se stopovacími částicemi. Částečným řešením bylo vytvoření mříže s jednotlivými tryskami, které sloužily k vefukování částic do vzduchu. Přesto při sycení vznikaly oblasti, v nichž je částic příliš a naopak oblasti, které nejsou nasyceny vůbec. Řešením by bylo zvýšit intenzitu turbulence na vstupu, kde by docházelo k výraznější homogenizaci směsi. To by negativně ovlivňovalo průběh vlastního měření. Kromě toho se v průběhu měření ukázalo, že také vhodná, resp. nevhodná volba částic se významně podepisuje na kvalitě výsledků.

Na počátku byl používán generátor částic SAFEX 10D15-60, který generuje částice, resp. kouř, na principu vypařování kapaliny na bázi vody která následně kondenzuje v podobě malých kapek. Takto vytvořené částice dosahují střední velikosti zhruba 1 μm . Bylo téměř nereálné získat kvalitní signál, jenž by mohl být dále analyzován.

Nicméně osvědčil se generátor 10F02, jenž byl plněn olivovým olejem. Generované částice mají střední rozměr přibližně 3 μm . Generátor je založen na odlišném principu, a to na principu atomizace základní tekutiny v Laskinově trysce. Vydatnost generátoru je možné nastavit spouštěním jednotlivých skupin dýz. Kromě toho v případě potřeby je možné využít by-pásu, čímž je získán větší objemový průtok s menší, ale pro toto použití dostatečnou koncentrací sytících částic. Přestože i při plném výkonu je vydatnost generátoru relativně malá. Výsledný optický signál byl jednoznačně lepší, než v předcházejícím případě a především použitelný pro zamýšlené analýzy. Všechna další optická měření byla prováděna v této osvědčené sestavě měřicí aparatury.

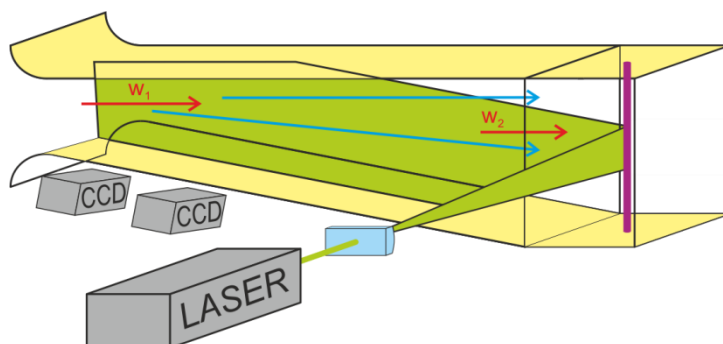
Schéma rozložení měřicí aparatury je na následujícím obrázku, viz obr. 23. Hlava stativu pro uchycení kamery je umístěna na vozících pohybujících se po lineárním vedení. Dvojice vozíku tvoří křížový stůl, který umožňuje pohybovat s kamerami paralelně s difuzorem, ale také měnit vzdálenost kamer od roviny laserového řezu. Pro měření na difuzoru se využily obě kamery uchycené na jeden příčnick s pevně nastavenou roztečí. Ta je dána požadavkem na velikost překrytí dvojice snímků tak, aby bylo možné sestavit skalární, popř. vektorové pole rychlostí po celé délce difuzoru. Data byla sbírána synchronně z obou kamer, nešlo však o měření v režimu stereo PIV jak by se na první pohled mohlo jevit z uspořádání aparatury. V průběhu experimentu jsou z prostorových důvodů obě kamery umístěny na druhé straně aerodynamického tunelu, než vlastní laser.

Stejně jako kamery, také laser je umístěn na vlastním travverzéro, který zjednodušuje manipulaci s laserem a dovoluje přesněji nastavit pozici laserového řezu. Požadavky na travverzér laseru jsou odlišné, laserem je nutné posouvat ve směru rovnoběžném k rovině laserového řezu, ale také výškově nastavit pozici trojúhelníkového laserového listu. Toto je zajištěno naklápěním celého laseru v měřicí rovině. Ze schématu je patrný ohyb laserového řezu na zrcátku, tak jak to bylo uvedeno v předcházejícím textu.

Popisovaný postup sběru dat z kamer byl zvolen z důvodu zkrácení doby experimentu, navíc je možné v tomto uspořádání pevně nastavit překrytí snímků z obou kamer.

Ačkoliv se tímto uspořádáním měření zvětšila snímaná oblast, nebylo možné v rámci jedné polohy kamer zaznamenávat obraz celé délky stěny difuzoru, ale zhruba jen její polovinu.

Po odměření prvního bodu, resp. dvojice bodů se přesunuly kamery ve směru proudu, kde byl zaznamenán opět odpovídající soubor snímků. Takto byla zajištěna vyhovující návaznost jednotlivých dvojic snímků při relativně nízké časové náročnosti vlastního měření.



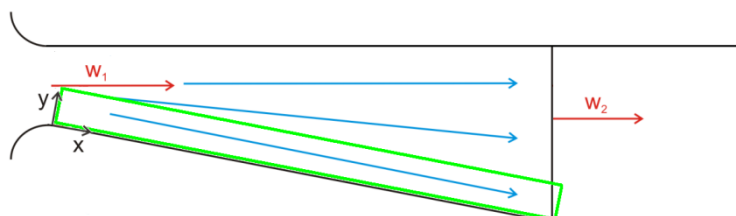
Obr. 23.: Schéma rozložení měřicí aparatury pro optická měření

Při plném rozlišení jsou kamery schopné snímat oblast o velikosti 2048 x 2048 pixelů, pro tato měření bylo rozlišení softwarově sníženo ve směru osy y na polovinu. Při uvedeném nastavení a geometrickém rozmístění kamer, které bylo použito při všech experimentech na difuzoru, se jedná o oblast, jejíž velikost v objektové rovině zhruba odpovídá obdélníku o stranách 120 x 60 mm².

Na následujícím obrázku je znázorněna stěna difuzoru a zeleným obdélníkem je naznačena oblast, z níž byly po segmentech nasnímána data.

Primární data jsou tvořena maticemi hodnot odpovídajících jedné poloze kamery, resp. obou kamer. Vzhledem k tomu, že je známé a pevně nastavené překrytí dvojice snímků, je možné následujícím numerickým zpracováním dat obdržet výsledná vektorová a skalární pole popisující děje, které se odehrávají po celé délce stěny difuzoru.

Snad ještě stojí za to podotknout, že skládat je možné jen statisticky vyhodnocená data jako jsou střední hodnoty vybraných veličin, nikoliv hodnoty okamžité.



Obr. 24.: Měřená oblast v difuzoru při využití PIV aparatury v daném nastavení

Vybrané charakteristiky proudového pole jsou zobrazeny na následující trojici obrázků, viz obr. 25, obr. 26 a obr. 27.

Jako první je vykresleno skalární pole střední hodnoty podélné složky rychlosti, které je doplněno o křivku nulové rychlosti, viz bílá křivka.

Předpokládá-li se přítomnost separačního bodu, nese v sobě tato křivka jistou informaci o velikosti oblasti se zpětným prouděním a její poloze. Z uvedeného obr. 25 je patrné přilnutí hlavního proudu k horní horizontální stěně, viz levý horní roh obrázku. Na spodní stěně vzniká typický „delta“ vír, který významným způsobem omezuje funkci difuzoru.

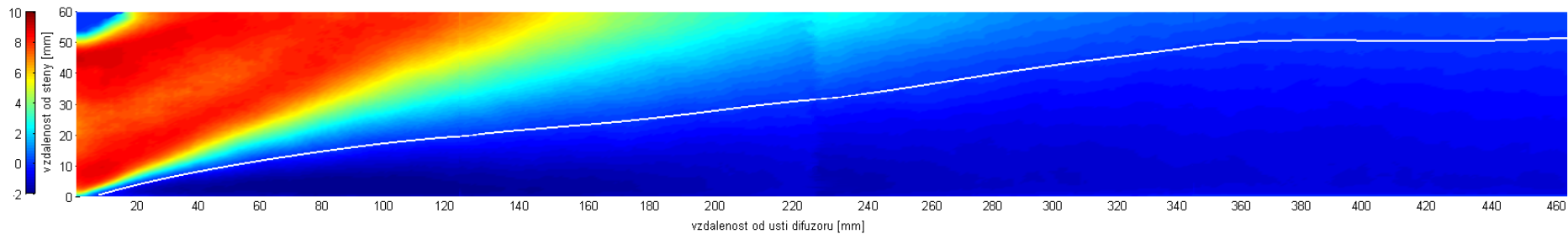
Pro udržení víru je nutné odebrat energii hlavnímu proudu, čímž dochází k nechtěnému nárůstu ztrát, tedy disipaci kinetické energie proudícího media. Navíc je nutné mít na paměti, že pouhou přítomností víru je skutečná průtočná výška a tím také plocha výstupního průřezu zmenšena oproti geometrické výšce o více než 22%, což znamená, že dochází k ucpání výstupní plochy difuzoru. Je nutné podotknout, že okamžitá pole rychlostí mohou a také vypadají odlišně, hledání „delta“ víru by nebylo úspěšné.

Z průběhu křivky nulové rychlosti na obr. 26 je patrné, že dochází k odtržení proudu ve vzdálenosti menší méně než 10 mm od ústí difuzoru. Toto brzké odtržení hlavního proudu od spodní stěny je možné s velkou pravděpodobností připsat na vrub štěrbině syntetizovaného paprsku. Generátor paprsku byl v případě tohoto měření vypnut, čímž výstupní štěrbina představovala nespojitost obtékané stěny, kde dojde s největší pravděpodobností ke vzniku odtržení. Přítomnost nespojitosti na obtékaném povrchu způsobuje stabilizaci bodu odtržení, který se v obecném případě pohybuje po obtékané stěně. Záměna za hladkou stěnu by byla možná, nicméně není možné zajistit shodné geometrické podmínky, proto bylo od demontáže upuštěno.

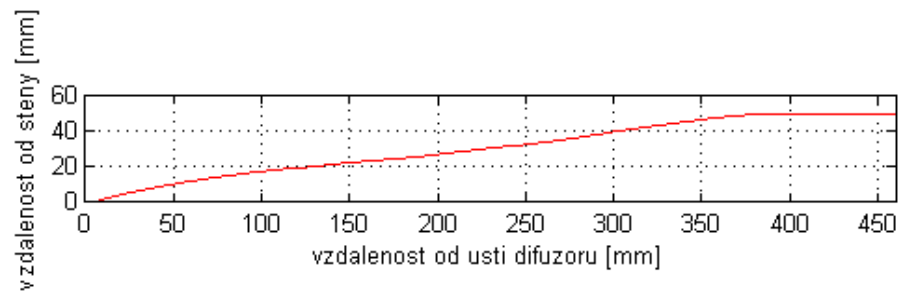
Posledním grafem je rozložení vířivosti, viz obr. 27, definovanou vztahem (53). V tomto případě jsou k dispozici dvourozměrná data, proto z definičního vztahu (53) zůstává pouze poslední člen, tedy složka vířivosti Ω_z . Pro další výpočet je nutné využít náhrad obou derivací složek rychlostí, které byly uvedeny ve stati 1.2.

Výpočet vířivosti je dán jen derivací složek rychlosti uvedených v posledním členu, odpovídající složce vířivosti Ω_z , výsledek je zobrazen v popisovaném grafu.

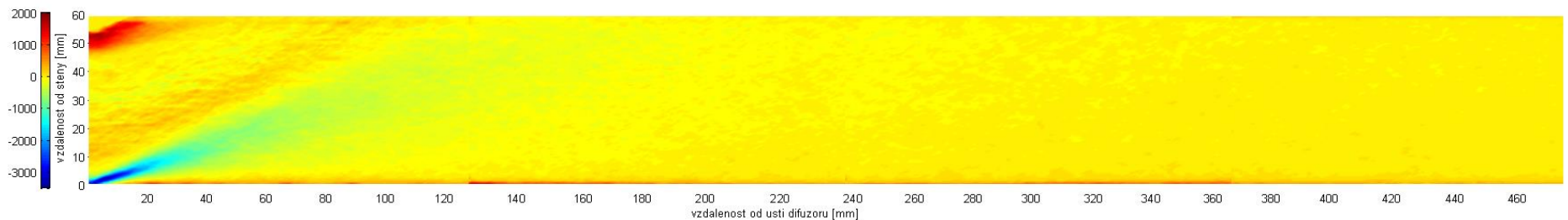
$$\begin{aligned}
 \vec{\Omega} &= 2 \cdot \vec{\omega} = \text{rot}(\vec{U}) = 2 \cdot \vec{\omega}_x + 2 \cdot \vec{\omega}_y + 2 \cdot \vec{\omega}_z = \\
 &= 2 \cdot \omega_x \cdot \vec{i} + 2 \cdot \omega_y \cdot \vec{j} + 2 \cdot \omega_z \cdot \vec{k} = \\
 &= \Omega_x \cdot \vec{i} + \Omega_y \cdot \vec{j} + \Omega_z \cdot \vec{k} = \\
 &= \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) \vec{i} + \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) \vec{j} + \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \vec{k}
 \end{aligned} \tag{53}$$



Obr. 25.: Skalární pole podélné rychlosti doplněné o křivku nulové rychlosti



Obr. 26.: Detail průběhu křivky nulové rychlosti po délce stěny difuzoru



Obr. 27.: Skalární pole vířivosti

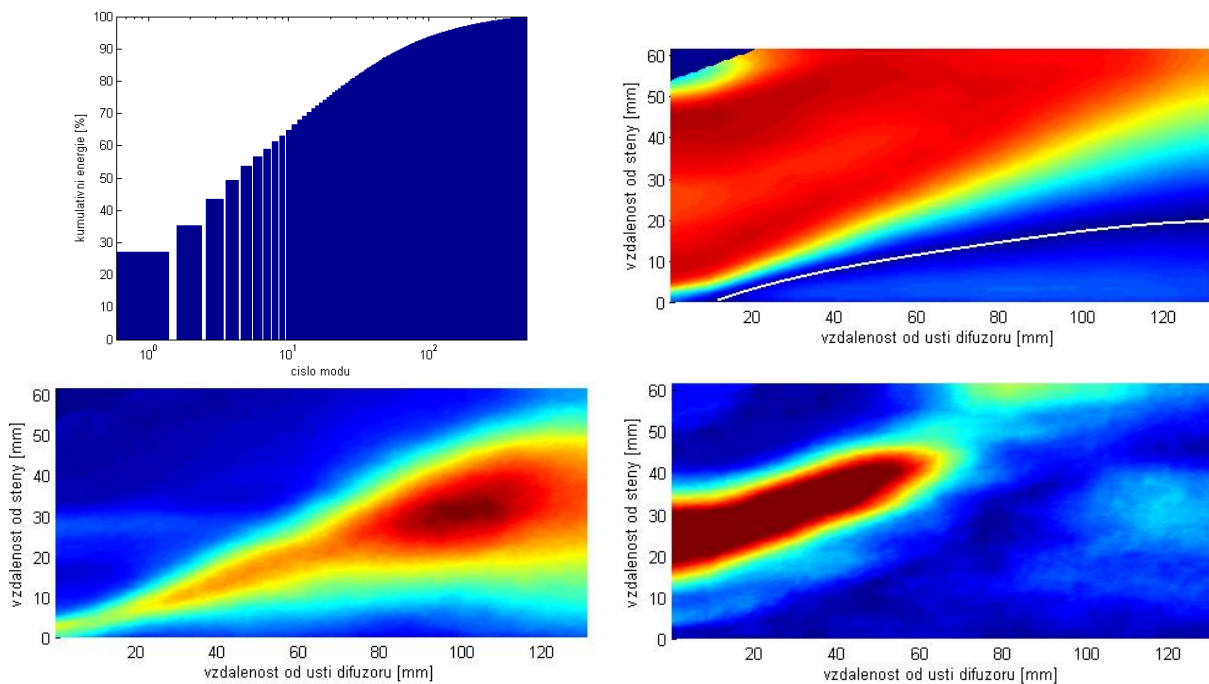
Při pohledu na graf vyniknou dvě oblasti s diametrálně odlišnou hodnotou vířivosti, jedna z nich vykazuje kladnou hodnotu a druhá naopak zápornou hodnotu této veličiny.

V prvním případě se jedná o smykovou vrstvu vznikající na horní vodorovné stěně, která není dále sledována.

Záporná hodnota vířivosti je zhruba o 50% vyšší a s největší pravděpodobností je její generování svázáno s již zmiňovanou štěrbinou syntetizovaného paprsku. Z grafu je patrné, že dochází k transportu vířivosti vzniknuvší na štěrbině hlavním proudem dále od spodní stěny a následně k jejímu šíření a útlumu. V okamžiku, kdy bude spuštěn generátor syntetizovaného paprsku, mělo by dojít ke generování vířivosti jednotlivými fázemi buzení, vířivost by měla sledovat obtékanou stěnu.

Poslední sada snímků ukazuje výsledky POD analýzy. V levém horním rohu je průběh kumulativní energie, která je následována prvním, druhým a třetím módem výsledného proudového pole. Jedná se o analýzu, jejímž výsledkem je rozbor systému s velkým počtem stupňů volnosti na jednotlivé nejpravděpodobnější komponenty „módy“, které jsou seřazeny podle obsahu kinetické energie jim příslušející.

Obrázek vlevo nahoře ukazuje kumulativní kinetickou energii uvažovaných módů. První mód obsahuje přibližně 27% kinetické energie, odpovídající skalární pole prvního módu je zobrazeno vpravo nahoře. To odpovídá hlavnímu proudu, viz detail obr. 25, pro lepší orientaci je bílou barvou vykreslena křivka nulové rychlosti.



Obr. 28.: Výsledky POD analýzy proudového pole

Druhý mód je ukázán na spodním levém obrázku, jedná se o vír, který se formuje v oblasti za bodem odtržení.

Prvních deset módů obsahuje zhruba 70 % kinetické energie celého zkoumaného systému.

Z pohledu dalších analýz by bylo možné redukovat dimenzi zkoumaného systému na výrazně nižší počet módů, než které jsou vykresleny v grafu kumulativní energie.

Více o metodě Proper Orthogonal Decomposition je možné nalézt v literatuře Uruba (2008), Tropea (2007), Lumley (1967).

2 Aktivní metody řízení mezní vrstvy

Mezi jeden z elegantních způsobů, jak lze snižovat ztráty difuzorů je využití aktivních metod řízení mezní vrstvy. Oproti pasivním metodám je při použití aktivního přístupu do oblastí, v nichž se předpokládá sklon k odtržení mezní vrstvy, dodávána energie primárně zvenčí systému.

Přestože jsou tyto metody řízení vždy technicky náročnější oproti pasivním metodám, tak jejich nespornou a podstatnou výhodou je flexibilita, která umožňuje reagovat na různé režimy proudění. Využije-li se regulační smyčky, může být charakteristika dané metody řízení operativně měněna v závislosti na konkrétním režimu proudění, což pasivní metody už ze své podstaty neumožňují.

Mezi aktivní metody mohou být zahrnuty například tyto:

- kontinuální odsávání mezní vrstvy,
- kontinuální vefukování do mezní vrstvy,
- kmitající element, popř. pohybující se stěna (membrána nebo plocha),
- syntetizovaný paprsek,
- hybridní syntetizovaný paprsek,
- plasmový generátor.

První dvě zmíněné metody jsou běžně využívány, snad by mohly být označeny za konvenční metody. Kontinuální vefukování našlo své nezastupitelné místo například ve výstupních tělesech parních turbín, kde umožňuje výrazně zkrátit osovou délku axiálně-radiálních difuzorů. Poměrně velké množství informací o klasických metodách řízení mezní vrstvy je možné nalézt např. v Chang (1976) a Flatt (1961).

Do třetí skupiny patří například pohyblivá stěna, jež byla v podobě rotujícího válce testována například na náběžných a odtokových hranách leteckých profilů nebo odtokových hranách návěsů nákladních automobilů. Použití v silniční dopravě se z pohledu snížení ztrát, resp. zvýšení efektivity jeví jako slibné, nicméně problémem pro reálné nasazení je bezpečnost. Další aplikace tohoto způsobu snižování ztrát je možné nalézt například v knize od autora Gad-el-Hak (2008).

Tato práce je zaměřena na třetí uváděnou a relativně novou metodu řízení mezní vrstvy, kterou je syntetizovaný paprsek. Ve své podstatě je možné říci, že neustále existuje snaha o reálnou aplikaci, ať už v podobě jednotlivých syntetizovaných paprsků nebo matic microgenerátorů (MEMS). Jako příklad je možné uvést koncept automobilky Renault nazvaný Altica. Zájem o využití syntetizovaného paprsku je poměrně velký, tudíž tomu odpovídá množství publikované literatury, další informace je možné nalézt např. v článku Chiekh (2003), Cicca (2007), Braunscheidel (2008), popř. Greenblatt (2000).

Hybridní syntetizovaný paprsek je ve své podstatě superpozicí kontinuálního a střídavého vefukování, hmotnostní průtok šterbinou není nulový. Harmonický signál je superponován na konstantní hodnotu hmotnostního průtoku. Další rozbor této problematiky je možné nalézt například v literatuře Tesař (2006), (2007) a Trávníček (2006), (2007).

Poslední z uváděných možností řízení mezní vrstvy je plasmový generátor stěnového proudu, který vyniká svojí mechanickou jednoduchostí. Na druhou stranu pro praktické použití jsou překážkou omezení, týkající se vysokých napětí, která jsou potřebná pro udržení výboje. Dalším omezením jsou to poměrně nízké rychlosti stěnového proudu generované tímto způsobem, které například v odvětví letecké dopravy nemusí být dostatečné pro řízení mezní vrstvy. Více je možné nalézt například v člancích Benar (2008) nebo Procházka (2008), aj.

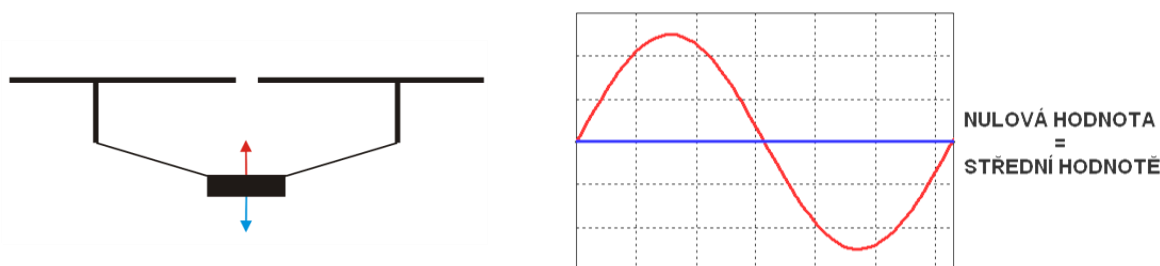
Výčet metod a ani uvedených publikací není dozajista úplný, je možné nalézt další způsoby řízení mezní vrstvy, které jsou pro praxi více či méně důležité. Další informace je možné nalézt např. v literatuře Gad-el-Hak (2008), popř. Matějka (2006).

2.1 Syntetizovaný paprsek

Syntetizovaný paprsek patří do rodiny aktivních metod řízení mezní vrstvy, jak již bylo uvedeno v úvodu této stati, jeho nespornou výhodou je malý zástavbový prostor, což je vykoupeno komplikacemi při nastavení vhodného režimu a vůbec popisu jeho charakteristik. Syntetizovaný paprsek je definovaný jako periodické nasávání a vyfukování tekutiny skrz trysku (štěrbinu) z/do mezní vrstvy obtékaného tělesa. Jednou ze základních charakteristik syntetizovaného paprsku je nulová střední hodnota hmotnostního průtoku štěrbínou. Výsledkem harmonické buzení je sice nulový hmotnostní tok skrze štěrbinu, viz obr. 29, Tesař (2006), ale nikoliv již nulová energie, která je vnášena do mezní vrstvy. Generováním syntetizovaného paprsku se urychluje přechod do turbulence, čímž se rychlostní profil stává plnější a odolnější proti odtržení. Výrazným způsobem se také zvyšuje schopnost sdílení tepla mezi proudící tekutinou a obtékanou stěnou.

To nabývá na významu hlavně v souvislosti s miniaturizací, jelikož se zmenšováním rozměrů převážně elektrotechnických součástek klesá Reynoldsovo číslo. Což je jedním z podobnostních parametrů vyskytujících se v kritériálních rovnicích. Zmenšováním rozměrů a tím také Reynoldsova čísla nastávají problémy s účinným chlazením integrovaných obvodů, aj. elektronických součástek. V poslední době je snaha využít syntetizovaného paprsku také u podstatně větších zařízení, jako jsou kompresory, automobily a letadla. Zde je hlavním úkolem potlačit odtržení proudu a snížit energetickou náročnost provozu.

Na následujícím obrázku je uvedena běžná koncepce generátoru syntetizovaného paprsku skládajícího se z uzavřené komory, jejíž jedna, nebo více stěn se pohybuje, resp. je buzena harmonickým signálem. Ideální průběh hmotnostního průtoku skrze štěrbinu je zobrazen na obrázku vpravo. Je zřejmé, že integrací průběhu průtoku v průběhu jedné periody by měl být výsledek roven nule. Z pohledu reálného měření, by se měl blížit k nule s rostoucím počtem period zahrnutých do výpočtu.



Obr. 29.: Schéma fungování syntetizovaného paprsku

Zatím byla zmínka jen o vlastním syntetizovaném paprsku, použije-li se syntetizovaný paprsek k řízení mezní vrstvy, je možné jej nalézt ve dvou odlišných modifikacích.

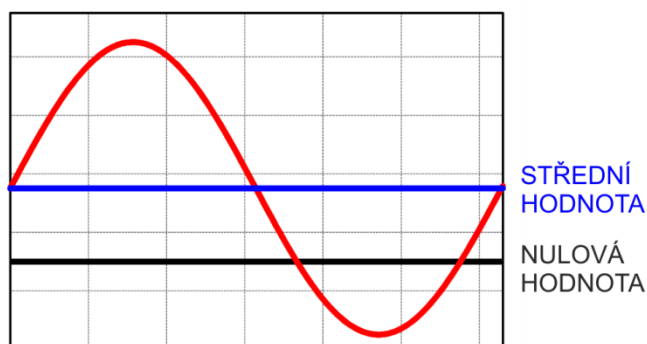
První z nich je případ, kdy vektor rychlosti ve fázi výtlačku media je normálový k obtékanému povrchu, tento způsob je snad možné nazvat nízkenergetickým řízením mezní vrstvy, nebo jednoduše syntetizovaným paprskem. Předpokladem je vhodné naladění celého systému tak, aby došlo k úplné eliminaci, popř. oddálení bodu odtržení ve směru hlavního proudu.

Druhá modifikace je taková, že kanál se štěrbínou je navržen tak, aby vektor rychlosti při výtlačku byl tangenciální k obtékané stěně. Takto navržené buzení je nazýváno DSJ ('directed synthetic jet'), viz McCormick (2000). Vyfukováním media je doplněn rychlostní profil o hybnost v mezní vrstvě, jejíž vývoj je významný z pohledu snižování ztrát vzniklých

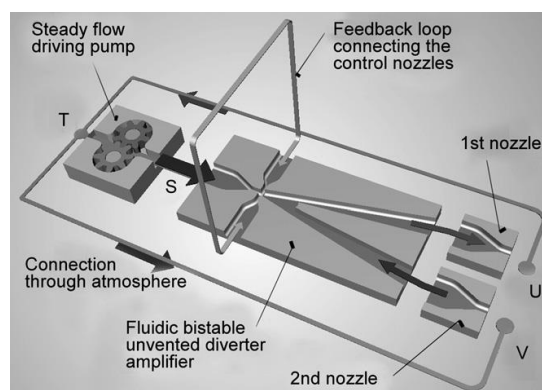
sekundárním prouděním. Nespornou výhodou této modifikace je její menší citlivost vůči změnám proudového pole. Avšak výkon dodávaný do generátoru je výrazně vyšší, než v předcházející variantě. Více o obou způsobech řízení mezní vrstvy bude pojednáno v kapitole 3.

Z dnešního pohledu je možné syntetizovaný paprsek považovat víceméně za tradiční koncept řízení mezní vrstvy. V poslední době dochází k rozvoji dalších metod řízení mezní vrstvy, jež vychází ze syntetizovaného paprsku.

Především jde o hybridní syntetizovaný paprsek, kdy je harmonický signál v podobě hmotnostního průtoku superponován na kontinuální vefukování. Průběh potom může být znázorněn následujícím schématem, viz obr. 30. Je zřejmé, že střední hodnota průběhu syntetizovaného paprsku odpovídá hodnotě nastaveného průtoku kontinuálním vefukováním. Realizaci je možné provést, buď v podobě kombinace kontinuálního vefukování a indukčně buzené membrány, nebo prostřednictvím podstatně robustnějšího fluidického aktuátoru navrženého např. v článku Tesař (2007). Schéma je uvedeno na následujícím obrázku vpravo, viz obr. 31. Výhodou druhého řešení je robustnost a mechanická jednoduchost celého zařízení využívajícího bistability proudění aktuátorem. Řízení je dáno uzavřenou regulační smyčkou, jež generuje malé tlakové impulzy, které stačí k přepnutí hlavního proudu.

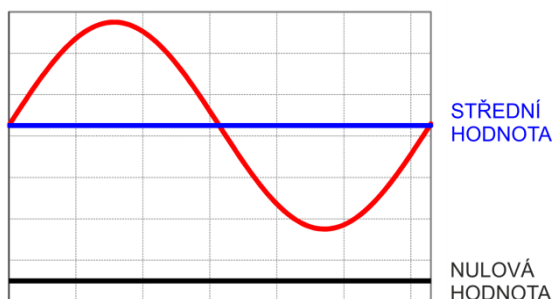


Obr. 30.: Průběh hmotnostního toku štěrbinou hybridního syntetizovaného paprsku



Obr. 31.: Realizace hybridního syntetizovaného paprsku fluidickým aktuátorem Tesař (2007)

Poslední dvě varianty paprsku vycházející z harmonického průběhu syntetizovaného paprsku, je to pulzující a mívivý paprsek, viz dvojice následujících obrázků. Nicméně je nutné poznamenat, že v případě posledních třech případů již není dodržena výhoda syntetizovaného paprsku, kterou je nulový hmotnostní průtok štěrbinou.



Obr. 32.: Průběh hmotnostního průtoku štěrbinou pulzujícího a mívivého paprsku

S tím souvisejí případné komplikace při zástavbě generátoru vybraného paprsku do reálného zařízení, ale také nutnost zajistit zdroj tlaku o dostatečné vydatnosti, popř. pohltivosti.

2.1.1 Veličiny charakterizující syntetizovaný paprsek

Syntetizovaný paprsek je možné charakterizovat dvojicí bezrozměrných parametrů, které byly použity v řadě článků, viz Glezer a Amitay (2002), Holman (2005), Smith (1998), (2003), Uruba (2004), (2005) a jsou také používány pro srovnávání různých syntetizovaných paprsků. Jeden z parametrů je bezrozměrná délka vypuzené tekutiny „stroke length“ L_0/d a druhým je Reynoldsovo číslo, které je založeno na dodaném impulzu.

V první řadě je nutné se zmínit o veličině nazývané „stroke length“ nebo amplitudě výchylky běžně označované L_0 . Jedná se o jakousi fiktivní délku elementu tekutiny vypuzeného štěrbinou během první fáze cyklu, tzn. během fáze vyfukování tekutiny, mnohé osvětlí následující vztah (54).

$$L_0 = \int_0^{\frac{T}{2}} u(\bar{x}, t) \cdot dt \approx \sum_{i=1}^{k/2} u(\bar{x}, i) \cdot \Delta t, \quad (54)$$

kde $T = \frac{1}{f}$ doba periody je zřejmě dána převrácenou hodnotou budící frekvence,

$u(\bar{x}, t)$ je prostorově střední časový průběh rychlosti ve výstupní štěrbině,

k je počet vzorků na jednu periodu, $k = \frac{T}{T_s} = \frac{f_s}{f}$.

Druhým bezrozměrným parametrem je již zmiňované Reynoldsovo číslo, které je založené na velikosti měrné (jednotkové) hybnosti dodávané do systému během fáze vypuzování tekutiny. V případě harmonického signálu se jedná o první polovinu periody cyklu, viz rovnice (55) a (56).

$$Re_{I_0} = \frac{I_0}{\nu \cdot \rho \cdot D_h} \quad (55)$$

$$I_0 = \rho \cdot h \cdot \int_0^{\frac{T}{2}} u^2(\bar{x}, t) \cdot dt \approx \sum_{i=1}^{k/2} u^2(\bar{x}, i) \cdot \Delta t \quad (56)$$

Veličina T je opět doba periody, ρ je hustota vyfukované tekutiny, D_h je charakteristický rozměr vefukovací štěrbině a $u(\bar{x}, t)$ prostorově střední časový průběh rychlosti tekutiny ve výstupní štěrbině.

V průběhu prováděných výzkumů se ukázalo, že je vhodné porovnat syntetizovaný a kontinuální paprsek. Tomuto problému je věnován článek od autorů Smith a Swift (2003). Pro potřeby srovnání dvojice paprsků byly navrženy další veličiny, které se od prvně zmiňovaných liší.

Významným bezrozměrným parametrem je opět Reynoldsovo číslo, které původní dvojicí autorů bylo založeno na impulsu tekutiny. V kontextu tohoto výzkumu bylo využito Reynoldsovo číslo, které je založeno na maximální rychlosti.

$$Re_{max} = \frac{U_{max} \cdot D_h}{\nu} \quad (57)$$

Reynoldsovo číslo dle vztahu (57) je založeno na rychlosti U_{max} , což je maximální rychlost ve výstupní štěrbině v průběhu cyklu vypuzování tekutiny z dutiny.

V druhém případě je Reynoldsovo číslo založeno na rychlosti U_0 , která ve své podstatě není rychlostí měřenou na výstupu ze štěrbin, ale je definována prostřednictvím veličiny L_0 , viz vztahy (58) a (59).

$$Re_0 = \frac{U_0 \cdot D_h}{\nu} \quad (58)$$

$$U_0 = f \cdot L_0 = \frac{1}{T} \cdot \int_0^{\frac{T}{2}} u(\bar{x}, t) \cdot dt \approx \frac{1}{T} \sum_{i=1}^{k/2} u(\bar{x}, i) \cdot \Delta t \quad (59)$$

Ze vztahu (59) pro rychlost U_0 je zřejmé, že se nejedná o prostorovou ani časovou střední hodnotu rychlosti $u(\bar{x}, i)$ snímané ve výstupní štěrbině. Ve skutečnosti je to rychlost, která se objevuje jen v části cyklu, kdy je tekutina vypuzována z dutiny, ale přesto je středována přes celou délku cyklu, tedy přes celou délku periody.

Dalším bezrozměrným parametrem charakterizujícím dané nastavení syntetizovaného paprsku je Stokesovo číslo, viz (60). Toto podobnostní číslo vyjadřuje vztah mezi vznikající nestacionární mezní vrstvou uvnitř štěrbin a charakteristickým rozměrem štěrbin D_h .

$$St = \frac{f \cdot D_h^2}{\nu} \quad (60)$$

Ze znalosti čísla Stokesova a Reynoldsova je možné vyjádřit Strouhalovo číslo, viz následující vztah (61).

$$Sh = \frac{St}{Re} = \frac{f \cdot D_h}{U} \quad (61)$$

Toto bezrozměrné číslo popisuje nestacionaritu děje a dává do poměru frekvenci odtrhávání vírů (budicí frekvenci) a čas nutný k průchodu charakteristického elementu tekutiny skrze vefukovací štěrbinu.

Posledním zavedeným parametrem je bezrozměrná frekvence, která udává celkový dodaný impulz za jednotku času.

$$F^+ = \frac{f \cdot \int_0^{\frac{T}{2}} \int_A u^2(\bar{x}, t) \cdot dA \cdot dt}{\nu} \approx \frac{f \cdot h \cdot \sum_{t=0}^{\frac{k}{2}} \sum_{i=1}^l u^2(i, t) \cdot \Delta b \cdot \Delta t}{\nu}, \quad (62)$$

kde h je šířka štěrbin, která je po délce štěrbin konstantní, f je budicí frekvence syntetizovaného paprsku a $u(i, t)$ je prostorově střední časový průběh rychlosti ve štěrbině, Δb je prostorový krok v souřadné ose z .

Pokud budicí signál bude harmonický, tak je určení těchto bezrozměrných parametrů výrazně jednodušší. V tom případě budou veličiny záviset především na frekvenci a amplitudě budicího signálu.

2.1.2 Přístup k vyhodnocení vybraných veličin

Při výzkumu turbulentního proudění je běžné využívat Reynoldsova rozkladu, kdy průběh vybrané fyzikální veličiny může být rozložen na součet střední hodnoty a flukтуаční složky dané veličiny. Ve zcela obecném případě mohou být oba sčítance funkcí času, viz rovnice (63).

$$u(t) = \bar{u}(t) + u''(t), \quad (63)$$

Vzhledem k harmonickému charakteru budicího signálu vstupujícího do generátoru, je možné očekávat pseudoperiodické rychlostní pole generované na šterbině. Na základě tohoto předpokladu bylo s výhodou využito modifikovaného Reynoldsova rozkladu, viz rovnice (64). Předpokládá se, že v proudovém poli se vyskytuje pseudoperiodická složka, již vystihuje poslední člen uvedené rovnice.

Tato pseudoperiodická složka je přímo spojena s budicí frekvencí syntetizovaného paprsku nebo s lopatkovou frekvencí, popř. nestabilitou vznikající v proudovém poli, jakou může být například známá von Karmánova vírová stezka při obtékání válce.

Takto vytvořený postup je obvykle nazývaný fázovým středováním. Při vlastním experimentu je vyžadována fázová značka spojená se sledovaným budícím dějem.

$$u(t) = \bar{u}(t) + u'(t) + u''(t), \quad (64)$$

kde \bar{u} je střední hodnota rychlosti,
 u' je periodická flukтуаční složka zkoumané veličiny, jež se mění s budicí periodou T
 u'' je náhodná flukтуаční složka rychlosti.

Fázová značka je v datech obvykle reprezentována dvouúrovňovým obdélníkovým TTL signálem, který svojí vzestupnou, popř. sestupnou hranou odděluje jednu periodu sledovaného děje. Požadavkem je dostatečně velká strmost jedné z vybraných hran tak, aby bylo možné přesně identifikovat délku periody a oddělit od sebe jednotlivé periody.

Praktické řešení například v případě rotujících částí je využití optické závory s děrovaným kotoučem, kdy počtem otvorů je dáno další jemnější dělení periody, což není obvykle nezbytně nutné. Tedy prakticky postačuje jen jediná fázová značka.

Jiným způsobem je využití laseru na dané vlnové délce vysílající paprsek na rotující část, jež je opatřena značkou s nanosenou odrazivou vrstvou. Při průchodu značky laserovým paprskem je tento odrážen do optočlenu, což elektronika vyhodnotí jako logickou jednotku, tzn. horní úroveň TTL signálu. V opačném případě je laserový signál rozptylován, výstupem je logická nula, jež obvykle odpovídá nulové hodnotě výstupního napětí.

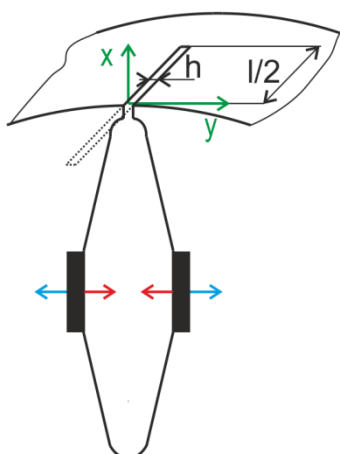
Více informací o fázovém středování, ale také o dalších metodách zpracování signálu je možné nalézt například v publikaci Uruba (2009).

2.2 Výsledky měření

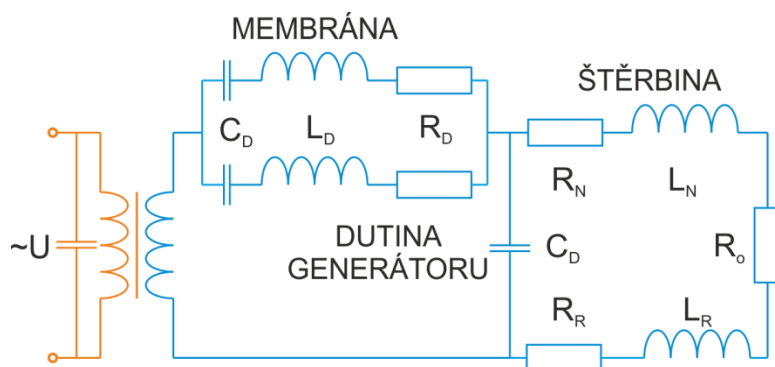
Pro generování syntetizovaného paprsku bylo využito klasické koncepce, kdy akčním členem je hlubokotónový reproduktor ARN-100-60/8. V tomto případě se jednalo o dvojici paralelně zapojených reproduktorů, které tvořily pohyblivé stěny generátoru paprsku, viz schéma na následujícím obrázku obr. 33. Paprsek je generován na obdélníkové štěrbině šířky 1 mm a délky 75 mm, jedná se tedy o jakýsi pseudorovinný případ, nicméně je nutné mít na paměti, že délka štěrbiny není totožná s šířkou rovinného difuzoru, tudíž vznikající proudové pole nebude s velkou pravděpodobností rovinné. Generované proudové pole popisovaným generátorem syntetizovaného paprsku bude pro případ klidného prostředí diskutováno v následujících kapitolách. Snad by v úvodu této kapitoly stálo za zmínku, že kromě tohoto uspořádání pseudorovinného paprsku je možné se setkat s uspořádáním řady kruhových syntetizovaných paprsků, což je častěji využívané řešení. Tím se dojde k výhodě, kdy je možné použít menších reproduktorů, popř. piezoaktuátorů. Čímž se výrazně zmenší prostor zástavby a navíc je generovaný syntetizovaný paprsek osově symetrický, samozřejmě jen do okamžiku, než dojde k interakci jednotlivých paprsků. Navíc z pohledu aktuátorů se zmenší kmitající hmoty, čímž je možné dosáhnout vyšších frekvencí.

Pro vlastní návrh generátoru syntetizovaného paprsku z pohledu amplitudově-fázových charakteristik se s výhodou využívá elektrické analogie, viz obr. 34. Obvykle je možné se s tímto přístupem setkat pod názvem *LEM* (Lumped Element Modeling). Výhodou je fakt, že navrhovaný systém je matematicky popsán, tudíž je možné relativně jednoduše celý systém optimalizovat, resp. naladit na požadované parametry. Tímto matematickým modelem je popsán ideální přenos energie mezi elektrickou a akustickou oblastí.

Nicméně je nutné si uvědomit, že se jedná o jednoduchý, takže také přibližný model, který nemusí zcela přesně odpovídat charakteristikám reálného zařízení. V reálném zařízení vystupují parametry, které je možné jen těžko přesně určit, tudíž dochází ke zkreslení výsledné Bodeho charakteristiky. Přes popsané nedostatky modelu se jedná o cenné informace, které jsou ve fázi návrhu jen obtížně dostupné. Dalším přínosem tohoto modelu je fakt, že je možné jednoduše sledovat vliv jednotlivých geometrických, popř. elektrických parametrů generátoru na výslednou Bodeho charakteristiku generátoru. Uvedené schéma odpovídá generátoru syntetizovaného paprsku s dvojicí reproduktorů a obdélníkovou štěrbinou.



Obr. 33.: Schéma používaného generátoru syntetizovaného paprsku



Obr. 34.: Schéma generátoru syntetizovaného paprsku při využití elektrické analogie

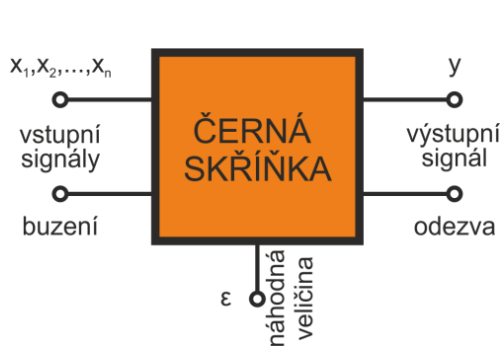
Vzhledem k tomu, že pro generování paprsku byl použit generátor paprsku a zesilovač konstruovaný a vyráběný jen pro toto použití, bylo nutné získat vybrané charakteristiky. Na první pohled se zdá, že přímo nesouvisí s použitím v difuzoru, ale je vhodné mít o nich před použitím generátoru ponětí. Z výše uvedených důvodů je stať 2.2 více členěna, než tomu bylo v předcházejícím případě, kdy byly popisovány výsledky získané na rovinném difuzoru v jednom geometrickém uspořádání.

Zcela na počátku bude středem zájmu zapojení generátoru syntetizovaného paprsku do celého systému, v rámci této kapitoly bude též uvedena frekvenční charakteristika používaného operačního zesilovače, dále už bude věnována veškerá pozornost vlastnímu syntetizovanému paprsku, resp. jeho vybraným aerodynamickým charakteristikám.

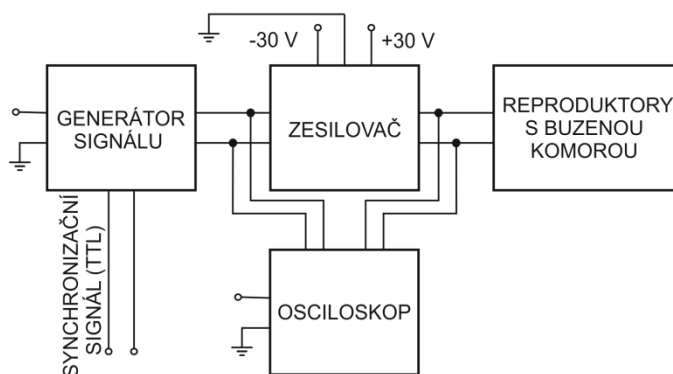
2.2.1 Schéma zapojení měřicí aparatury

Z pohledu faktorové citlivostní analýzy by bylo možné celou elektrickou část tohoto systém nahradit jakousi „černou skříňkou“, viz následující obrázek obr. 35 vlevo, a dále se již nezabývat jednotlivými prvky. Potom by bylo možné sledovat jen vstupní elektrický signál a výstupní signál v podobě generovaných rychlostí, resp. syntetizovaného paprsku. Do jisté míry, bylo tohoto přístupu využito při měření frekvenčních charakteristik operačního zesilovače, ale také celého systému, nicméně „černou skříňkou“ byla pro každý z uvedených případů jiná část. Toto bude hlouběji rozebráno v příslušných státech.

V této části je vhodné říci něco málo o vlastním zapojení, popř. o jednotlivých zařízeních, která byla využívána. Schéma zapojení se stručným popisem jednotlivých členů je ukázáno na obrázku vpravo.



Obr. 35.: Identifikace systému



Obr. 36.: Schéma zapojení generátoru syntetizovaného paprsku

Pro generování syntetizovaného paprsku bylo využito zařízení dřívější konstrukce založené na vibrující tekutině uzavřené v komoře aktuátoru, jejíž stěny byly tvořeny dvojicí hlubokotónových reproduktorů typu ARN-100-60/8. Schematicky je zapojení naznačeno na obrázku, viz obr. 36.

Základem celého systému je generátor harmonického signálu METEX MS-9150, z něho je harmonický signál veden do výkonového zesilovače vlastní konstrukce a dále do reproduktorů, které prostřednictvím obdélníkové štěrby generují popisovaný syntetizovaný paprsek.

Napájení výkonového zesilovače je realizováno ze stejnosměrného, stabilizovaného symetrického laboratorního zdroje napětím $\pm 30V$, jak je uvedeno ve schématu, viz obr. 35. Zesilovač je schopen pracovat ve dvou režimech.

Prvním z nich je režim, při němž je uveden do provozu interní generátor signálu, jehož výstupní signál se zesiluje na žádanou úroveň výkonu. Výstupem je tedy přímo harmonický signál, jenž je možné použít k buzení reproduktorů.

V druhém případě, který byl pro tuto úlohu výhodnější, celé zařízení pracuje pouze v režimu zesilovače s externím zdrojem signálu.

Druhý způsob generování budicího signálu byl používán z toho důvodu, že vzhledem k charakteru vznikajícího paprsku je vhodné zajistit si synchronizační signál vázaný na budicí signál. Pro tuto úlohu bylo využito synchronizačního TTL signálu, jenž je generován ve fázi s harmonickým budicím signálem prostřednictvím generátoru signálu. Z tohoto důvodu byl nasazen externí zdroj signálu, který již má společně svázané výstupy harmonického a TTL signálu.

Operační zesilovač je vlastní konstrukce, bylo vhodné zabývat se jeho amplitudovým a fázovým zkreslením, k tomu sloužil v měřicím řetězci čtyřkanálový osciloskop Tektronix TDS2014 B, byl ponechán v měřicím řetězci také při dalších měření, kdy zajišťoval kontrolu nastavení operačního zesilovače a zdroje signálu.

2.2.2 Bodeho charakteristika operačního zesilovače

Jak bylo popisováno výše, k měření Bodeho frekvenční charakteristiky sloužil generátor harmonického signálu a osciloskop v zapojení, které je ukázáno na obr. 36.

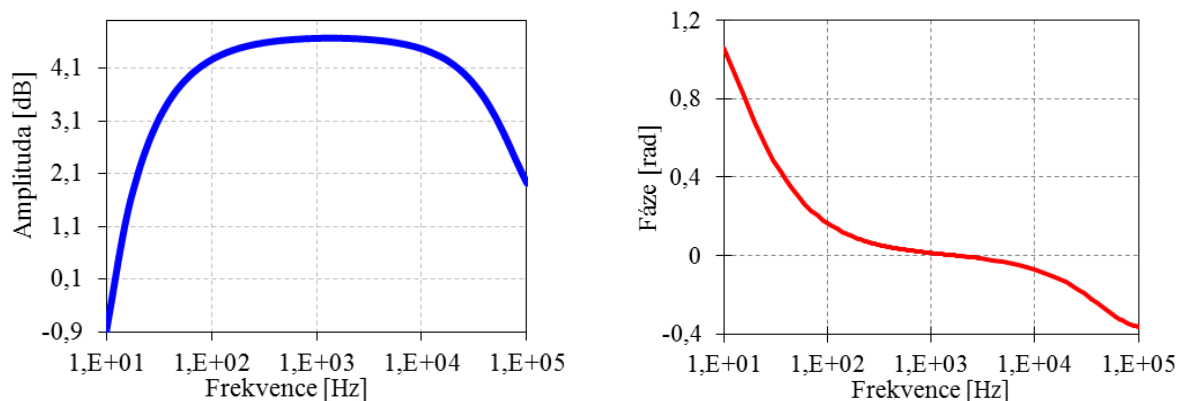
Měření bylo prováděno v rozsahu frekvencí $10 - 10^5$ Hz. Ve skutečnosti pro další použití zesilovače je zajímavá oblast zhruba od $50 - 10^3$ Hz, nicméně je užitečné mít představu o průběhu charakteristiky zesilovače i při vyšších frekvencích. Výsledkem tohoto měření jsou následující dva grafy.

Při pohledu na oba grafy na obr. 37 je patrné, že v rozsahu $100 - 10^4$ Hz je průběh amplitudové charakteristiky poměrně plochý, taktéž fázové zpoždění nedosahuje příliš velkých hodnot, proto je možné říci, že funkce zesilovače je poměrně kvalitní, tedy zesilovač nezkruskuje nastavenou amplitudu ani fázi při malé změně frekvence.

Z obou uvedených grafů je zřejmé, že mimo zmiňovaný interval frekvencí $100 - 10^4$ Hz docházelo k výraznému utlumení vstupního signálu, a to především při nižších frekvencích. Proto je nutné sledovat rozkmit výstupního budicího napětí a popřípadě jej korigovat zásahem do zesílení operačního zesilovače.

Především v případě synchronizace měřicí aparatury a generátoru signálu je nutné mít na paměti vliv fázového zkreslení a především znát jeho konkrétní hodnotu, protože je nutné jej v dalším nastavení a výpočtu zohlednit a kompenzovat.

Uvedené grafy jsou již aproximací naměřených dat, která nejsou z důvodu přehlednosti grafů uvedena.



Obr. 37.: Bodeho charakteristika použitého výkonového zesilovače

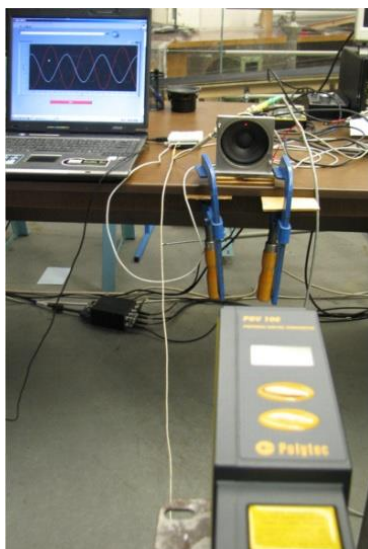
Tímto je získána představa o vlastnostech operačního zesilovače, nicméně zatím není známo chování celého systému skládajícího se z generátoru harmonického signálu, operačního zesilovače a generátoru syntetizovaného paprsku.

Skutečným výstupním signálem výše zmíněného systému generátor signálu-operační zesilovač-generátor syntetizovaného paprsku není elektrický signál, ale signál v podobě proudového pole. Další výsledky měření budou uvedeny v následujících kapitolách, kde je popsán laserový vibrometr a měřicí aparatura CTA.

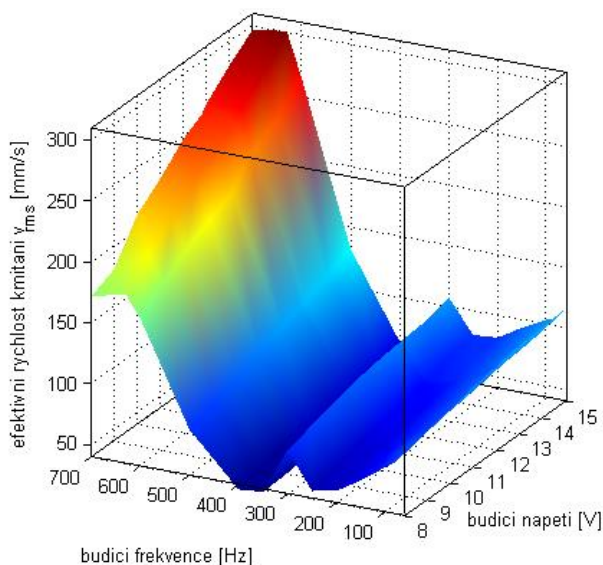
2.2.3 Identifikace celého systému

Od počátku prací byla představa, že paralelně s probíhajícími experimenty budou připravovány a počítány další varianty numerickou cestou. Z toho plyne požadavek na získání okrajových podmínek. Původní představa byla taková, že okrajovou podmínku bude tvořit kmitající stěna, na níž je navázána dynamická síť v podobě deformovatelných elementů, které by umožnily zadávat okrajovou podmínku přímo v podobě rychlosti kmitání stěny.

Nicméně se ukázalo, že není reálné zvládnout experimentální a numerickou část úlohy současně. Přesto jsem vybral některé zajímavé výsledky, které jsou ukázány na následujících obrázcích, viz obr. 39, obr. 40 a obr. 41.



Obr. 38.: Fotografie uspořádání optického měření vibrací vibrometrem PDV 100



Obr. 39.: Vliv budicího napětí a frekvence na generovanou efektivní rychlost

Práce byly zaměřeny na zjištění odezvy reproduktoru na budicí harmonický signál známé frekvence a rozkmitu. Měření probíhalo jak na samostatném volně kmitajícím reproduktoru, viz obr. 38, tak na osazeném generátoru syntetizovaného paprsku dvojicí reproduktorů, kde docházelo k vzájemnému ovlivňování obou membrán.

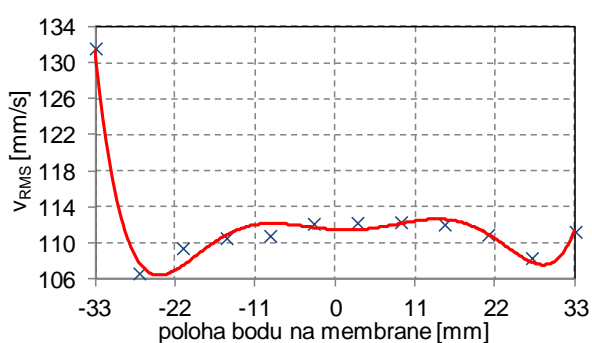
Jelikož kmitající hmoty membrány jsou relativně malé, nebylo možné použít klasických seismických akcelerometrů, protože by docházelo k výraznému zkreslení výsledků měření přidanou hmotou. Z uvedeného důvodu bylo použito novinky v podobě laserového vibrometru Polytec PDV 100, založeného na Dopplerově jevu, viz snímek na obr. 38. Výstupní napětí je přímo úměrné rychlosti kmitání membrány.

Z výše zmíněného měření jsou zde uvedeny tři grafy, které vypovídají něco málo o chování popisovaného systému.

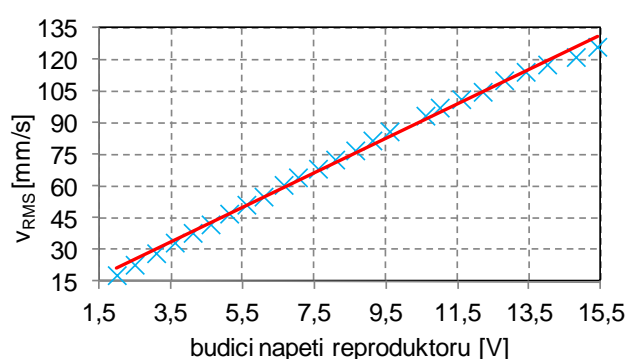
První graf, viz obr. 39, se týká celého syntetizovaného paprsku, kdy byla měřena rychlost kmitání jedné z dvojice buzených membrán. Toto bylo provedeno v rozsahu frekvencí 60 –

700 Hz a rozsahu rozkmitů budících napětí 8 - 15 V. Cílovou veličinou je efektivní rychlost kmitání membrány, která je vynesena v grafu jako závisle proměnná. Výsledkem je tedy plocha, která ukazuje průběhy generované efektivní rychlosti v závislosti na frekvenci a budícím napětí, v celém rozsahu budících napětí. Zde se ukázala špička na frekvenci 628 Hz, což pravděpodobně odpovídá vlastní frekvenci generátoru.

Poslední dva případy se vztahují k budicí frekvenci 625 Hz, viz obr. 40 a obr. 41. V prvním případě, na grafu vlevo, je ukázán průběh efektivní hodnoty rychlosti po ploše membrány reproduktoru, jejíž průměr je 66 mm. Přestože při měření došlo k mírnému posunutí počátku vůči ose reproduktoru, je zde patrná symetrie regresní křivky kolem nulové hodnoty, resp. osy membrány. Příčinou vyšší rychlosti v levé části grafu je zmiňované posunutí. Pravděpodobně v této části nebyla měřena rychlost kmitání membrány, ale pružného vlnovce, který se chová odlišně od vlastní membrány, a to především z pohledu deformace. Obdobných výsledků bylo dosaženo také v případě budících frekvencí 60 a 150 Hz.



Obr. 40.: Průběh efektivní rychlosti kmitání membrány po poloměru reproduktoru



Obr. 41.: Vliv budícího napětí na efektivní rychlost generovaného paprsku

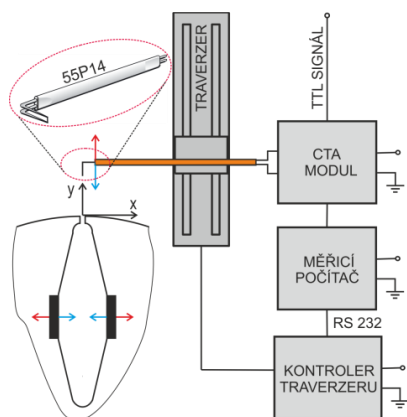
Dalším krokem bylo zjištění vlivu budícího napětí na efektivní rychlost membrány, toto bylo zkoumáno v rozsahu 2 - 15,4 V. Výsledky měření jsou zobrazeny v pravém grafu, z něhož je patrné, že v celé oblasti je možné použít poměrně kvalitní náhrady měřených dat přímkou, což je relativně důležitý závěr pro případné další práce v oblasti numerických simulací. Kromě uvedených výsledků byl též testován vliv buzení jedním reproduktorem, kdy druhý byl jen odezvoový a další varianty, které již nyní nemá význam hlouběji analyzovat.

Přes uvedené výsledky je nutné konstatovat, že z důvodů uvedených na počátku této kapitoly je tato část zajímavou, ale slepou cestou. Výsledků již nebude dále v experimentálním výzkumu využito, nicméně i tak svoji hodnotu mají, a to především při celkovém náhledu na problematiku generování syntetizovaného paprsku.

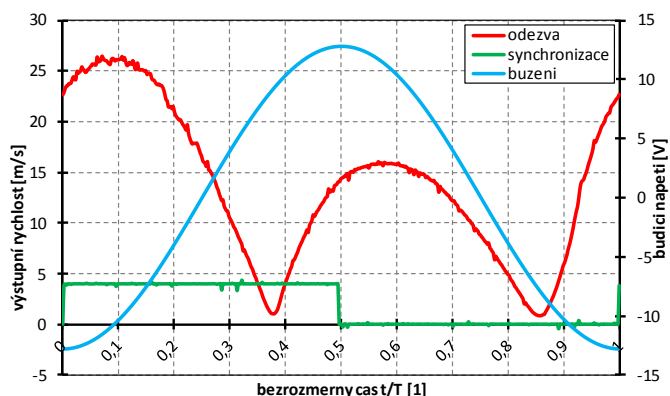
Nyní již bude věnována pozornost výsledkům získaných modulem StreamLine 90N10, což je aparatura dodávaná firmou Dantec Dynamics, jež umožňuje měřit okamžitou rychlost metodou CTA. Výsledky uvedené v rámci této práce byly získány především jednodrátkovou sondou typu 55P14, nebude-li uvedeno jinak, znamená to, že bylo použito zmiňované sondy. Schéma použité aparatury včetně detailu sondy je uvedeno na následujícím obrázku, viz obr. 42. Velkou výhodou používané aparatury dodané jedním dodavatelem byla možnost využít vzájemné kompatibility jednotlivých komponent, čímž se výrazně snížily nároky na tvorbu vlastních aplikací nutných k ovládní aparatury a sběru primárních dat. Dodaný software umožňoval současně ovládat sběr dat a traverzování sondy, pomocí jednoduše naprogramovaného cyklu.

Výstupní napětí z můstku v CTA bylo zavedeno do osmikanálového A/D převodníku NI CA-1000, všechny kanály jsou simultánně vzorkovány. S výhodou bylo tohoto převodníku

využito také pro digitalizaci synchronizačního a budicího signálu. Pro představu je na následujícím obrázku vpravo ukázán výřez jedné periody okamžitých průběhů všech tří zmiňovaných signálů.



Obr. 42.: Schéma měření metodou CTA



Obr. 43.: Náhled na okamžitý průběh signálu získaného při měření metodou CTA pro frekvenci 150 Hz

Vzhledem k použitému převodníku je zřejmé, že při vlastní digitalizaci signálů nedochází k jejich vzájemnému posouvání, což je velká výhoda. Přestože synchronizace byla několikrát skloňována, je vhodné na tomto místě ještě jednou poznamenat, že průběh signálů označených v grafu „synchronizace“ a „buzení“ je společně fázově svázan. Pro zjištění vzájemného fázového posunutí budicího a výstupního signálu by bylo postačující digitalizovat jen jeden ze signálů TTL nebo budicí. Vzhledem k dalšímu zpracování dat a relativně dostupné výpočetní kapacitě počítačů se ukazuje, že vhodnější je zaznamenávat oba signály a při zpracování dle potřeby vybírat jeden, či oba signály.

Pro fázové středování je snazší využívat obdélníkového signálu, vzestupná hrana signálu vykazuje velkou strmou. Vhodným prahováním signálu a následnou lineární interpolací jde poměrně snadno oddělit jednotlivé periody sbíraných signálů. Po oddělení period vždy následuje jejich převzorkování na konstantní počet vzorků na periodu. Byla snaha dodržovat poměr vzorkovací a „převzorkovací“ frekvence 1:1. Je možné říci, že tento postup se prolíná celou předkládanou prací. Víceméně bylo fázové středování využíváno jako standardní nástroj pro prvotní redukci dat. Proto byl vytvořen samostatný skript, resp. funkce, která byla volána v rámci dalších skriptů. Výsledek byl průběžně vykreslován, z čehož se dalo usuzovat na vhodné nastavení experimentálního zařízení.

Obdobně se postupuje také při výpočtu Bodeho fázové charakteristiky. Pro určení fázového zkreslení výstupního signálu opět stačí znalost průběhu výstupního a TTL signálu. Nicméně pro určení amplitudového zkreslení je bezpodmínečně nutné mít k dispozici budicí signál. Zmiňované výsledky budou diskutovány v následujících odstavcích předkládaného textu.

Jak již bylo popisováno v úvodu kapitoly 2.2.1, dalším krokem bylo zjištění přenosové charakteristiky celého systému skládajícího se z generátoru signálu, operačního zesilovače a generátoru syntetizovaného paprsku. Postup při měření této charakteristiky byl obdobný jako v přecházejícím případě, kdy byla měřena přenosová charakteristika operačního zesilovače. Systém byl buzen definovaným signálem, jednalo se o harmonický signál s danou frekvencí a rozkmitem budicího napětí. Jistou, nicméně zřejmou, odlišností je fakt, že odezva systému se již neodehrávala v rovině elektrických veličin, jako tomu bylo v případě operačního zesilovače. Zde je výsledkem buzení syntetizovaný paprsek specifický pseudoperiodickým rychlostním polem generovaným na šterbině generátoru syntetizovaného paprsku. Jak bude zřejmé ze závěrů dalších měření, výsledné rychlostní pole je silně závislé na vzdálenosti

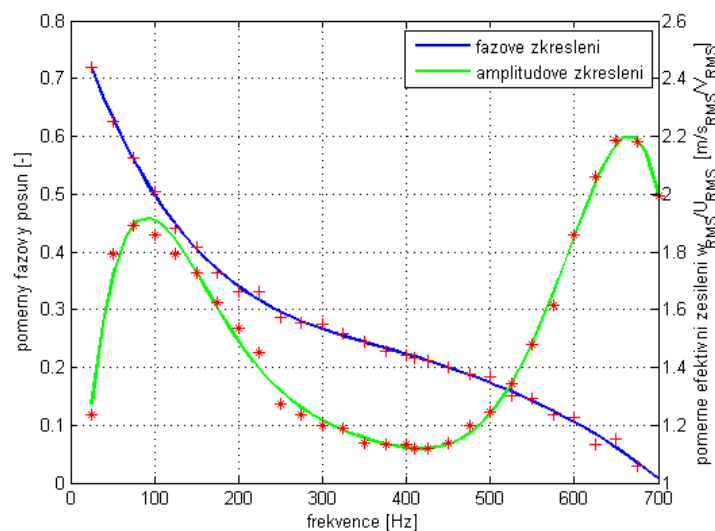
měřicího bodu od štěrbinu generátoru. Především jde o fázi nasávání „nové“ tekutiny do prostoru komory aktuátoru. Tato fáze cyklu podléhá poměrně rychlému utlumení s rostoucí vzdáleností od štěrbinu.

Metoda CTA byla vybrána z důvodu vysoké vzorkovací frekvence, která je řádově vyšší, než je tomu u měření pneumatickými sondami. Především je nutné podotknout, že velikost žhavené sondy umožňuje měřit přímo ve štěrbině generátoru. Takže bylo možné najít takovou polohu sondy, kdy jsou obě fáze z pohledu amplitudy rovnocenné. Tedy je možné mluvit o harmonickém průběhu odezvy, což výrazně zjednodušuje vyhodnocování popisovaných charakteristik systému.

Primární data z měření jsou v podobě naznačené na předcházejícím obrázku, viz obr. 43, tedy k dispozici byl průběh budicího a odezvového signálu, ale také synchronizační signál, jenž jednoznačně definoval vzájemnou polohu signálů, navíc umožňoval rozeznat fázi vyfukování a nasávání tekutiny.

Pro identifikaci jedné periody průběhu obou signálů bylo využito poměrně strmé vzestupné hrany synchronizačního signálu. Prahovou hodnotou je střední hodnota celého záznamu TTL signálu.

Výsledkem analýzy je úplná Bodeho, neboli amplitudově a fázově frekvenční charakteristika uvedeného systému. Výsledek v podobě obou křivek, resp. regresí získaných diskrétních bodů, je uveden na následujícím obrázku.



Obr. 44.: Bodeho charakteristika celého systému generujícího syntetizovaný paprsek

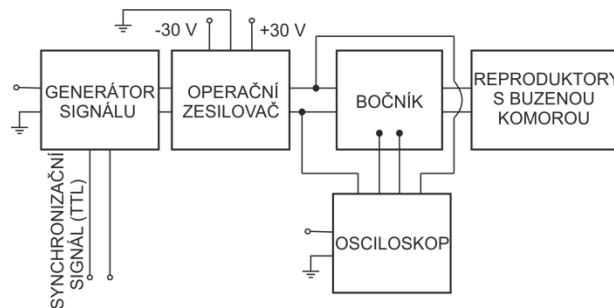
Ještě je nutné poznamenat, že obě zmiňované charakteristiky byly vyhodnocovány z fázově středních průběhů budicího a odezvového signálu, jehož průběh je naznačen například na obrázku obr. 63. Tímto postupem je získán jakýsi charakteristický průběh, v němž jsou fázovým středováním potlačeny fluktuace rychlosti, které mohou souviset s fyzikálními ději, ale stejně tak mohou jít na vrub nejistot měření, popř. se může jednat o vliv rušení, tedy superpozici šumu na základní signál.

Na hlavní svislé ose je vyneseno poměrný posun obou signálů, což je fázový posun normovaný délkou periody budicího signálu. Na vedlejší svislé ose je vyneseno poměrné zesílení, z uvedených jednotek je patrné, že jde o poměr efektivní hodnoty odezvového signálu a efektivní hodnoty budicího signálu. Vzhledem k faktu, že budicí signál je harmonický a výstupní signál pseudoharmonický, je možné jednoduše z efektivních hodnot vyjádřit rozkmit, resp. amplitudu obou signálů.

Z uvedeného průběhu je zřejmé, že s rostoucí frekvencí se zmenšuje vzájemný poměrný fázový posun obou signálů, viz modrá křivka. Dále je možné konstatovat, že v měřeném rozsahu 60 – 700 Hz existují dvě významné frekvence, na nichž dochází k podstatnému zesílení budicího signálu, odpovídají vlastním frekvencím daného systému. Z dalších měření se ukázalo, že ani jedna z těchto dvou frekvencí není zcela vhodná pro řízení mezní vrstvy difuzoru.

Doposud byly v souvislosti s buzením syntetizovaného paprsku zmiňovány dvě veličiny charakterizující buzení paprsku, jde o frekvenci a rozkmit budicího napětí. Nicméně z pohledu dalších měření je vhodné mít informaci o velikosti výkonu, který teče z operačního zesilovače do buzených reproduktorů. Vzhledem k tomu, že se nejedná o stejnosměrný obvod, je určení výkonu trochu obtížnější ve smyslu vstupních veličin, kde se projevuje další veličina, kterou je účinník, viz vztah (65).

Pro měření účinníku bylo využito nepřímé metody, kdy je do elektrického obvodu, zde složeného z operačního zesilovače a reproduktorů, vložen bočník, viz obr. 45. Posunutí napětí vůči proudu je dáno přítomností indukční a kapacitní složky v obvodu, což se obvykle znázorňuje ve fázovém diagramu. S využitím popisovaného osciloskopu je možné měřit fázové posunutí mezi proudem a napětím, což má souvislost s účinníkem.



Obr. 45.: Schéma měření budicího výkonu tekoucího z operačního zesilovače do dvojice reproduktorů

Obecně pro obvod s neharmonickým průběhem napětí a proudu je možné výsledný činný výkon získat jako součet činných výkonů jednotlivých harmonických složek a stejnosměrného výkonu, viz následující vztah (65).

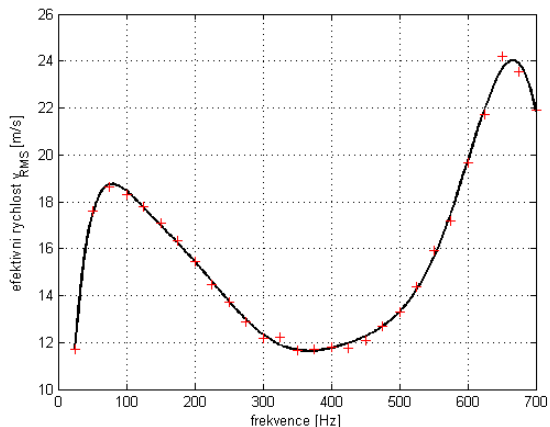
$$P = P_0 + \sum_{h=1}^{\infty} U_h \cdot I_h \cdot \cos\varphi_h \quad (65)$$

Na základě naměřeného proudu, napětí a účinníku bylo možné nastavit operační zesilovač tak, aby výstupní výkon ze zesilovače byl konstantní napříč celým rozsahem zkoumaných budicích frekvencí.

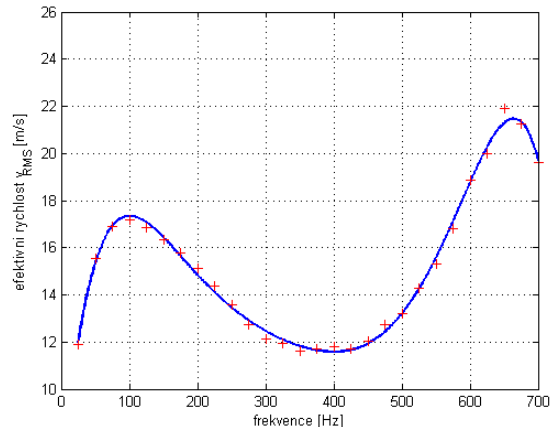
Pro ilustraci je na následujících obrázcích znázorněna dvojice grafů, viz obr. 46 a obr. 47, které popisují závislost efektivní hodnoty výstupní rychlosti z generátoru syntetizovaného paprsku na budicí frekvenci.

Graf umístěný vlevo popisuje případ, kdy byla udržována konstantní hodnota budicího výkonu v celém rozsahu použitých frekvencí. Na grafu opět vynikají dvě špičky rychlosti v okolí frekvence 100 Hz a 630 Hz.

Graf vpravo vznikl obdobně, ale nebyla udržována konstantní hodnota výkonu, ale konstantní rozkmit budicího napětí na hodnotě 12,8 V. Oba grafy vykazují podobné trendy, také špičky rychlostí jsou zhruba na stejných frekvencích. Došlo jen ke změně velikosti obou špiček rychlosti.



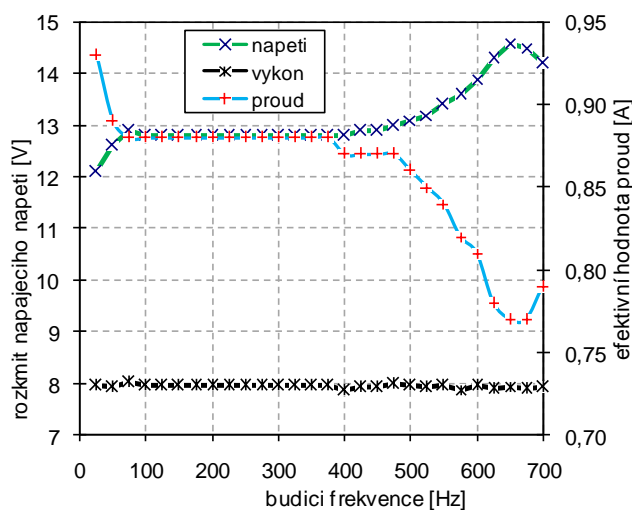
Obr. 46.: Závislost efektivní výstupní rychlosti na budící frekvenci při konstantním budícím výkonu



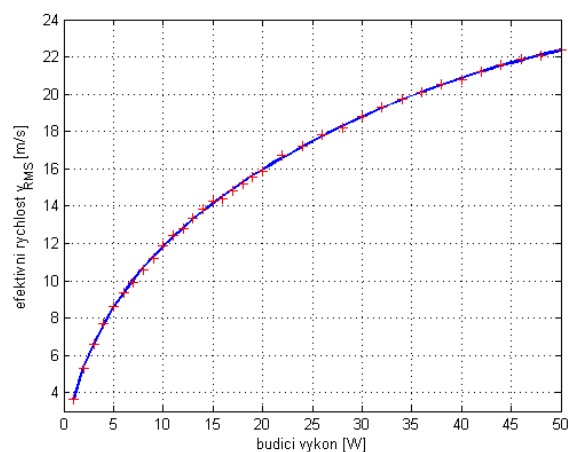
Obr. 47.: Závislost efektivní výstupní rychlosti na budící frekvenci při konstantním budícím napětí

Průběh napětí, proudu a výkonu jako výsledné veličiny je ukázán na následujícím obrázku vlevo. Je vidět, že výkon byl udržován zhruba na konstantní hodnotě 8 W, z grafu je zřejmý vývoj napětí a proudu při změně budící frekvence.

Kromě průběhu proudu, popř. napětí byla detailně proměřena závislost efektivní výstupní rychlosti generovaného paprsku v závislosti na budícím výkonu, viz obr. 49. Tato křivka platí pro frekvenci 410 Hz.



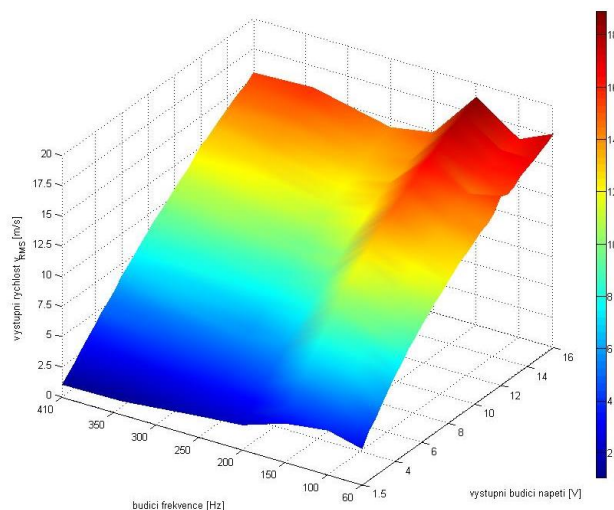
Obr. 48.: Průběh rozkmitu budícího napětí a efektivního proudu v závislosti na budící frekvenci



Obr. 49.: Vliv budícího výkonu na velikost výstupní rychlosti při frekvenci 410 Hz

Popisovaná závislost byla proměřena pro několik vybraných od 60 do 410 Hz, z výsledků je vykreslen trojrozměrný graf, viz obr. 50.

Průběh na všech měřených frekvencích je co do trendu obdobný, také zde je vidět špička na frekvenci 150 Hz. Na této hodnotě je možné předpokládat, že existuje vlastní frekvence systému.



Obr. 50.: Vliv frekvence a rozkmitu budicího napětí na velikost výstupní rychlosti

2.2.4 Měření charakteristik paprsku žhaveným čidlem

Nyní je již možné přistoupit k vyhodnocení vybraných proudových charakteristik generovaného syntetizovaného paprsku. Některé vyhodnocované, resp. měřené veličiny plynou ze vztahů, které byly uvedeny v předcházejících kapitolách. Jiné byly doplněny, protože se v průběhu měření ukázalo zajímavé chování syntetizované paprsku. Mezi tyto patří například rozložení rychlosti po šterbině, spektrum paprsku v různých vzdálenostech od šterbiny, porovnání fáze vyfukování a sání tekutiny nebo vývoj šířky paprsku a konvekce vírů.

V rámci této kapitoly jsou uvedeny výsledky získané CTA aparaturou, zejména se jedná o vývoj syntetizovaného paprsku se vzdáleností od šterbiny. Zajímavý je vývoj paprsku uvnitř šterbiny, tzn. v záporných hodnotách vzdálenosti a také rozložení rychlosti po délce a šířce šterbiny. Byla získána celá řada údajů, nicméně v rámci této práce budou prezentovány jen některé.

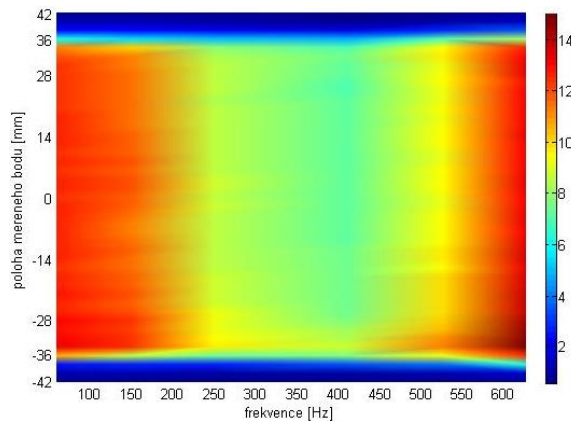
Jelikož soubor získaných primárních dat je poměrně rozsáhlý, bylo nutné přistoupit k redukci dat, tedy potlačení některých zbytných informací. Jeden ze způsobů byl již uveden, jednalo se o fázové středování. Snížit dimenzi dat je také možné použitím efektivní hodnoty, jak již tomu bylo v předcházející kapitole. Ukázalo se, že popisované jevy nejsou v tak širokém rozsahu patrné. Z tohoto důvodu bylo využito ne zcela fyzikálně podložené veličiny, viz vztah (66).

$$\bar{u} = \frac{\sum_{i=1}^k |u(i)|}{k} \quad (66)$$

Ve své podstatě jde o střední hodnotu z usměrněného průběhu rychlosti v daném místě. Výsledkem je tedy skalár, který charakterizuje průběh rychlosti v daném místě.

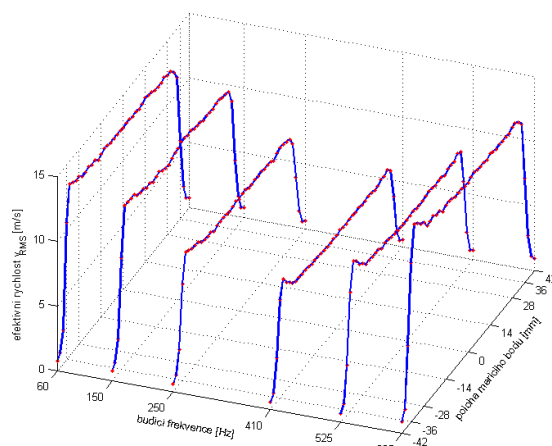
Bylo měřeno rozložení rychlosti po délce šterbiny při několika frekvencích, výsledkem je následující graf, viz obr. 51.

Z následujícího obrázku je patrné, že při dané frekvenci je rozložení rychlosti víceméně rovnoměrné, navíc je zřejmé, že maximální zesílení signálu je při několikrát zmiňovaných vlastních frekvencích. Kromě toho je zřejmé, že k vymizení buzené rychlosti dochází záhy po dosažení hrany šterbiny, jejíž délka je 72 mm dlouhá, což lze také vydedukovat z níže uvedeného skalárního pole.



Obr. 51.: Rozložení efektivní rychlosti po délce štěrbiny generátoru paprsku při vybraných frekvencích

O poznání názornější jsou profily efektivní rychlosti, které jsou ukázány na následujícím obrázku, viz obr. 52. Z obrázku je patrné významné zesílení signálu okrajích zkoumaného frekvenčního rozsahu a naopak téměř skokový útlum rychlosti na okrajích štěrbiny, viz souřadnice -36 a 36 mm. Dále je možné na obou grafech demonstrovat víceméně rovnoměrné rozložení efektivní rychlosti po celé délce štěrbiny.

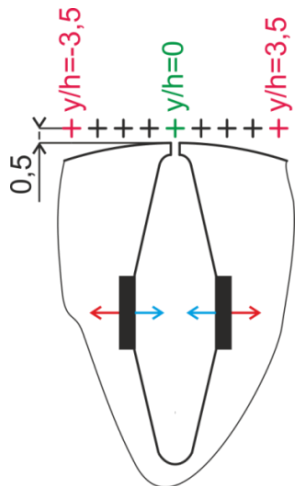


Obr. 52.: Profily efektivní rychlosti po délce štěrbiny paprsku

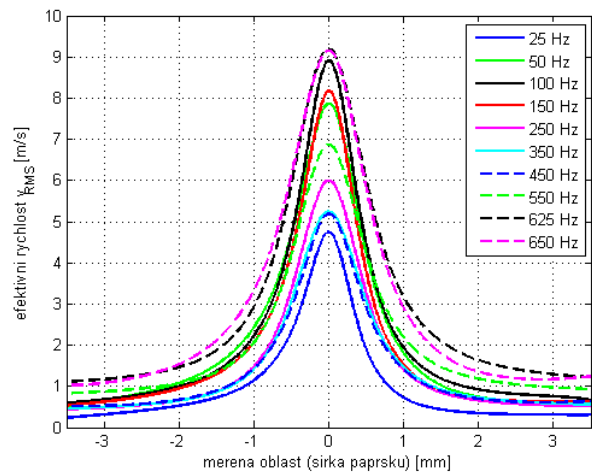
Pro získání výše popsaných dat bylo využito přímé sondy se žhaveným drátkem označené 55P11, která minimálně ovlivňovala rychlostní pole. Ještě je nutné dodat, že z důvodu destrukce sondy nebylo možné traverzování provádět bezprostředně v ústí štěrbiny. Proto bylo sondou traverzováno ve vzdálenosti $0,5$ mm od ústí štěrbiny, viz obr. 53, kde je ukázáno traverzování v téže vzdálenosti napříč štěrbinou.

Další z měřených charakteristik syntetizovaného paprsku bylo rozložení rychlosti napříč šířkou štěrbiny generátoru. Měření bylo prováděno CTA aparaturou taktéž se sondou 55P11 v horizontálním nastavení traverzéro. Vzhledem k tomu, že drátek sondy je navařen na špičkách vidliček a povrch generátoru nemusí být dokonale rovný, byla prostřednictvím katetometru nastavena měřicí rovina ve vzdálenosti $0,5$ mm od nejvyššího bodu generátoru, viz následující obrázek vlevo. Tím byla ochráněna sonda vůči kontaktu s povrchem generátoru. Seběmenší kontakt by znamenal destrukci sondy. Měření probíhalo v rozsahu $\pm 3,5$ mm od střední roviny generátoru paprsku, tomu odpovídalo dvacet měřících bodů s výrazným zahuštěním v okolí štěrbiny, kde byl předpokládán velký gradient rychlosti.

Takto byl proměřen soubor deseti frekvencí v intervalu $25 - 650$ Hz při konstantním rozkmitu budicího napětí $12,8$ V.



Obr. 53.: Schéma měření šířky generovaného syntetizovaného paprsku

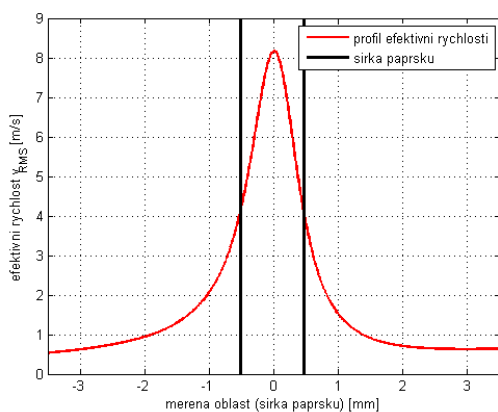


Obr. 54.: Průběh efektivní rychlosti syntetizovaného paprsku pro vybrané frekvence

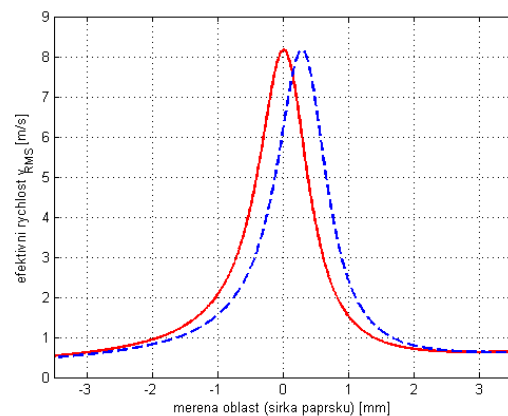
Výsledky měření pro zmiňovaný rozsah frekvencí jsou uvedeny na obr. 54, jedná se o efektivní rychlost získanou z primárních dat. Z porovnání vykreslených průběhů je možné udělat závěr, že průběhy jsou si podobné. Frekvence není významným parametrem, který by významně ovlivňoval šířku generovaného paprsku v bezprostřední blízkosti štěrbinu generátoru. Nicméně z uvedených průběhů je jasné, že budicí frekvence se projevuje na velikosti efektivní rychlosti.

Z průběhu efektivního rychlostního profilu je možné vyjádřit jakousi šířku generovaného paprsku založenou na předpokladu, že hranice paprsku je definována jako poloviční hodnota efektivní rychlosti ve středu paprsku. V následujících kapitolách bude ukázáno, že významným případem je paprsek buzený při frekvenci 150 Hz a rozkmitu budicího napětí 12,8 V, proto rozbor šířky paprsku je udělán pro tento případ.

Šířka paprsku založená na výše uvedeném předpokladu je vykreslena na obr. 55, černé svislé úsečky ohraničují paprsek právě v hodnotě rychlosti $u_{CL}/2$. Z interpolace měřených bodů je šířka paprsku určena na hodnotu 0,98 mm ve vzdálenosti 0,5 mm štěrbinu generátoru. Ještě je vhodné podotknout, že geometrická šířka štěrbinu je 1 mm bez úprav hran štěrbinu, které jsou ostrohranné. Zúžení paprsku by mohlo být dáno kontrakcí proudu, nicméně pro danou štěrbinu není znám výtokový součinitel, proto se jedná jen o pouhou domněnku.



Obr. 55.: Šířka generovaného paprsku pro frekvenci 150 Hz



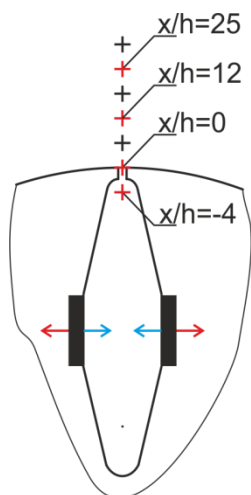
Obr. 56.: Deviace výstupního úhlu paprsku v ústí generátoru při frekvenci 150 Hz

Kromě šířky paprsku byl pozorován odklon generovaného paprsku od vertikální roviny, skutečná situace je znázorněna na obr. 56 čárkovanou čarou. Všechny předchozí profily, viz obr. 54 a obr. 55 byly v průběhu zpracování posunuty, tak aby byly symetrické kolem středu generátoru paprsku.

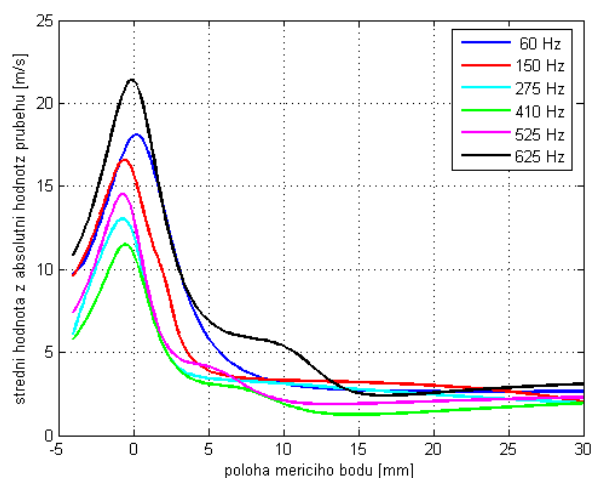
V případě buzení frekvencí 150 Hz docházelo k deviaci špičky profilu o 0,28 mm od roviny symetrie, což odpovídá odklonu paprsku zhruba o 29° směrem vpravo od vertikální roviny.

Podobná nesymetrie syntetizovaného paprsku byla zaznamenána také v průběhu dalších měření, viz obr. 69. Zdá se, že tato odchylka by mohla být dána nepřesným nastavením generátoru, ale spíše půjde o kombinaci geometrické nepřesnosti štěrbinu a nepřesnosti nastavení.

Posledním krokem bylo měření vývoje syntetizovaného paprsku v závislosti na vzdálenosti od štěrbinu. Bylo vybráno několik poloh sondy, v nichž se snímala primární data, schematicky jsou vybrané body naznačeny na obr. 57. Jelikož bylo cílem měření získat data také uvnitř štěrbinu, bylo využito sondy 55P14, dřík sondy je pootočen o 90° vůči rovině vidliček, na nichž je navařen drátek, dochází k minimálnímu narušení generovaného paprsku.



Obr. 57.: Poloha měřicího bodu při zkoumání vývoje paprsku



Obr. 58.: Průběh střední hodnoty rychlosti

Paprsek byl sledován v mezích od -4 do 30 mm, celkově bylo sondováno ve 38 bodech při šesti budících frekvencích. Výsledkem je poměrně rozsáhlý soubor primárních dat. Po popisované redukci jsou výsledky zobrazeny na obr. 58 a obr. 59. Veškerá měření probíhala v geometrické rovině symetrie generátoru syntetizovaného paprsku.

Z těchto grafů není možné rozlišit jednotlivé fáze syntetizovaného paprsku, jelikož bylo upuštěno od synchronizace, resp. vyhodnocení fázových středů. Přesto prvním závěrem je fakt, že ve zkoumaném rozsahu jsou tři odlišné oblasti.

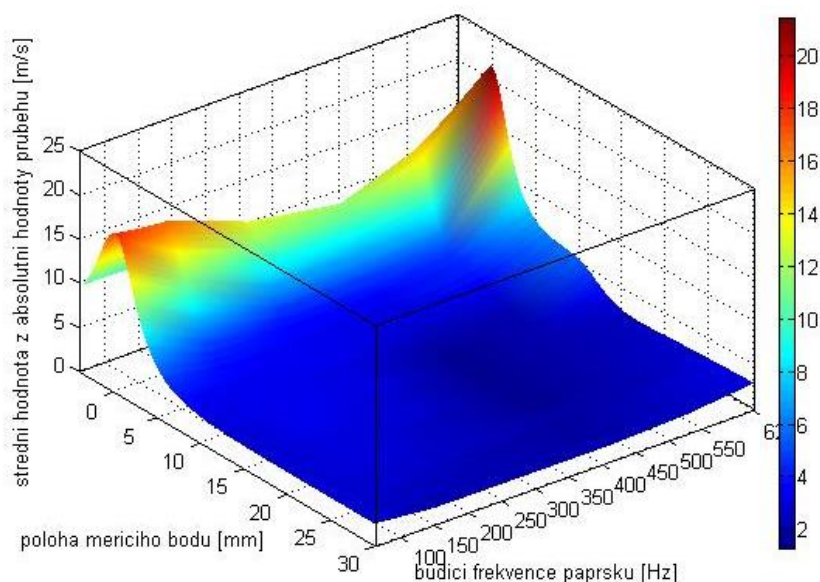
První oblast je charakteristická strmým nárůstem rychlosti. Tato oblast ohraničená válcovou plochu, navazuje na komoru aktuátoru buzenou dvojicí reproduktorů uvnitř buzené komory a je zakončena konvergentní dýzou ústící do štěrbinu. Zde dochází k urychlování vypuzované tekutiny z buzené komory na maximální rychlost. Ke zvyšování rychlosti dochází až k vnitřní hraně štěrbinu $x/h = -2$. Mírný posun je možné sledovat u nejnižší a nejvyšší budící frekvence, tyto dva případy buzení tvoří výjimku, jelikož byly měřeny dodatečně, tudíž posunutí křivek je možné připsat na vrub nastavení traverzéro.

Druhou oblastí je rychlý útlum centrální rychlosti, který končí ve vzdálenosti 3 až 5 milimetrů od ústí paprsku. V této oblasti dochází ke ztrátě vazby generovaného paprsku na původní harmonické buzení, důkaz tvrzení bude uveden v podobě fázově středního průběhu v další

části práce. V této části dochází k vymizení fáze sání z průběhu rychlosti. Syntetizovaný paprsek postupně přechází do podoby kontinuálního paprsku o relativně nízké rychlosti, která vykazuje poměrně stacionární chování. Přesto zde ještě nedochází k úplnému potlačení fáze vyfukování, ta zaniká až podstatně déle.

Poslední fází je pozvolné utlumování rychlosti odpovídající fázi vyfukování media a úplný přechod ke kontinuálnímu paprsku, kdy zbytková rychlost se bez ohledu na původní budicí frekvenci pohybuje v rozsahu 2-3 m/s. Úplného potlačení fáze výfuku je dosahováno okolo hodnot $x/h > 16$. Velikosti výsledné rychlosti a rychlost útlumu je závislá na budicí frekvenci. V měřených případech platí, že větší frekvence jsou rychleji utlumovány. Nad uvedenou mez již zbytková rychlost vykazuje dostatečně velkou stabilitu a to až do vzdálenosti od štěrbin $x/h=30$.

Zbytková rychlost je dobře patrná na následujícím obrázku, viz obr. 59. Na základě uvedených grafů je možné říci, že ve větší vzdálenosti od ústí štěrbin generátoru syntetizovaného paprsku je patrná rychlost, která vykazuje v popsaném rozsahu invariantní chování vůči budicí frekvenci

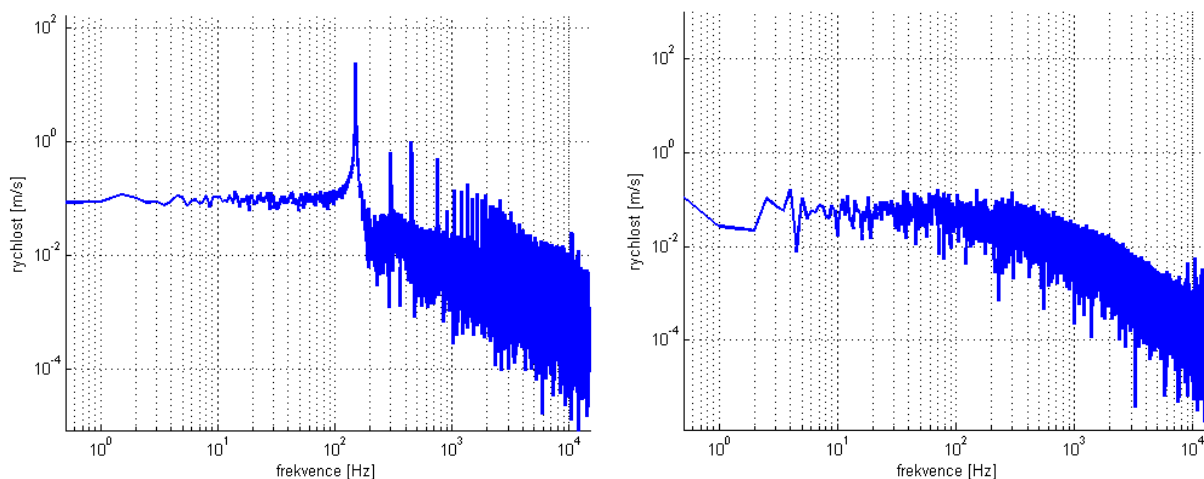


Obr. 59.: Interpolovaný průběh střední hodnoty rychlosti ve vybraném rozsahu frekvencí

Výše uvedené grafy dovolují si udělat prvotní představu o chování syntetizovaného paprsku, redukce, která byla provedena na primárních datech, zcela potlačila informaci o časovém chování rychlostního pole. Jelikož buzení syntetizovaného paprsku je prováděno signálem harmonického průběhu, je možné očekávat také pseudoperiodické chování generované rychlosti.

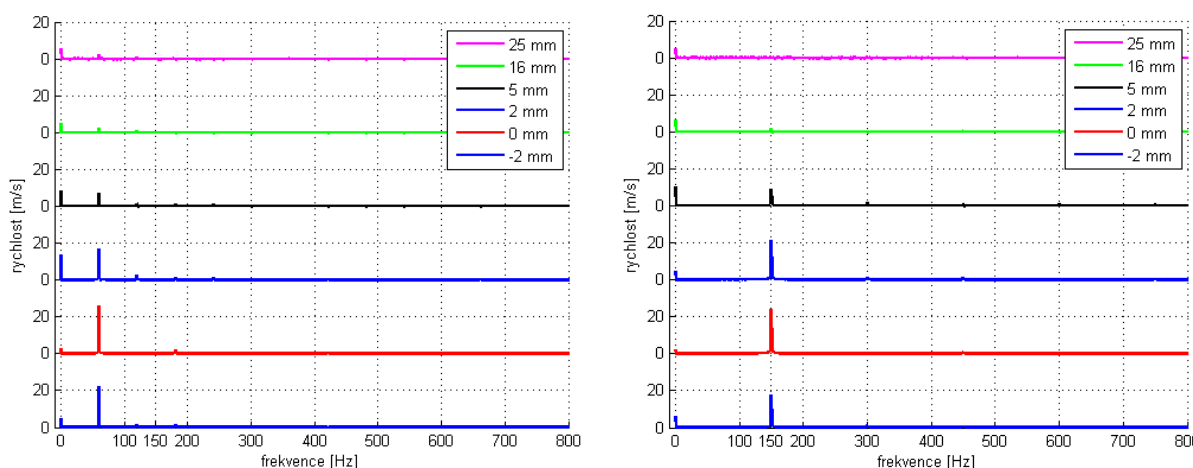
Určitou představu o charakteru výsledného rychlostního pole z pohledu dynamického chování dává vývoj frekvenčního spektra. Spektrum bylo získáno aplikací FFT na odfiltrovaný primární signál.

Na následující dvojici grafů jsou zobrazeny výsledky pro frekvenci 150 Hz ve vzdálenosti 0 a 25 milimetrů od ústí štěrbin. Z porovnání obou grafů plyne, že v oblasti blízké štěrbině, zatím není zcela jasná definice této oblasti, je významný peak, který odpovídá budicí frekvenci. Dále je možné identifikovat první druhou a třetí harmonickou složku. Ve větší vzdálenosti, zde jde o vzdálenost $x/h = 25$, vymizely popisované harmonické složky, nicméně dochází k nárůstu špičky na nulové frekvenci, tzn. stejnosměrné složky. Tento fakt odpovídá přetvoření syntetizovaného paprsku v paprsek kontinuální o určité konstantní rychlosti.



Obr. 60.: Frekvenční spektrum rychlosti při budící frekvenci 150 Hz, v bodech $x/h = 0$ a 25

Popisovaný útlum peaků odpovídajících budící frekvenci a jejím harmonickým složkám, a na opak zvýraznění stejnosměrné složky je patrné na následujících grafech, viz obr. 61. Dále je možné porovnat dva případy s odlišnou budící frekvencí 150 a 410 Hz.

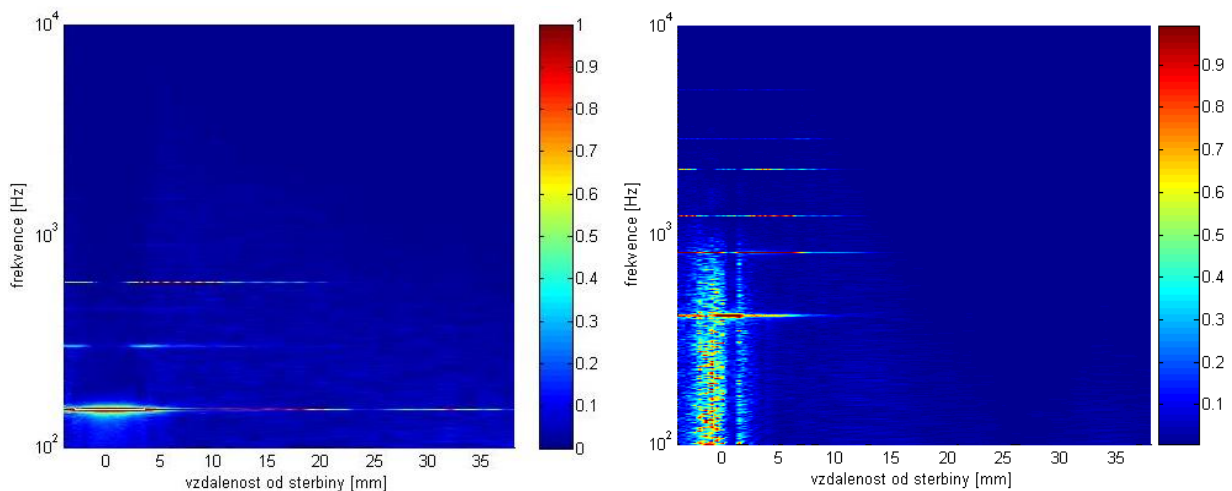


Obr. 61.: Spektrum rychlosti měřené při budící frekvenci 60 a 150 Hz

Záznam úplného amplitudového spektra v celém rozsahu měřených bodů je pro frekvence 150 a 410 Hz ukázán na následujícím obrázku, viz obr. 62.

Z uvedených výsledků je tedy možné udělat závěr, že buzení syntetizovaného paprsku probíhající harmonickým signálem vybudí rychlostní pole, které obsahuje tuto nosnou frekvenci. Nicméně nosná frekvence je patrná jen do určité vzdálenosti. Dále od štěrbině generující syntetizovaný paprsek, rychlostní pole vykazuje chování, které je více podobné klasickému kontinuálnímu turbulentnímu paprsku. V rychlostním poli je zcela potlačena informace o jeho vzniku založeném na periodickém buzení prostřednictvím reproduktorů v tlakové komoře.

Tímto byla získána představa o chování syntetizovaného paprsku v několika abstrahovaných úrovních.

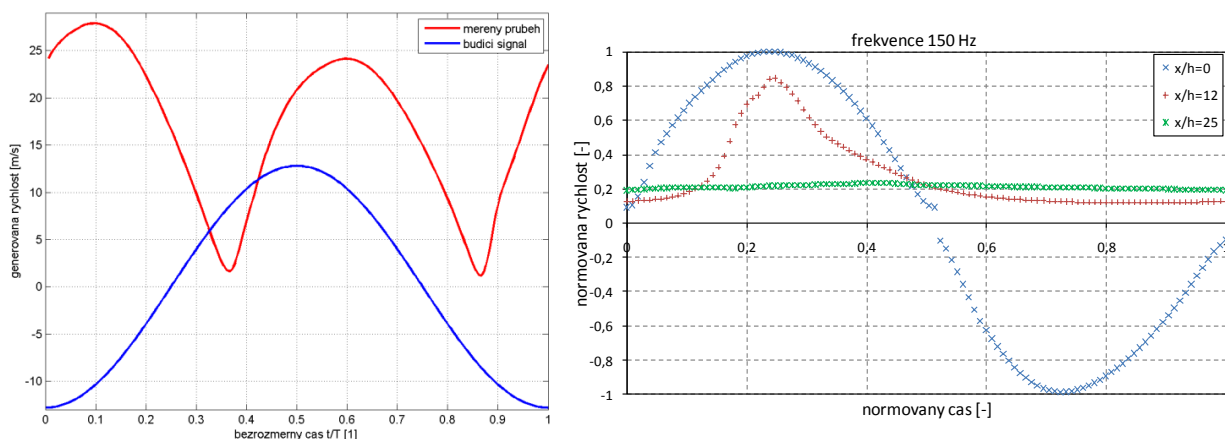


Obr. 62.: Spektrum rychlosti měřené při budící frekvenci 150 Hz a 410 Hz

Nyní je možné pokračovat dále k vlastnímu průběhu rychlostí generovaných na šterbině, ale také v různých vzdálenostech od ní.

S využitím fázového středování signálu získaného aparaturou StreamLine je možné obdržet informaci o charakteristickém průběhu rychlosti v rámci jedné periody ve vybraných vzdálenostech od šterbiny.

Výsledkem popsaného vyhodnocení dat je průběh rychlosti ve středu paprsku v závislosti na poloze drátku žhavené sondy. Jsou uvedeny výsledky získané jen při budící frekvenci 150 Hz ve třech měřicích bodech. Měřené byly také další případy, ale v rámci této práce není žádoucí z pohledu rozsahu uvádět všechny získané výsledky, průběhy jsou obdobné, jako ve zmiňovaném případě. Vývoj syntetizovaného paprsku je vidět na následující dvojici grafů, viz obr. 63.



Obr. 63.: Fázové střední průběhy rychlosti ve vzdálenosti $x/h=0$, 12 a 25 při budící frekvenci 150 Hz

V levém grafu je červenou křivkou uveden charakteristický průběh rychlosti získaný fázovým středováním z primárních dat měřených ve vzdálenosti tzn. $x/h = 2$. Modrá křivka reprezentuje průběh budícího signálu při rozkmitu 24 V.

V grafu vpravo jsou uvedeny tři příklady charakteristického průběhu získaného při frekvenci 150 Hz a rozkmitu 12,8 V.

V ústí šterbiny $x/h = 0$ má průběh rychlosti charakter blízký harmonickému průběhu budícího signálu. Jistou „nespojitosť“ vykazuje okolí bodu nulové rychlosti, kde měření žhavenou

sondou selhává, přesto je „harmonický“ průběh dobře identifikovatelný, viz modře označené body v grafu.

Posunutím sondy do bodu $x/h = 12$ se ze signálu vytrácí fáze nasávání tekutiny do prostoru buzené komory, průběh je vyznačen červenými body. Zůstává zřetelná pouze fáze vyfukování, která se projeví špičkou v průběhu rychlosti. Vymizení fáze sání ze signálu v poloze $x/h = 12$ koresponduje s existencí stagnačního bodu, který se s největší pravděpodobností v závislosti na rostoucí frekvenci posouvá směrem ke štěrbině.

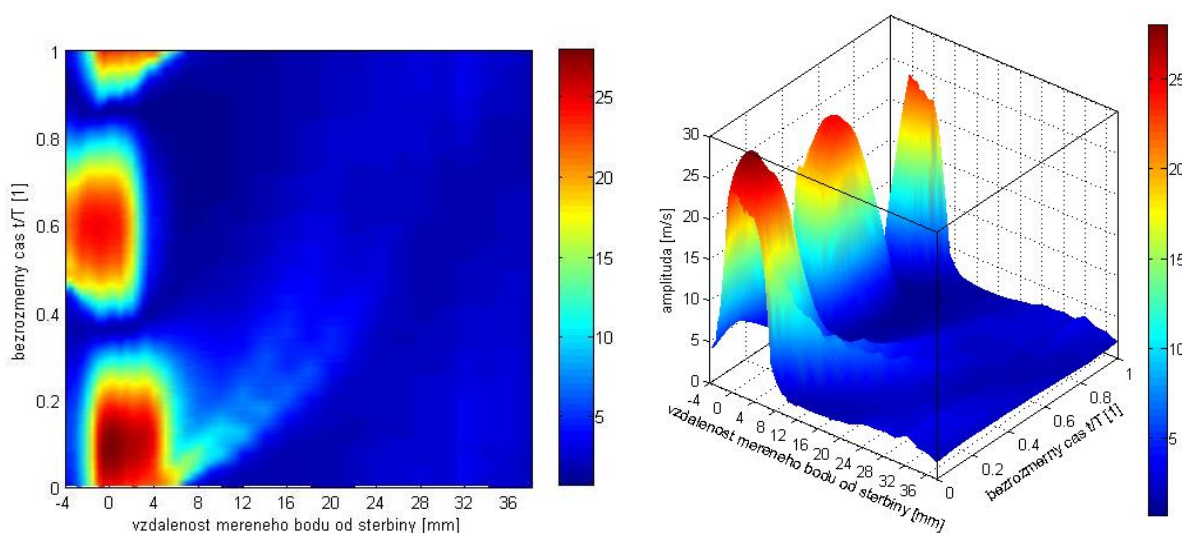
Při frekvenci 150 Hz je v bodě $x/h = 25$ téměř zcela potlačena periodicita původního průběhu rychlosti. Obecně lze říci, že v určité vzdálenosti, která není invariantní vůči budicí frekvenci, vzniká oblast proudění, která vykazuje minimální ovlivnění pulzacemi na výstupu ze štěrbin. Tím vzniká oblast, která je svým stacionárním charakterem, do jisté míry, podobná klasickému kontinuálnímu paprsku.

V uvedených grafech jsou obě osy normovány, osa rychlosti je normována amplitudou rychlosti v ústí štěrbin, zatímco poloha vzorku v časové oblasti je normována délkou periody.

Porovnání syntetizovaného a kontinuálního paprsku bylo provedeno v práci Smith (2003), odkud je patrné, že vzájemnou podobnost vykazují oba případy jen při hrubém pohledu. Syntetizovaný paprsek dosahuje rychlejšího nárůstu šířky paprsku a tedy také množství unášené tekutiny je výrazně větší.

Výše uvedené průběhy rychlosti ve vybraných bodech odpovídají dějům, které se odehrávají v daném místě syntetizovaného. První fáze odpovídá generování dvojice vírů, která je unášena ve směru generovaného paprsku. Druhé oblasti dominuje postupný nárůst a zpomalování dvojice vírů, které v průběhu svého „životu“ vnášejí tekutinu z okolního prostředí do vlastního paprsku. Dochází k rozšiřování paprsku a postupnému zániku dvojice vírů, v souladu s tím je patrné snižování rychlosti. Poslední fází je rozpad vírů, a tedy vznik „kontinuálního“ paprsku jistě úrovně stejnosměrné složky rychlosti.

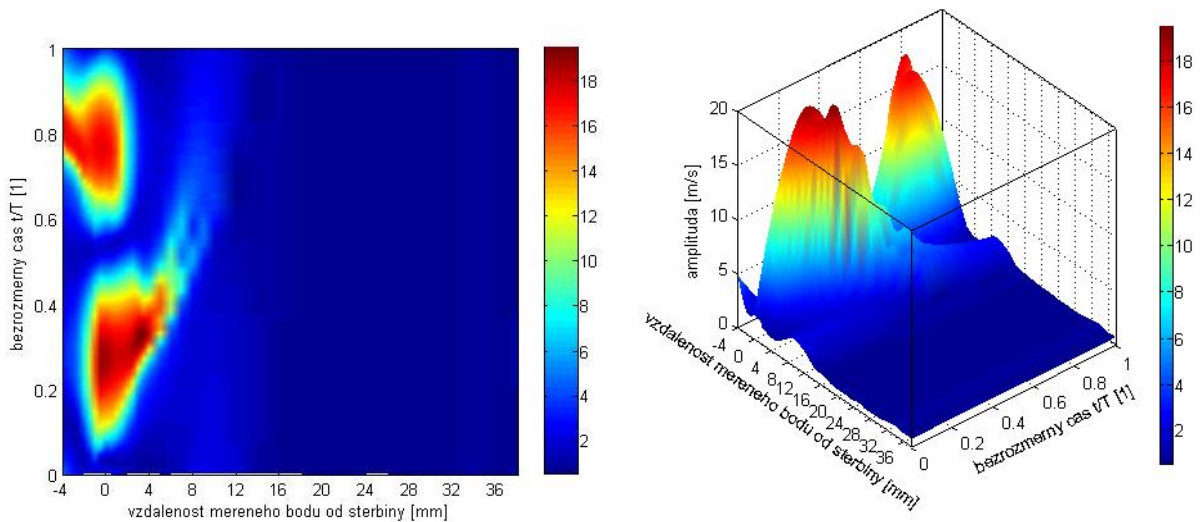
Vývoj syntetizovaného paprsku je také možné sledovat na následující dvojici obrázků, kde jsou zobrazeny fázově střední průběhy modulu rychlosti v rámci celé periody pro budicí frekvenci 150 a 410 Hz.



Obr. 64.: Vývoj fázově středního průběhu rychlosti ve středu paprsku, budicí frekvence 150 Hz

V obou průbězích je možné nalézt obě fáze buzení, tedy nasávání, ale také vyfukování tekutiny z komory, je vidět jejich časový a prostorový vývoj. Fáze sání je charakteristická tím,

že špičky rychlosti začínají již uvnitř štěrbiny, tzn. $x/h = -4$ a rychlým útlumem vně komory, a to pro oba případy buzení.

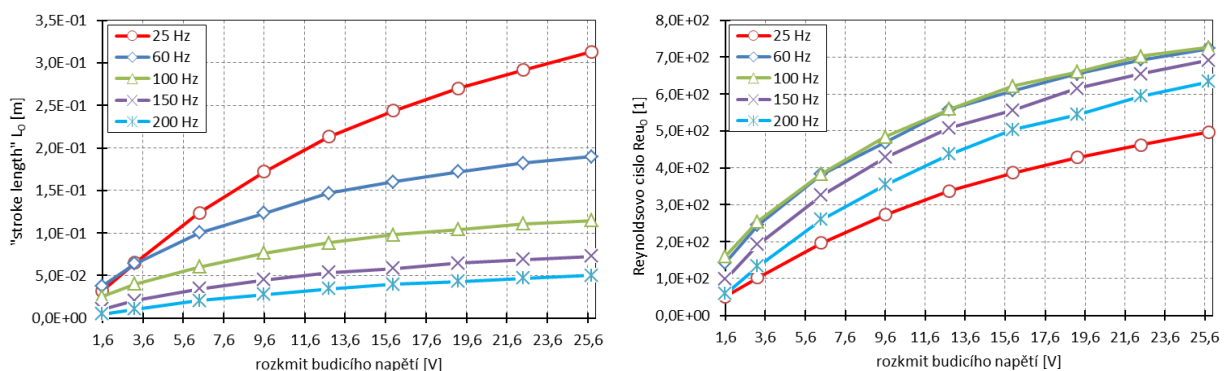


Obr. 65.: Vývoj fázově středního průběhu rychlosti ve středu paprsku, budící frekvence 410 Hz

Z tohoto pohledu se dá říci, že syntetizovaný paprsek vzniká uvnitř komory, kde na hraně vznikají víry, které navzájem interagují, dochází k jejich pohybu proti stěně komory a následnému rozpadu.

Pro tuto práci je však zajímavější vývoj syntetizovaného paprsku vně komory, což odpovídá druhé polovině periody. V souladu s výše uvedeným popisem je vidět, že fáze výfuku tekutiny, resp. její stopa zůstává v prostorové oblasti mnohem déle patrná. Přestože dochází k postupnému fázovému zpoždování vůči původnímu signálu získanému přímo na štěrbině. Zvyšováním frekvence dochází k „přetékání“ zbytkové fáze výtlaku do druhé půlperiody, zatímco ještě při frekvenci 150 Hz dochází k utlumení ještě v rámci fáze vyfukování. Z grafů je též patrná zmiňovaná zbytková rychlost ve větší vzdálenosti od štěrbiny.

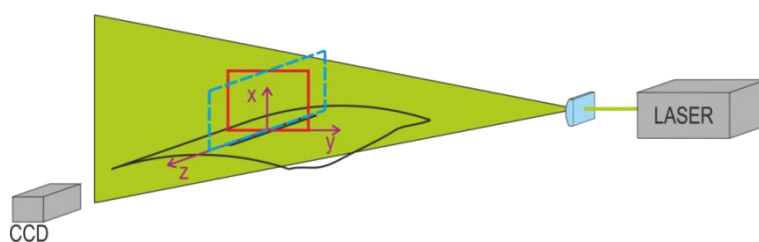
Mezi poslední výsledky patří průběhy dvojice veličin charakterizujících syntetizovaný paprsek, jedná se o veličiny L_0 a Re_{u0} , viz grafy na obr. 66. Definice a význam je uveden v předcházející kapitole, viz 2.1.1. Pro další použití v rámci řízení mezní vrstvy jsou podstatné všechny uvedené frekvence, tzn. 25, 60, 100, 150 a 200 Hz. Jelikož je pokryt celý rozsah obou charakterizujících veličin v rámci možností generátoru syntetizovaného paprsku, resp. operačního zesilovače.



Obr. 66.: Vybrané parametry syntetizovaného paprsku, L_0 a Re_{u0}

2.2.5 Optická měření

V této kapitole budou ukázány výsledky měření metodou PIV. Generovaný syntetizovaný paprsek byl zkoumán ve dvou navzájem kolmých rovinách tak, jak je uvedeno na následujícím schématu, viz obr. 67. Zobrazeny jsou obě roviny prostřednictvím barevných obdélníků, červený odpovídá rovině souřadného systému x - y , jinak se tedy jedná o rovinu kolmou k hlavní ose štěrbinu paprsku, nacházející se v polovině délky štěrbinu. Druhá z rovin reprezentovaná modrým obdélníkem odpovídá rovině souřadného systému x - z , prochází středem vedlejší osy štěrbinu.



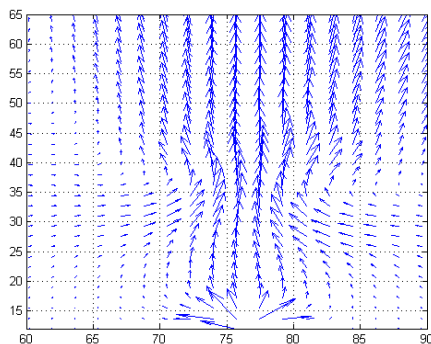
Obr. 67.: Schéma optického měření syntetizovaného paprsku

V obou rovinách bylo provedeno měření klasickou metodou PIV, kdy aparatura byla synchronizována prostřednictvím TTL signálu s buzením generátoru syntetizovaného paprsku. To umožňovalo provádět fázové středování získaných dat, výsledky jsou uvedeny v rámci této kapitoly.

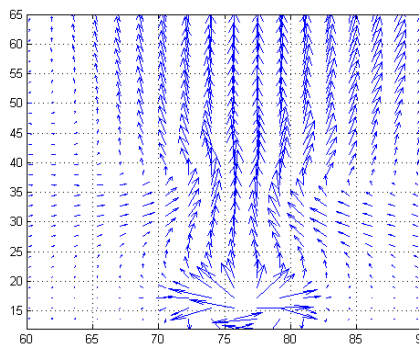
Prvně bude věnována pozornost výsledkům získaných v rovině x - y . Výsledky měření v podobě rychlostních polí jsou ukázány na obr. 68. Vektorová pole jsou řazena chronologicky. Výstupem jsou tedy fázově střední vektorová pole rychlostí v závislosti na bezrozměrné časové souřadnici, značené t/T , tedy okamžitá hodnota času je normována délkou periody budicího signálu.

Ve všech diskutovaných případech se jednalo o budicí frekvenci 150 Hz při rozkmitu budicího signálu 12,8 V. Jak již bylo uvedeno, vektorová pole jsou výsledkem fázového středování souboru čtyř set snímků okamžitých polí rychlosti.

Na první dvojici snímků čas $t/T = 0$ a 0,06 je patrný počátek poměrně intenzivního výtlačku tekutiny do klidného prostředí, jedná se o první fázi, tzn. vyfukování. V tomto okamžiku dochází k formování vírové dvojice, která ovšem z vektorové reprezentace není zcela patrná. Dále stojí za zmínku, že ve větší vzdálenosti od štěrbinu (>35) je vidět předcházející vírová dvojice, jež postupně odplovává, vtahuje do centra paprsku tekutinu z klidného okolí a postupně se rozpadá v pseudokontinuální paprsek.

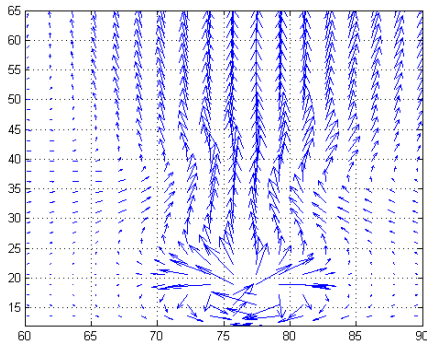


$t/T = 0$

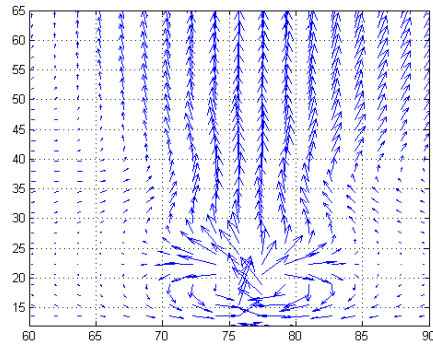


$t/T = 0,06$

Následující dvojice snímků odpovídá bezrozměrnému času t/T 0,11 a 0,17. Na levém snímku je již možné identifikovat zformovanou vírovou dvojici v těsné blízkosti ústí štěrbiny.



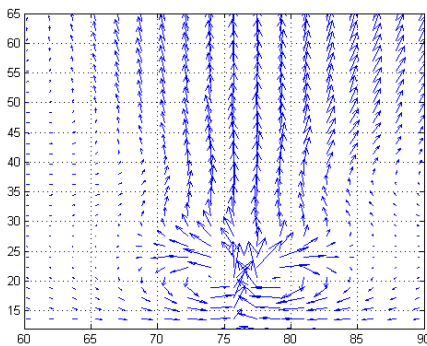
$t/T = 0,11$



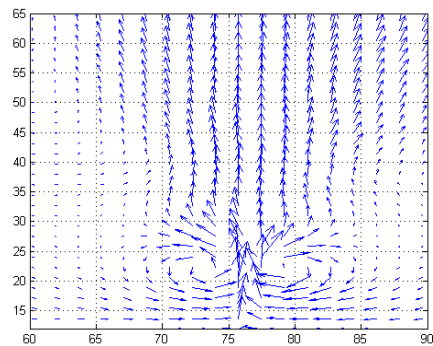
$t/T = 0,17$

Zde je také patrné, že vytlačování tekutiny je již za vrcholem a dále snižuje svoji intenzitu. Druhý ze snímků zobrazuje již plně vyvinutou vírovou dvojici, která se pohybuje jen vlivem počátečního impulzu a samoindukovanou rychlostí směrem od ústí štěrbiny. Z tohoto snímku je také patrné výrazné rozšiřování syntetizovaného paprsku s rostoucí vzdáleností od štěrbiny, což odpovídá již zmiňovanému nasávání tekutiny z okolního klidného prostředí.

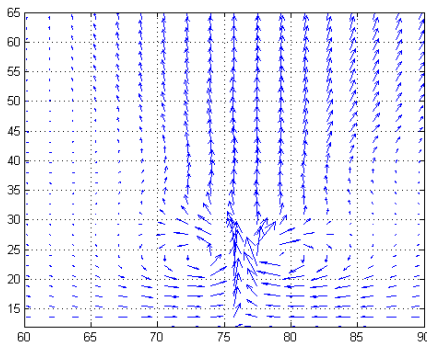
Následující čtveřice snímků zachycuje popisovanou fázi, kdy je vírová dvojice plně vyvinuta a pohybuje se jen rychlostí, která je indukována rotací víru. Ve všech čtyřech snímcích je možné vírové dvojice dobře identifikovat, dále dochází k jejich vývoji. Generátor syntetizovaného paprsku se stále nachází ve fázi výtlaku, resp. přechodu do fáze sání tekutiny do komory generátoru. Sání tekutiny nedosahuje svého maxima.



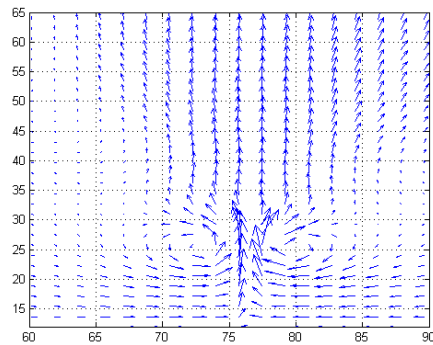
$t/T = 0,22$



$t/T = 0,28$

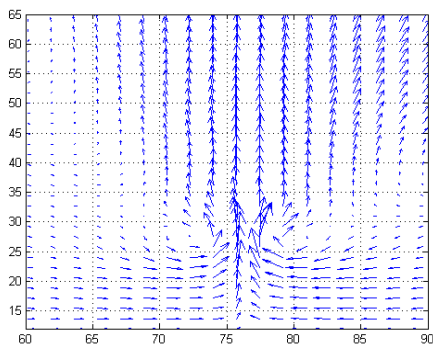


$t/T = 0,33$

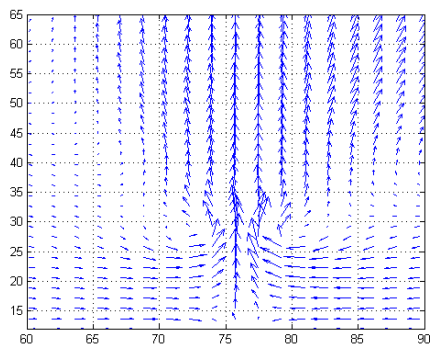


$t/T = 0,39$

Následuje dvojice snímků, kde je zachyceno odplouvání plně zformovaných vírů ve směru paprsku. Generátor paprsku se dostává do fáze maximálního nasávání tekutiny skrze štěrbinu do komory aktuátoru.



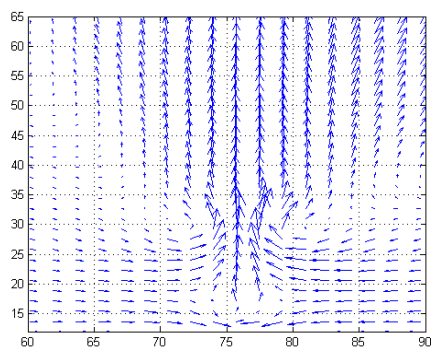
$t/T = 0,44$



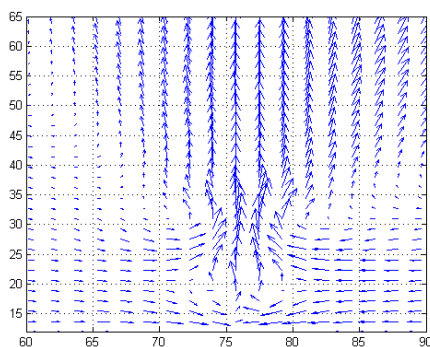
$t/T = 0,50$

Na pravém snímku je možné nalézt první náznaky tvorby stagnačního bodu, který od sebe obě fáze, tedy sání a výtlač, odděluje.

Vytlačování tekutiny probíhá převážně ve směru osy x , zatímco sání tekutiny je především z oblasti kolem stěn. Tedy ve směru osy y , resp. z v oblastech okraje štěrbinu generátoru syntetizovaného paprsku. Sání tekutiny z okolí štěrbinu je na těchto snímcích dobře patrné. V této dvojici snímků stojí za povšimnutí jasná existence stagnačního bodu, který je díky výraznějšímu sání lépe viditelný v oblasti cca 15-20 mm od štěrbinu generující syntetizovaný paprsek.

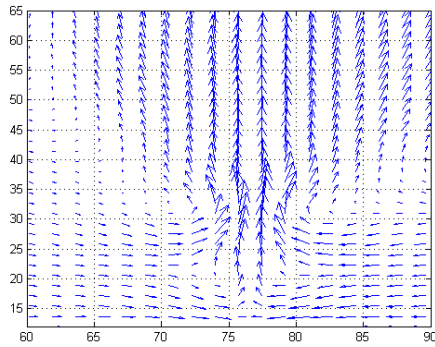


$t/T = 0,56$

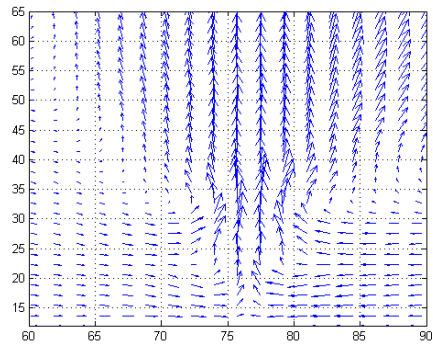


$t/T = 0,61$

Následující dvojice snímků zachycuje postupně dozrívající sání tekutiny do komůrky, ale také další pohyb vírů. Nárůst jejich rozměru a s tím související zpomalování rotace a postupný rozpad.

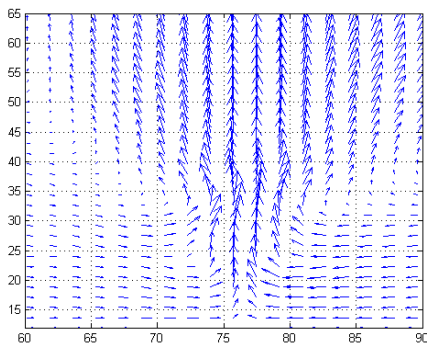


$t/T = 0,67$

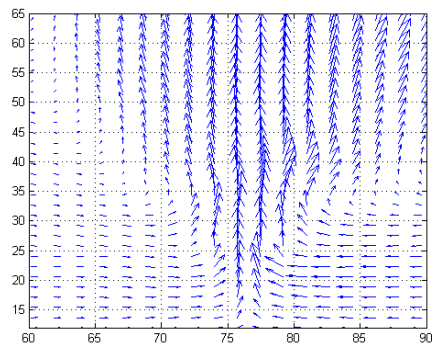


$t/T = 0,72$

Předposlední dvojice snímků zobrazuje postupné odplouvání vírů a opětovný výtlač tekutiny. Na obou snímcích je možné sledovat téměř úplný rozpad původně poměrně dobře identifikovatelné dvojice vírů a počátek opětovného výtlačku tekutiny ze štěrby generátoru syntetizovaného paprsku.

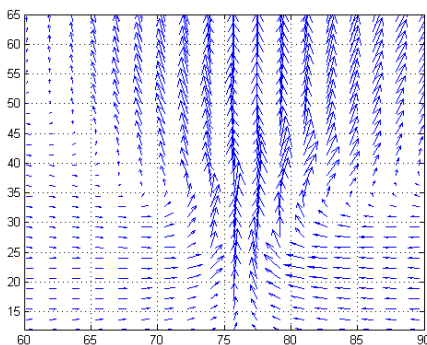


$t/T = 0,78$

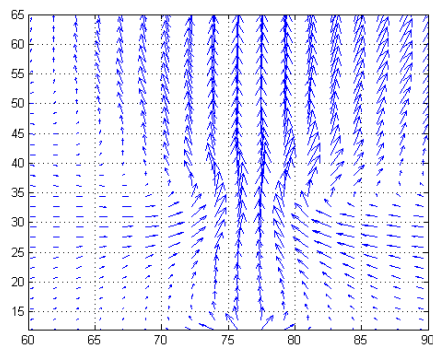


$t/T = 0,83$

Zbývá už jen poslední dvojice snímků, již se uzavře perioda generování syntetizovaného paprsku.



$t/T = 0,89$

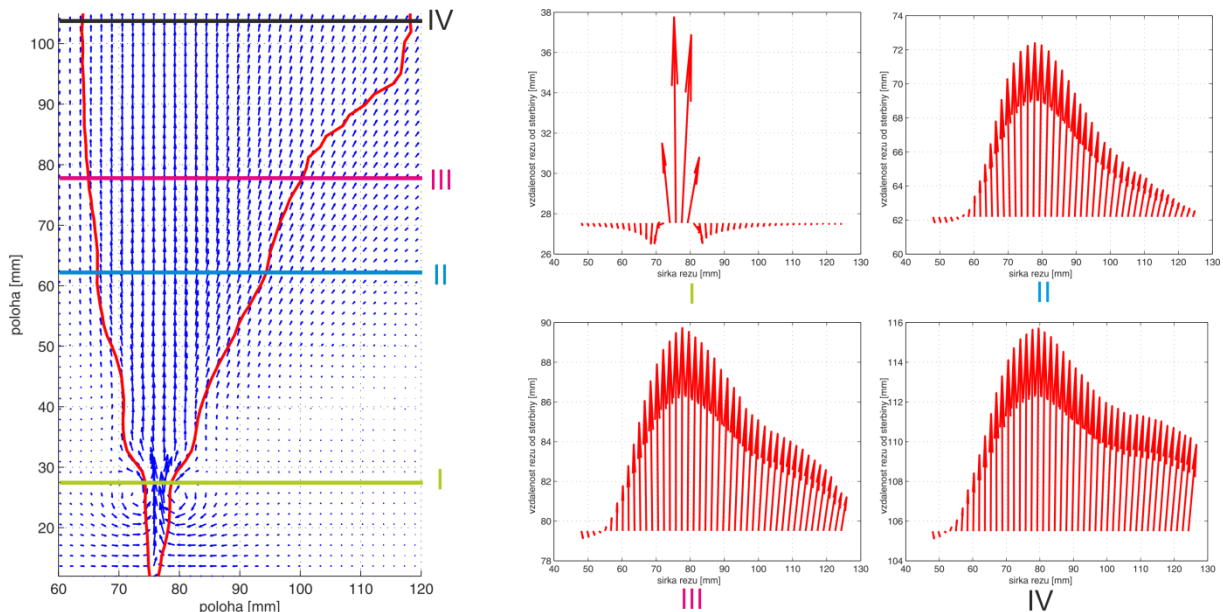


$t/T = 0,94$

Obr. 68.: Sekvence vektorových polí rychlosti syntetizovaného paprsku v rovině symetrie x-y

Z této série bylo vybráno rychlostní pole odpovídající času $t/T = 0,39$, na němž byl proveden další rozbor vybraných charakteristik. Především se jednalo o vykreslení rychlostních profilů v několika vzdálenostech od ústí štěrby, ale také vyhodnocení šířky paprsku.

Na obr. 69 je zobrazeno rychlostní vektorové pole ve zmiňovaném čase $t/T = 0,39$. V naznačených čtyřech řezech paprsku popsanými řeckými číslicemi byly sledovány rychlostní profily. Tyto jsou ukázány na čtveřici obrázků vpravo. První rychlostní profil odpovídá řezu procházejícímu vírovou dvojicí, zde je patrná poměrně velká rychlost v centru paprsku, který je stahován vírovou dvojicí. Ve středu paprsku je co do velikosti významná podélná složka rychlosti, tzn. ve směru osy x . Příčné složky rychlosti jsou v tomto bodě o řád nižší. Nicméně s rostoucí vzdáleností od středu se rychlostní profil ve sledované oblasti vyrovnává, což souvisí s přítomností vírové dvojice.



Obr. 69.: Prostorový vývoj syntetizovaného paprsku v rovině x - y v čase $t/T=0,39$

Kromě toho je možné identifikovat střed vírů, protože v jejich středu dochází ke změně směru podélné složky rychlosti. Byl-li by řez přesně ve středu víru, mělo by být možné nalézt nulovou hodnotu modulu rychlosti a tím střed víru.

V dalších řezech, resp. na dalších rychlostních profilech, je vidět poměrně masivní rozšiřování paprsku a vyrovnávání rychlosti napříč paprskem, to souvisí s odplováním vírů, strháváním okolní tekutiny do středu paprsku. Konečně také s postupným rozpadem vírové dvojice. Z rychlostních profilů je dobře patrná nesymetrie vznikajícího paprsku ve větší vzdálenosti od ústí štěrbiny. To může souviset s geometrickou nesymetrií komory aktuátoru, potažmo štěrbiny, ale také s dalším vývojem vírových dvojic, který je založen na stabilitě vírů, jež je velice citlivá na sebemenší poruchy vnášené do procesu zvenčí. Nesymetrie byla diskutována již v kapitole 2.2.4.

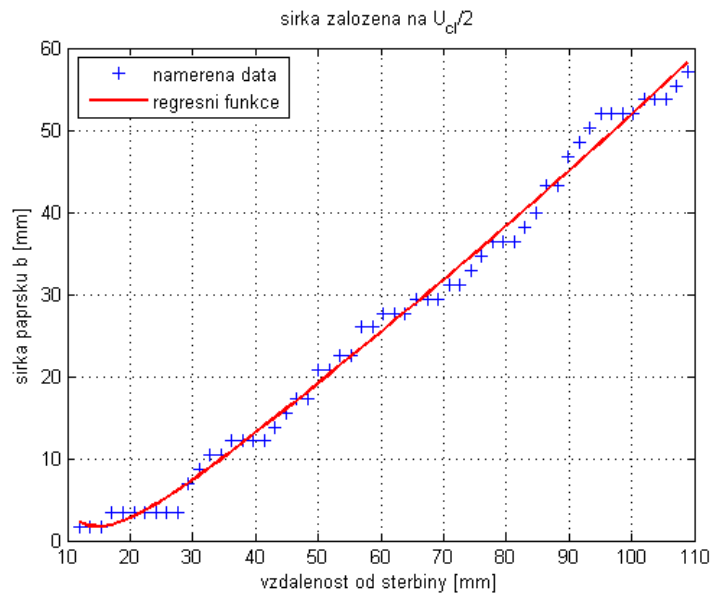
Takto by bylo možné udělat rozbor rychlostních profilů a dalších vybraných veličin ve všech měřených časových okamžicích. Nicméně, to není v rámci této práce zcela žádoucí, proto vývoj šířky paprsku je ukázán jen pro tento vybraný případ.

Na následujícím obrázku, viz obr. 70, je v grafu zobrazen průběh šířky paprsku. Jak již bylo uvedeno, výpočet šířky paprsku je založen na $U_{cl}/2$, tedy hranicí paprsku je místo, v němž rychlost dosahuje poloviční hodnoty rychlosti ve středu paprsku.

V první části rychlostního pole, zhruba do vzdálenosti 30 mm, zůstává šířka paprsku víceméně konstantní, viz obr. 69 a obr. 70, zde se uplatňuje přítomnost vírové dvojice, to znamená, že paprsek je „stahován“ víry.

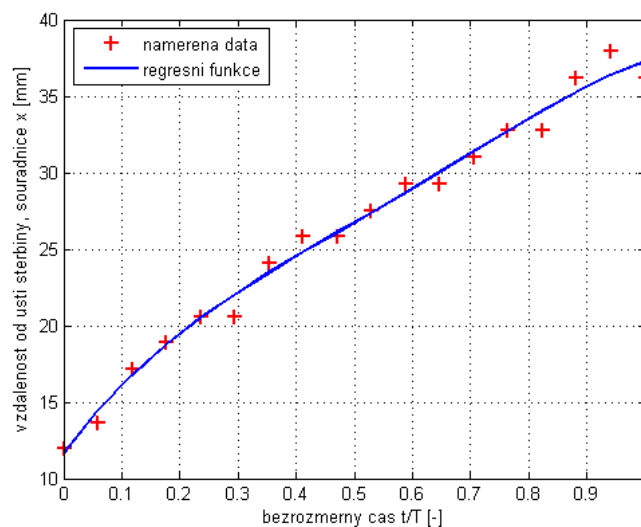
Druhá část, je naopak charakteristická rychlým nárůstem šířky paprsku. Což je možné přisoudit vírům po obou stranách paprsku, které „vtahují“ původně klidné medium do centra paprsku.

Nárůst šířky paprsku je možné poměrně kvalitně popsat exponenciální rovnicí, s relativně velkým exponentem. S tím samozřejmě souvisí také objemový, resp. hmotnostní tok media paprskem.



Obr. 70.: Vývoj šířky syntetizovaného paprsku v příčném (červeném) řezu, založeno na $U_{cl}/2$

Z výše uvedeného souboru rychlostních polí je možné kromě jiného získat představu o rychlosti konvekce vírů v klidném prostředí. Prvním otázkou je jakým způsobem nalézt polohu vírů. Určitě je možné využít různých analýz, ať už se jedná o zmiňované Q-kritérium, λ_2 kritérium, popř. další, které byly uvedeny v kapitole 1.2. V této fázi se osvědčilo, definovat pozici vírů maximem vířivosti, která je relativně jednoduše a dobře definovatelná. Na následujícím grafu, viz obr. 71, jsou ukázány výsledky analýzy. Jedná se o polohu středu vírů v závislosti na bezrozměrném čase, tak jak byl používán již dříve.



Obr. 71.: Konvekce vírů sledovaná v rámci jedné periody buzení syntetizovaného paprsku

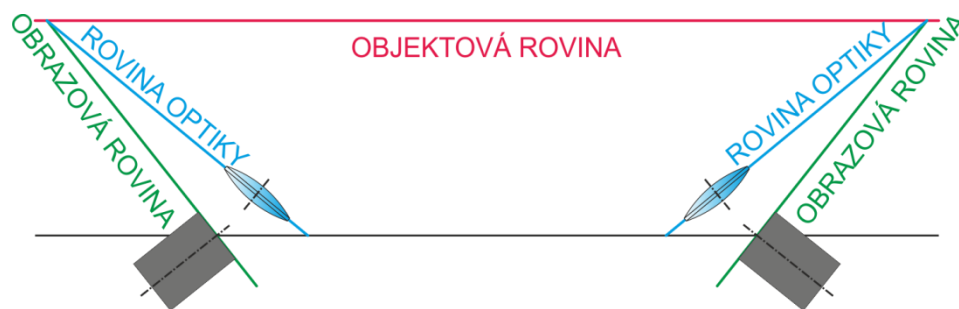
Snad ještě na okraj stojí za doplnění, že z grafu je možné též vyvodit okamžitou rychlost konvekce vírů, ačkoliv není zobrazena, jde o první derivaci regresní křivky v daném bodě. Celou vykreslenou křivku popisující konvekci vírů v klidném prostředí je možné rozdělit do tří odlišných oblastí.

První fáze v intervalu bezrozměrného času $\langle 0; 0,2 \rangle$ se vyznačuje relativně velkou rychlostí konvekce vírů. To může být dáno impulzem dodávaným generátorem syntetizovaného paprsku v kombinaci se samoindukovanou rychlostí od rotace vírů. Jelikož se jedná o oblast relativně blízkou vyfukovací štěrbině, je pravděpodobné, že impuls dodávaný generátorem bude v této části paprsku dominantní.

Druhá část grafu, zhruba v intervalu $\langle 0,2; 0,8 \rangle$ je charakteristická lineární závislostí polohy vírů na čase, tedy jedná se o oblast víceméně konstantní rychlosti. Což je s největší pravděpodobností konvekční rychlost generovaná víry v klidném prostředí. Tak jako je definováno potenciální rychlostní pole generované vírovým vláknem, viz Biot-Savartův zákon.

Konečně poslední oblast je specifická svým zpomalování konvekce vírů v klidném prostředí. Tento fakt je možné pravděpodobně vysvětlit kombinací dvou faktorů. První z nich je postupný rozpad vírových dvojic a přechod syntetizovaného paprsku k pseudokontinuálnímu paprsku, tak jak to bylo popisováno v kapitole 2.2.4. Druhým faktorem, který s prvním může a pravděpodobně také bude souviset, je nepřesné určení polohy vírů. Dochází k postupnému zvětšování až zániku vírů. Tak vzniká velká oblast v jádru víru s víceméně konstantní hodnotou vířivosti, kladné, či záporné, čímž se do jisté míry stírá střed víru. Tomu by také nasvědčoval velký rozptyl měřených bodů kolem regresní křivky v této oblasti.

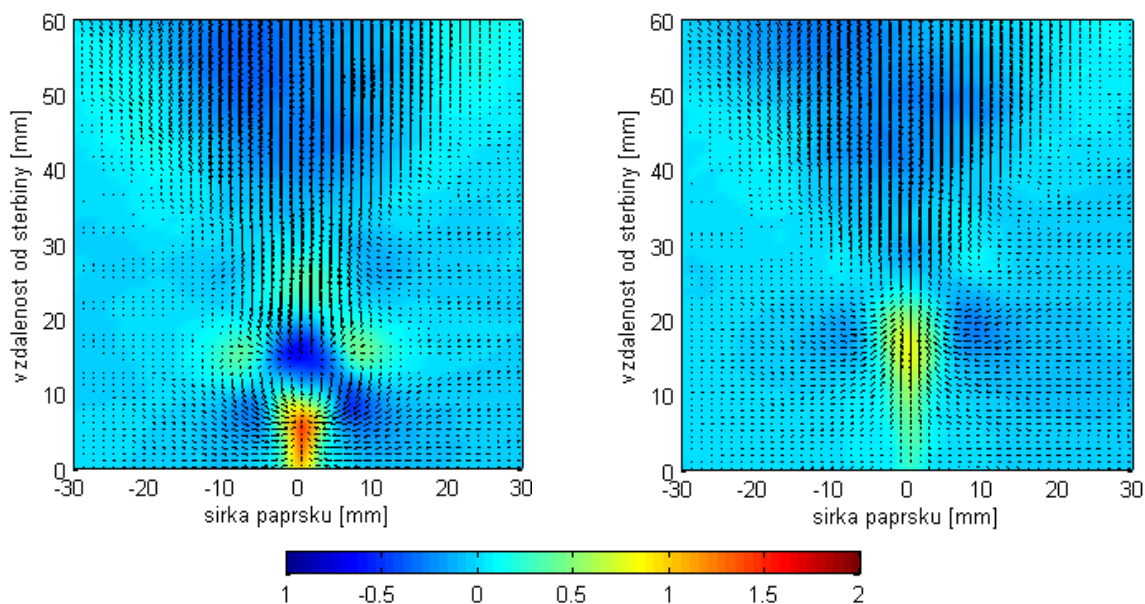
Poslední výsledky získané v rovině x - y jsou opět rychlostní pole, viz obr. 73, ale nyní se jedná o výsledky získané odlišným postupem. Bylo využito dvojice shodných kamer, které snímaly totožný bod, ale z jiné pozice. Za předpokladu, že je dodržena tzv. Scheimpflugova podmínka, viz obr. 72, je možné získat informaci o třetí složce rychlosti. Dodržením Scheimpflugovy podmínky je dosaženo stavu, kdy má objektová rovina, obrazové roviny a příslušné roviny objektivů jednu průsečnici, viz následující schéma. Tím je zajištěno zaostření celé snímané oblasti. Vzhledem k tomu, že je informace o posunutí daného bodu získána z obou kamer je možné vyhodnotit posunutí částic v trojrozměrném prostoru.



Obr. 72.: Scheimpflugova podmínka

Výsledky jsou prezentovány na dvojici rychlostních polí, viz obr. 73. Vektory zobrazují rovinné rychlostní pole, tak jak tomu bylo v předcházejících případech, viz obr. 68. Navíc je toto vektorové pole podloženo skalárním polem, které odpovídá třetí složce rychlosti. Zde jsou uvedeny dva časové okamžiky $t/T = 0$ a $t/T = 0,56$. Vírové dvojice nejsou tak zřetelné jako v předcházejícím zobrazení. Nicméně je dobře vidět „přeproudění“ media v blízkosti štěrbině zpoza laserového řezu před a ve vzdáleném rychlostním poli „přeproudění“ v opačném směru. Dále je nutné podotknout, že složky rychlosti ve směru osy z , jsou zhruba o řád nižší, než je velikost složky ve směru osy x v daném místě paprsku. Tedy přeproudění

media ve směru z -ové osy není nijak masivním jevem, který by se výrazně podílel na formování vzniknuvšího paprsku.

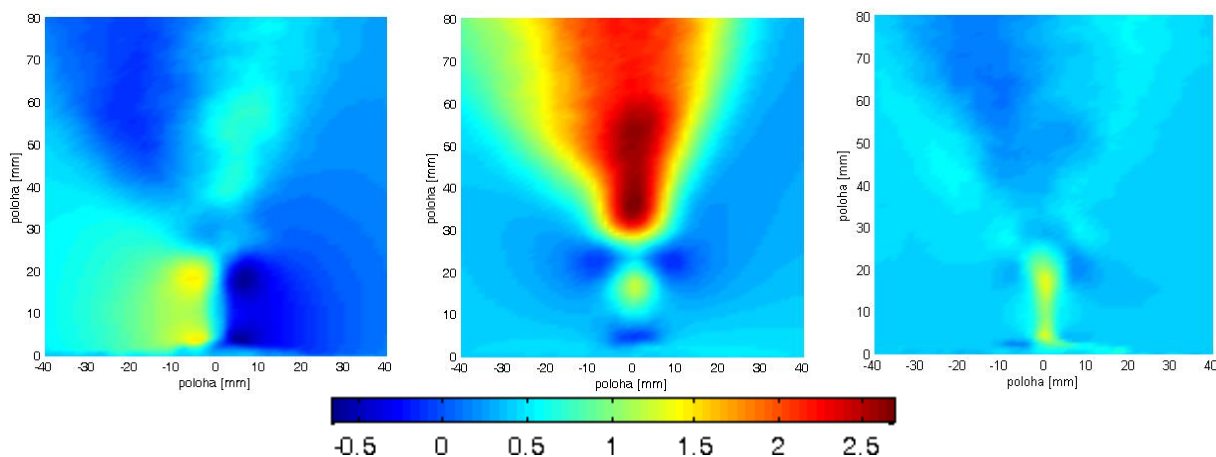


Obr. 73.: Výsledek měření syntetizovaného paprsku dvojicí kamer, STEREO PIV

Uvedenou hypotézu o zanedbatelné velikosti třetí složky rychlosti podporuje také poslední trojice snímků, odpovídající rozkladu výše uvedeného rychlostního pole do jednotlivých složek rychlostí u , v a w . Ze skalárních polí je patrné, že y -ová složka rychlosti je výrazná v blízkém rychlostním poli, zatímco dále už je potlačena. Svislá x -ová složka rychlosti naopak nabývá svého maxima ve vzdálenějších oblastech, kde již je plně zformován „kontinuální“ parsek, jenž je minimálně ovlivňován periodickým buzením. Konečně zbývající složka rychlosti w se vyskytuje jen v bezprostředním okolí šterbiny generátoru, kde dosahuje hodnot kolem 1 m/s a to jen v úzké oblasti uprostřed generovaného rychlostního pole. Dále od ústí šterbiny zaniká a je řádově menší než podélná složka rychlosti y .

Na základě těchto faktů je možné považovat rychlostní pole za blízké rovinnému a také se k němu při dalším případném vyhodnocování takto přistupovat.

Je nutné doplnit, že uvedené výsledky byly získány uprostřed délky šterbiny $l/h = 75$, kde existuje jen minimální ovlivnění konečnou délkou šterbiny. Byla-li by šterbina výrazně kratší, popř. data by byla sbírána poblíž okraje šterbiny, není již možné mluvit o rovinném paprsku.



Obr. 74.: Rozklad snímku $t/T = 0,39$ do příslušných složek rychlostí u , v a w

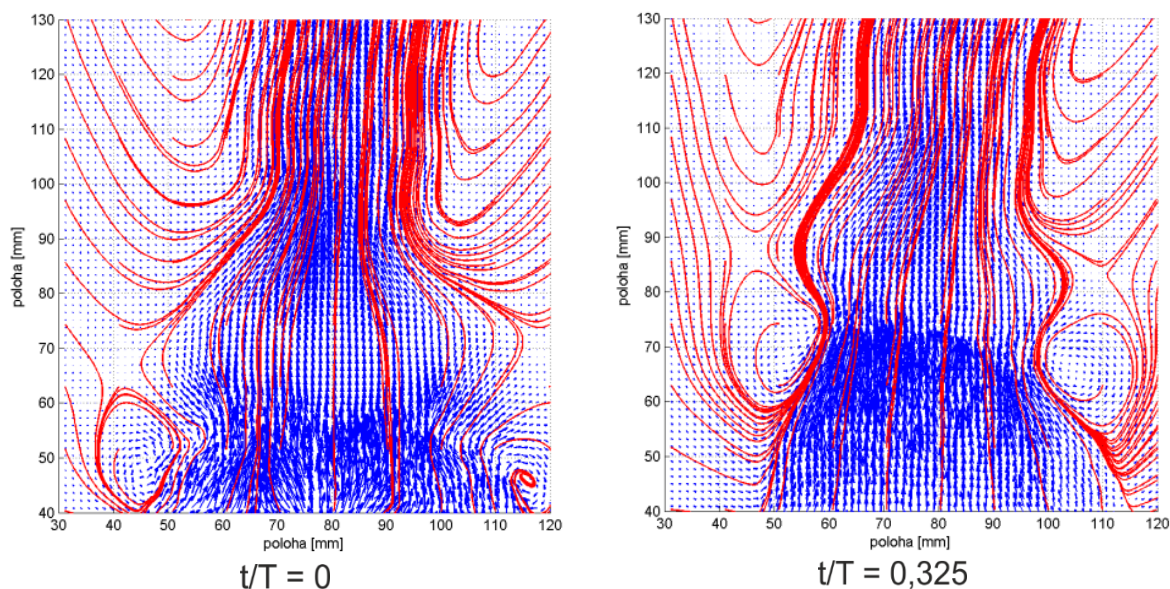
Představu o vlivu okrajů štěrbinu generátoru pomůže odhalit následující soubor vektorových polí získaných v podélném laserovém řezu štěrbinou.

Posledním souborem dat, který bude v rámci této stať diskutován, jsou data získána opět optickou metodou. Měření bylo prováděno v rovině $x-z$, viz schéma na obr. 67, jedná se o vyhodnocení vybraných časových bodů metodou fázového středování. Měření z důvodu časové náročnosti neprobíhalo ve všech osmnácti bodech, tak jako tomu bylo ve výše popisovaném případě, ale pouze v osmi. Zde jsou publikována pouze čtyři vybraná vektorová pole. Výsledkem jsou vektorová pole rychlosti, která navíc byla doplněna o proudnice, jež napomohou při orientaci v jednotlivých snímcích.

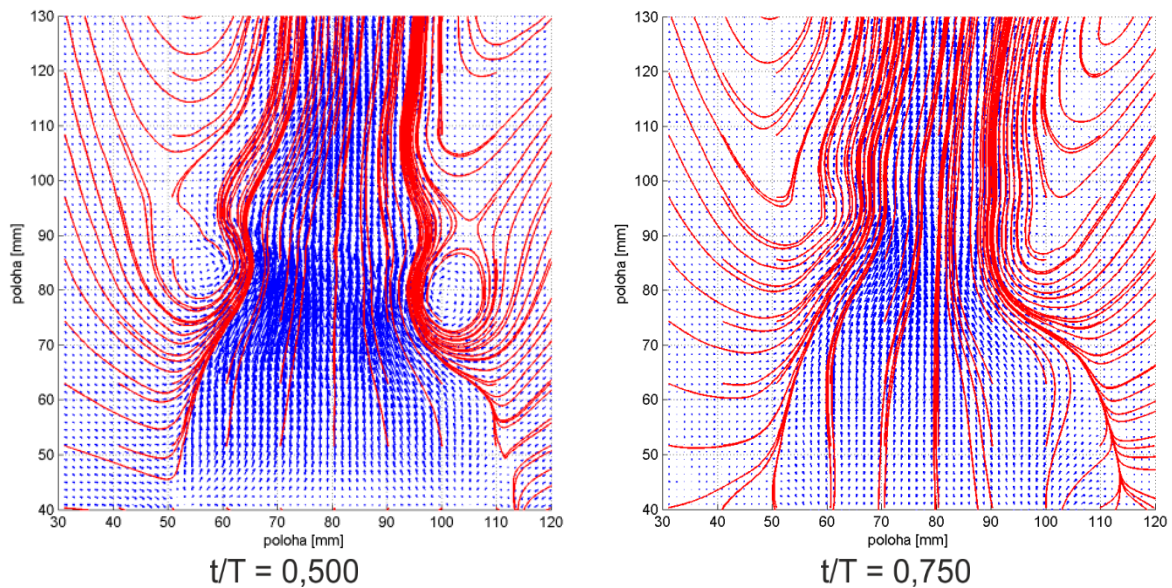
Stejně jako tomu bylo v předcházejícím případě, obě nastavované hodnoty buzení, tzn. frekvence a rozkmit budícího napětí na výstupu z operačního zesilovače byly shodné s předcházejícím měřením. Tak, aby snímky byly vzájemně porovnatelné. Výsledky z měření jsou ukázány na obr. 75.

První dvojice snímků odpovídá počáteční fázi, kdy dochází k výtlaku tekutiny z dutiny generátoru syntetizovaného paprsku. Na prvním snímku je patrné formování dvojice vírů na hraně štěrbinu. Celé rychlostní pole je silně ovlivněno počátkem výtlaku. Nicméně oba víry jsou již zřetelné. Nad rychlostním polem generovaným na štěrbině je ještě patrná stopa po předcházející fázi. Druhý snímek ukazuje již zcela zformovanou dvojici vírů, která se pohybuje směrem od štěrbinu do volného prostoru, současně s tím dochází k pozvolnému utlumování výtlaku.

Oproti předcházejícím vektorovým polím, zde nejsou víry tak zřetelné. Jedním z důvodů může být fakt, že šířka štěrbinu je jen 1 mm, zatímco šířka laserového řezu je zhruba dvakrát až třikrát větší. V předcházející kapitole, viz kapitola 2.2.4, byly ukázány rychlostní profily měřené napříč štěrbinou syntetizovaného paprsku. Zde bylo uvedeno, že dochází k poměrně rychlému útlumu rychlosti v tomto směru. Což v důsledku znamená, že do vyhodnocení rychlostních polí byly zahrnuty částice na okraji buzené oblasti. Vlivem zahrnutí těchto částic do dalšího zpracování mohou být výsledná vektorová pole rychlosti zkreslena.



Další dvojice snímků, viz obr. 75, ukazuje druhou fázi cyklu, kdy je do komory skrze štěrbinu nasáváno nové medium. Vně komory dochází k odplouvání vírů a především dalšímu zužování generovaného paprsku, viz poslední obrázek.



Obr. 75.: Sekvence vektorových polí rychlosti syntetizovaného paprsku v rovině symetrie $x-z$

Na všech výše uvedených snímcích je patrné „stahování“ šířky syntetizovaného paprsku s rostoucí vzdáleností od štěrbin. Z toho je zřejmé, že pokud by bylo realizováno rovinné měření poblíž okraje štěrbin, výsledky by mohly být zavádějící.

Tímto je uzavřena kapitola zabývající se generováním syntetizovaného paprsku v klidném prostředí a je možné postoupit dále k využití syntetizovaného paprsku ve vlastním rovinném difuzoru.

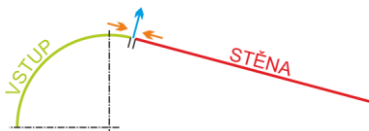
Pro potřeby této práce je rozbor generování syntetizovaného paprsku uvedený v rámci kapitoly 2 dostatečný. Nicméně pro hlubší studium syntetizovaného paprsku je možné říci, že uvedené analýzy primárních dat jsou nedostatečné a bylo by vhodné se dále touto problematikou zabývat a pokud možno dále zobecnit získané výsledky.

3 Řízení mezní vrstvy v difuzoru

Z pohledu nasazení syntetizovaného paprsku v režimu řízení je možné se setkat s dvěma přístupy. Liší se na první pohled geometrickým uspořádáním výstupní štěrbinu, ale také potřebnou energií k řízení mezní vrstvy. Oba přístupy jsou schematicky naznačeny na následující dvojici obrázků, viz obr. 76 a obr. 77.

V prvním případě je štěrbinu, resp. vyfukované médium, směřováno kolmo k obtékané stěně, na níž se tvoří řízená mezní vrstva. Toto nastavení paprsku má za následek vznik dvojice vírových struktur, které jsou unášeny hlavním proudem, vyvíjejí se, až dojde k jejich postupnému rozpadu. Výsledkem je intenzivní promíchávání mezní vrstvy s hlavním proudem a předávání hybnosti z hlavního proudu směrem do mezní vrstvy. Kromě toho lze v počátečních fázích vývoje paprsku pozorovat „přítlačování“ mezní vrstvy víry směrem ke stěně, a tím dochází k jejímu zeslabování, čímž je dozajista ovlivněna velikost ztrát. Dochází ke zrychlenému přechodu do turbulence.

Druhý přístup využívá jisté podobnosti syntetizovaného paprsku s konvenčními metodami řízení mezní vrstvy, tím je především míněno kontinuální vefukování, resp. odsávání. Paprsek je směřován tak, že vektor výstupní rychlosti je tečný k obtékané stěně. Tento přístup byl označen jako „DSJ“, tzn. directed synthetic jet, tento název byl použit například v článku McCormick (2000). Jak již bylo naznačeno, vychází se z podobnosti s konvenčními metodami, takže při sání dochází k urychlování média v mezní vrstvě před štěrbinou a při výtlačku k dodání energie za štěrbinou prostřednictvím jakéhosi stěnového proudu.



Obr. 76.: Schéma syntetizovaného paprsku



Obr. 77.: Schéma DSJ

Nutno poznamenat, že oba přístupy mají své přednosti, ale také zápory. První přístup je příznivější z pohledu energetické náročnosti, zato vyžaduje detailnější znalost řízeného systému, jde především o mezní vrstvu. S tím také souvisí nutnost citlivějšího naladění generátoru.

V druhém případě je možné do jisté míry opomenout rozbor řízeného systému, ale naopak je potřeba mít k dispozici generátor o dostatečném výkonu.

Při návrhu a provozování generátoru syntetizovaného paprsku v jednom z uvedených režimů vstupují do hry, kromě veličin popsanych ve stati 2.1.1, další veličiny. První z nich je bezrozměrná frekvence, viz následující vztah.

$$F^+ = \frac{f \cdot X_{te}}{U_\infty} \quad (67)$$

Veličiny f , X_{te} a U_∞ vystupující ve vztahu jsou v tomto pořadí frekvence syntetizovaného paprsku, délka ovlivňované oblasti mezní vrstvy a rychlost proudění nenarušeného proudu. Z uvedeného vztahu je možné vypočítat budící frekvenci generátoru paprsku za předpokladu, že je známa bezrozměrná frekvence. Pro tuto je doporučován rozsah 1 – 10, např. Glezer, Amitay (2002). Pro případ eliminace turbulentního odtržení mezní vrstvy je doporučena optimální hodnota 1,2.

Druhou z významných veličin ovlivňujících funkci syntetizovaného paprsku je součinitel hybnosti. Pro obecný případ je možné jej rozdělit do složky stejnosměrné a flukтуаční podobně jako ve stati 2.1.2, celkový koeficient hybnosti je potom možné zapsat v

následujícím tvaru, viz rovnice (68). Syntetizovaný paprsek, resp. vznikuvší proudové pole je prosté stejnosměrné složky rychlosti, koeficient hybnosti je možné psát v jednodušším tvaru, jenž odpovídá jen flukтуаční složce rychlosti, viz rovnice (69).

$$C_{\mu} = c_{\mu} + c'_{\mu} \quad (68)$$

$$C_{\mu} = c'_{\mu} = \frac{\int_0^h \rho_0 \cdot u_0^2 \cdot h \cdot dz}{\frac{1}{2} \cdot \rho_{\infty} \cdot U_{\infty}^2 \cdot c} \doteq \frac{\rho_0 \cdot h \cdot \int_0^h u_0^2 \cdot dz}{\frac{1}{2} \cdot \rho_{\infty} \cdot U_{\infty}^2 \cdot c} \quad (69)$$

Použité nastavení generátoru a tomu odpovídající bezrozměrné frekvence a součinitele hybnosti jsou uvedeny v následující kapitole.

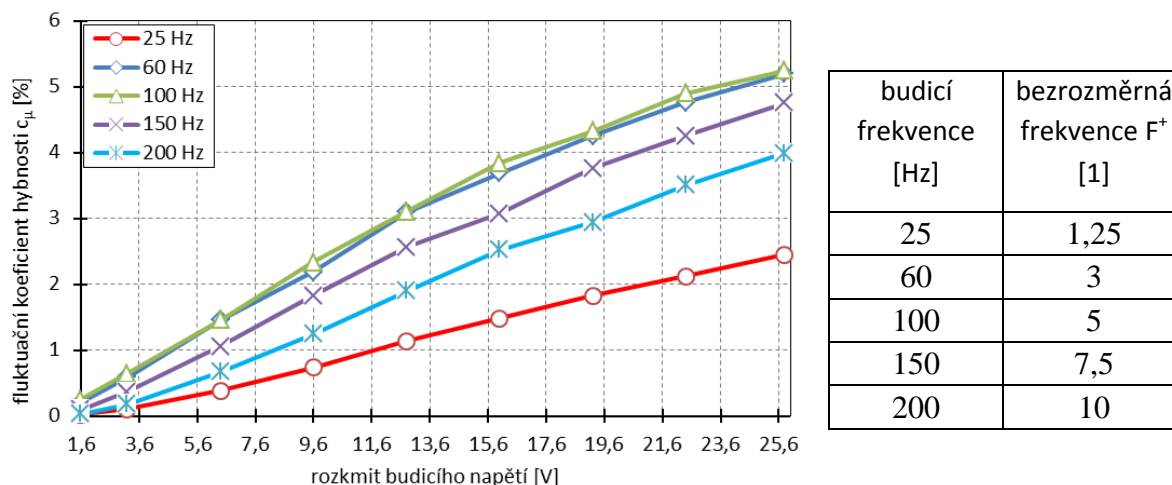
3.1 Výsledky měření

Také zde jsou výsledky měření rozděleny do tří kapitol a to dle použité aparatury. Z tohoto konceptu je vhodné vyjmout jednu část, která charakterizuje nastavení syntetizovaného paprsku, resp. celého systému, tudíž se prolíná celou další prací.

Konkrétně jde o závislost flukтуаčního koeficientu hybnosti a bezrozměrné frekvence na zvoleném provozním režimu.

Snad jen pro úplnost, flukтуаční koeficient hybnosti a bezrozměrná frekvence jsou počítány z průběhů rychlosti měřených CTA aparaturou. Dle doporučených hodnot bezrozměrné frekvence a flukтуаčního koeficientu bylo vybráno pět budicích frekvencí tak, aby byl pokryt celý doporučený rozsah, tzn. bezrozměrné frekvence. Pro tyto frekvence bylo zvoleno devět hodnot výkonů generátoru, resp. rozkmitů budicího napětí, pro něž byl měřen průběh rychlosti v ústí štěrbině generátoru syntetizovaného paprsku.

Průběhy flukтуаčního koeficientu a bezrozměrné frekvence v závislosti na budicí frekvenci a rozkmitu napětí jsou uvedeny v následujícím grafu a tabulce.



Obr. 78.: Flukтуаční koeficient hybnosti a bezrozměrná frekvence

Ve výsledku je tedy k dispozici soubor hodnot charakterizujících danou soustavu difuzor-syntetizovaný paprsek, všechny uvedené hodnoty flukтуаčního koeficientu a bezrozměrné frekvence jsou použity pro nastavení generátoru paprsku v kombinaci s rovinným difuzorem provozovaným v režimu 6.

3.1.1 Pneumatická měření

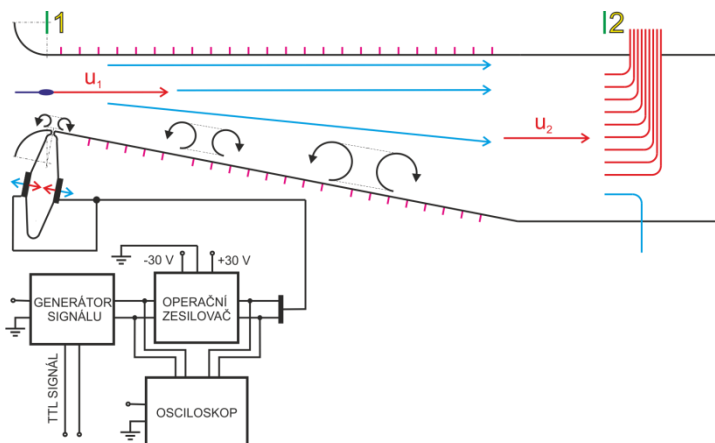
Tak jako tomu bylo v případě prostého difuzoru, viz kapitola výsledků 1.4, také zde jsou publikovány výsledky měření konvenčním způsobem. Tedy výsledky založené na měření tlaků ve vybraných místech difuzoru, viz schéma na obr. 79. Ve schématu je v ústí difuzoru naznačen generátor syntetizovaného paprsku, včetně elektropříslušenství, jež je nutné k jeho provozování.

Z obrázku je patrné, že ústí generátoru syntetizovaného paprsku je těsně za přechodem konfuzorové části tunelu v difuzorovou. Jedná se o uspořádání, kdy směr vyfukování media ze štěrbin je shodný s vnější normálou obtékané stěny, viz úvod kapitoly 3, kde jsou popsány obě uspořádání generátoru a obtékané stěny.

Měření vstupních parametrů probíhalo v nejužším místě aerodynamického tunelu, tedy na vstupu do difuzoru, viz následující schéma rovina 1. V této rovině je naznačena Prandtlova sonda, při tomto uspořádání nemusely být odečítány ztráty konfuzorové části. Vzhledem k možnosti rozevírání difuzoru jsou výstupní parametry měřeny až 130 mm za výstupní plochou vlastního difuzoru.

Na vstupu je k dispozici celkový a statický tlak, na výstupu je získáno rozložení celkového tlaku po výšce difuzoru a taktéž statický tlak. To je dostatečné množství dat pro určení ztrátového součinitele, tak jak byl definován v kapitole 1. Pro měření rozložení celkového tlaku byla vyrobena hřebenová sonda celkového tlaku s odběry rozmístěnými po výšce difuzoru s roztečí 20 mm.

Kromě výše uvedených dat byl ve vybraných režimech buzení mezní vrstvy měřen gradient statického tlaku na spodní stěně difuzoru, tak jako tomu bylo v případě prostého difuzoru.

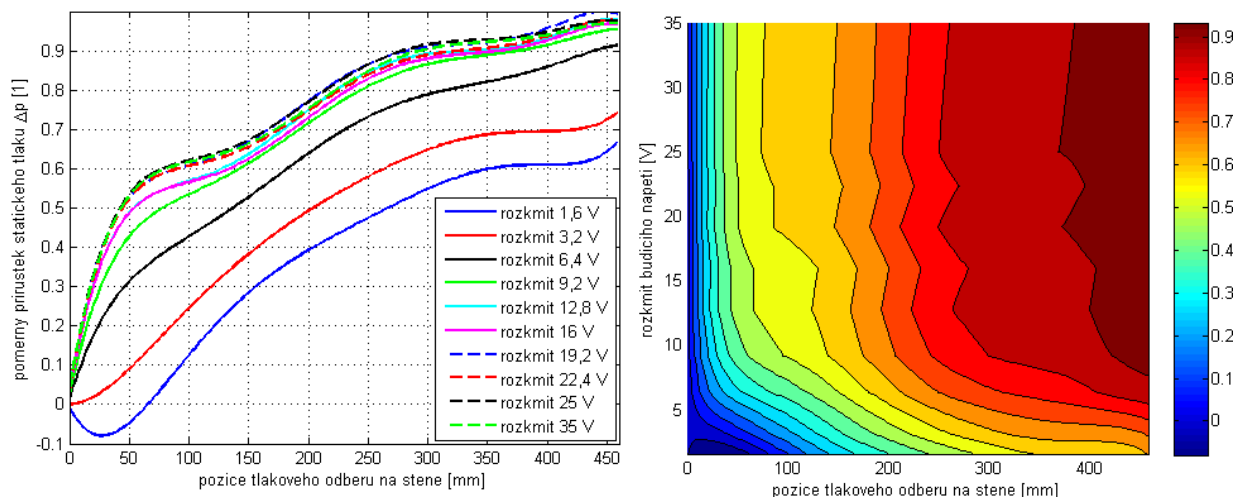


Obr. 79.: Schéma sestavení syntetizovaného paprsku a rovinného difuzoru

Následující dvojice grafů, viz obr. 80, ukazuje průběh gradientu statického tlaku, s tím že svislá osa je normována, největší dosaženou hodnotou stlačení. Jednou nezávisle proměnnou je poloha odběru na stěně vůči ústí difuzoru, druhou nezávisle proměnnou je budicí výkon, zde vyjádřen opět v podobě rozkmitu harmonického budicího signálu. Přepočtení na výkon je uveden v kapitole 2.

Z levého grafu je patrné, že při buzení rozkmitem 1,6 V dochází v těsné blízkosti za ústím difuzoru k expanzi, která se projevuje poklesem statického tlaku. Obdobný průběh gradientu tlaku byl sledován v případě prostého difuzoru. Výsledky jsou pro tento provozní režim uvedeny v kapitole 1.4.3. Po počáteční expanzi dochází k relativně pozvolnému nárůstu tlaku, který je s největší pravděpodobností dán přirozeným rozšiřováním proudu a tedy mírným zpomalováním hlavního proudu.

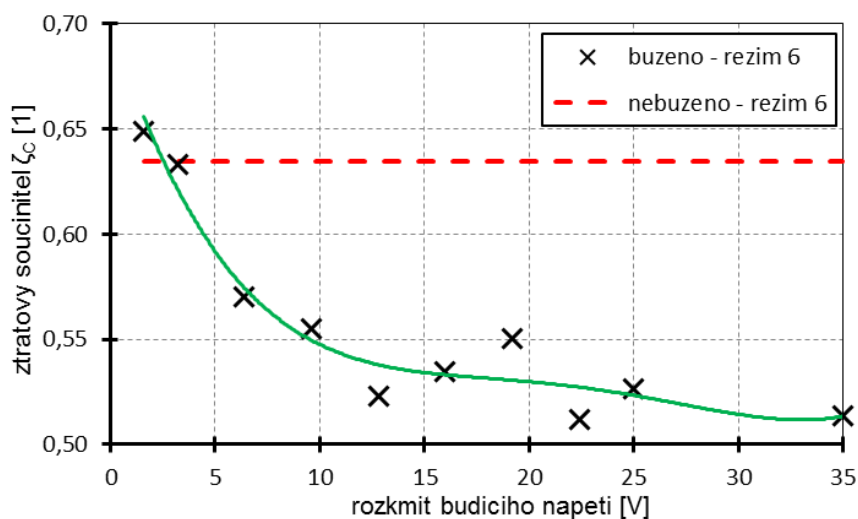
Dalším zvětšováním rozkmitu na hodnotu 3,2, resp. 6,4 V, je počáteční expanze potlačována, nicméně ještě není dosaženo maximálního možného stlačení. Při hodnotě rozkmitu 12,8 V se zdá, že dochází k saturaci stlačení. Další nárůst rozkmitu již není z tohoto pohledu opodstatněný, protože není doprovázen nárůstem stlačení proudícího media. Průběhy gradientů jsou vpravo vykreslena v podobě plošného grafu, který je doplněn o kontury, tedy izobary, kde je názornější zmiňovaná saturace při rozkmitu 12,8 V.



Obr. 80.: Průběh gradientu tlaku při buzení mezní vrstvy syntetizovaným paprskem, úhel rozevření 20,5°

Posledním výsledkem je vyjádření energetického ztrátového součinitele, dle vztahů uvedených v kapitole 1.3. Vynesen je v závislosti na rozkmitu budicího napětí, viz následující graf. V tabulce vlevo jsou přiřazeny hodnoty ztrátových součinitelů k použitým rozkmitům budicího napětí.

budicí frekvence [Hz]	ztrátový součinitel ζ_c [1]
1,6	0,649
3,2	0,633
6,4	0,570
9,6	0,555
12,8	0,523
16	0,535
19,2	0,550
22,4	0,512
25	0,526
35	0,514



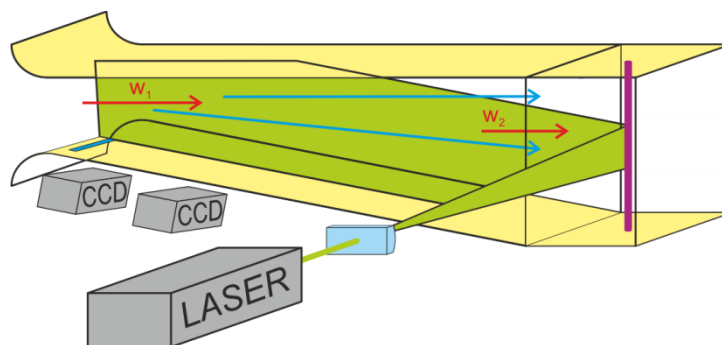
Obr. 81.: Ztrátový součinitel měřený při režimu 6 pro vybrané rozkmity budicího napětí

Také zde se ukazuje, že ztrátový součinitel je od hodnoty rozkmitu 12,8 V víceméně konstantní. Rozptyl bodů kolem regresní křivky může být částečně dán nejistotou měření. Oproti prostému difuzoru je dosaženo snížení ztrát zhruba o 16 %, což jsou s největší pravděpodobností ztráty způsobené vznikem separace mezní vrstvy a sekundárního proudění v difuzoru, které se projevuje na snímcích uvedených v kapitole 1.4.4 „delta“ vírem.

3.1.2 Optická měření

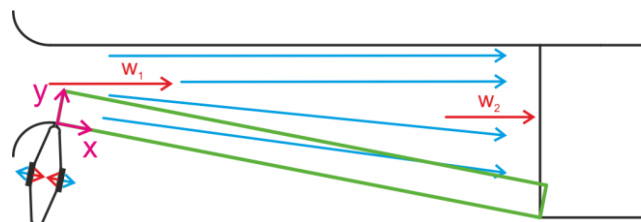
Měření probíhalo v obdobné konfiguraci jako v případě prostého difuzoru, viz kapitola 1.4.4. Aparaturu bylo možné synchronizovat s budičím signálem, resp. s generátorem syntetizovaného paprsku prostřednictvím již zmiňovaného TTL signálu, ačkoliv ne vždy to bylo zapotřebí.

Použitá kamera umožňovala snímat velikost oblasti zhruba $120 \times 120 \text{ mm}^2$, s tím že délka rozevírané stěny difuzoru je 500 mm. Bylo-li by využito jedné kamery, znamenalo by to výsledné rychlostní pole skládat zhruba z pěti snímků. Nutné je mít stále na paměti, že se skládají střední hodnoty, což znamená získat v každé pozici kamery soubor několika set snímků. V tomto případě by měření při plném rozlišení kamery, resp. přenos dat z kamery na disk počítače, bylo poměrně časově náročné. Proto bylo s výhodou využito dvojice kamer, viz obr. 82, kde se pevně nastavilo vzájemné překrytí obou snímků, čímž se redukoval počet měřicích poloh kamery.



Obr. 82.: Schéma měření optickou metodou PIV

Z pohledu dalších analýz, nebylo zcela nezbytné využívat plného rozlišení kamer ve směru kolmém k obtékané stěně, čímž se výrazně zmenšil objem přenášených dat. V souladu s tím se také zmenšila snímaná oblast, viz obr. 83, kde je snímaná oblast vyznačena zeleným obdélníkem. V této oblasti je dále sledován pohyb vírů generovaných na šterbině syntetizovaného paprsku, to je popsáno na následujících řádcích.



Obr. 83.: Vyznačení snímané oblasti přiléhající k rozevírané stěně difuzoru

První zmínka o identifikaci vírů byla v kapitole 1.2, první výsledky identifikace vírů jsou ukázány v kapitolách 1.4.3 a 2.2.5. V obou zmiňovaných případech je využito vířivosti pro identifikaci polohy víru. V případě kombinace syntetizovaného paprsku a rovinného difuzoru se ukázalo, že výsledky založené na vířivosti nedosahují vyhovujících výsledků. Proto pro tento případ bylo využito kritéria identifikace vírů nazvaného λ_2 , jež bylo publikováno v článku Jeong a Hussain (1994). Pro vyhodnocení polohy víru založeného na kritériu λ_2 je nutné mít připravené náhrady příslušných derivací diferencemi, tak jak bylo uvedeno ve stati 1.2.

Metoda vychází z předpokladu, že tenzor \mathbf{J} , definovaný vztahem (70), je rozložen do symetrické složky \mathbf{S} , antisymetrické složky \mathbf{R} , viz vztahy (71) a (72). Cílem je získat hodnoty

vlastních čísel tenzoru $\mathbf{S}^2 + \mathbf{R}^2$. Charakteristický polynom je determinanem matice uvedené vztahem (73), kořeny charakteristického polynomu jsou vlastní čísla matice $\mathbf{S}^2 + \mathbf{R}^2$. Vlastní výpočet vlastních čísel je již úlohou numerické matematiky. Užitá metoda je ovlivňována nejen charakterem výsledné matice (73), ale také výsledkem, jenž je požadován. Postup se může skládat z redukce matice na třídiagonální tvar některou ze známých metod a následného využití LR nebo QR metody pro případ symetrické matice. Pro případ nesymetrické matice bude předcházet vyvážení matice (73), více informací o této problematice je možné nalézt v odborné literatuře. Zde bylo použito dostupných algoritmů v prostředí Matlab. Jelikož autor není vzdělán v této oblasti, není vhodné pouštět se do teoretických rozborů problematiky výpočtu vlastních čísel.

Předpokladem je, že výsledný tenzor je reálný a symetrický, potom budou všechna tři získaná vlastní čísla reálná, navíc budou splňovat nerovnost popisovanou vztahem (74).

Oním kritériem, na základě něhož je rozhodováno o tom, zdali je daný bod součástí víru, či nikoliv je hodnota vlastního čísla λ_2 . Tedy je-li hodnota tohoto vlastního čísla v daném bodě záporná, jedná se o bod náležející víru.

Výsledky aplikace popsaného postupu na několika základních případech, jakými je například paprsek kruhového průřezu, směšovací vrstva, aj. byly publikovány dvojicí autorů již ve zmiňovaném článku.

$$\mathbf{J} = \nabla \cdot \mathbf{U} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} & \frac{\partial u}{\partial z} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial w}{\partial x} & \frac{\partial w}{\partial y} & \frac{\partial w}{\partial z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} \end{bmatrix} \quad (70)$$

$$\mathbf{S} = \frac{\mathbf{J} + \mathbf{J}^T}{2} = \frac{1}{2} \cdot \begin{bmatrix} 2 \cdot \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} & \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \\ \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} & 2 \cdot \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} & \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} & 2 \cdot \frac{\partial w}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (71)$$

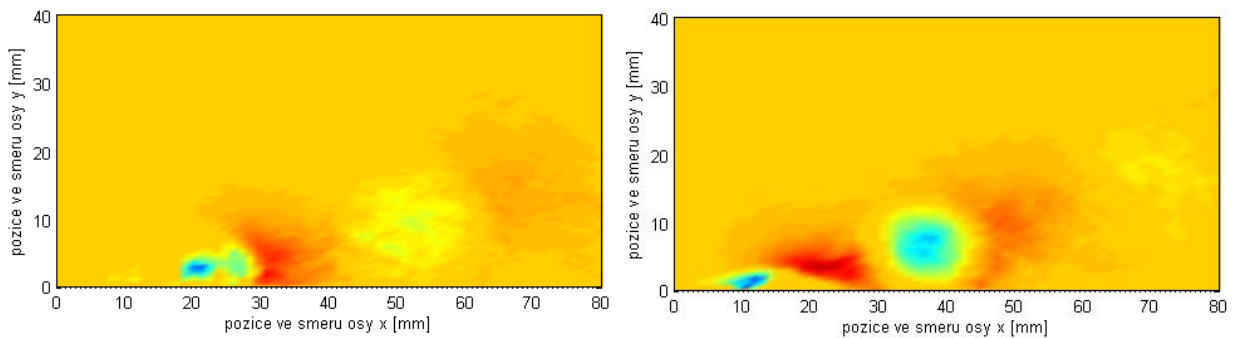
$$\mathbf{R} = \frac{\mathbf{J} - \mathbf{J}^T}{2} = \frac{1}{2} \cdot \begin{bmatrix} 0 & -\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} & -\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \\ \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} & 0 & -\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z} & \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} & 0 \end{bmatrix} \quad (72)$$

$$\lambda \mathbf{I} - (\mathbf{S}^2 + \mathbf{R}^2) \quad (73)$$

$$\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3 \quad (74)$$

Na následující dvojici snímků jsou ukázány výsledky měření na difuzoru, vykresleny jsou hodnoty vlastního čísla λ_2 . Jak je zřejmé z názvu kapitoly, vstupními daty jsou vektorová pole

rychlosti, která byla získána na rovinném difuzoru, v jehož ústí je štěrbina s generátorem syntetizovaného paprsku.



Obr. 84.: Skalární pole vlastního čísla λ_2 v čase $t/T = 0,39$ a $0,11$

Předchozí dvojice skalárních polí vlastních čísel je výsledkem měření metodou PIV v laserovém řezu vedeném středem difuzoru osazeného generátorem syntetizovaného paprsku. Měření probíhalo při synchronizované měřicí aparatuře s budicím signálem, proto je možné zpracovávat data postupem fázového středování odpovídajících si vektorových polí rychlosti. Celý harmonický průběh jedné periody byl diskretizován osmnácti, resp. devatenácti body. V každém z bodů je vyhodnocen soubor několika set okamžitých vektorových polí. Fázovým středováním je získán soubor osmnácti, resp. devatenácti středních hodnot, které je možné dále analyzovat.

Zde jsou uvedena dvě skalární pole, kde je vidět vznik a konvekce generovaných koherentních struktur v hlavním proudu, viz modré oblasti, kde platí podmínka $\lambda_2 < 0$. Zbytek oblasti vykazuje kladnou hodnotu vlastního čísla λ_2 .

Levý snímek odpovídá bezrozměrnému času $t/T = 0,39$. Štěrbina generátoru je 10 mm od počátku souřadného systému. Patrný je pohyb vzniknuvších struktur. Vpravo od nich stále zůstává stopa po předcházející koherentní struktuře, která se pohybuje směrem k výstupnímu průřezu difuzoru. Dochází k jejímu mírnému odplouvání od stěny směrem do středu difuzoru, tzn. do hlavního proudu.

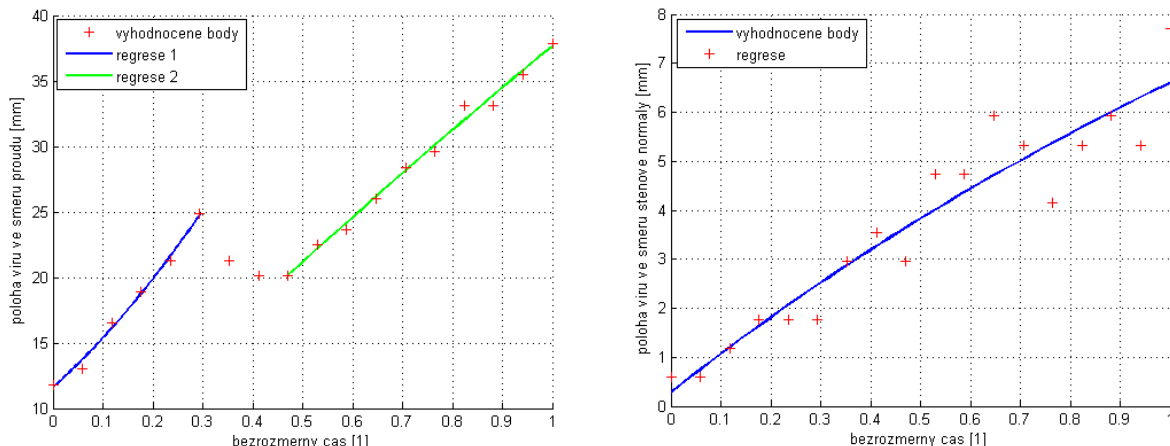
Obrázek vpravo odpovídá počátku generování syntetizovaného paprsku, konkrétně $t/T = 0,11$. Zcela vlevo je vidět nově vznikající vírová dvojice. Zatímco vpravo od štěrbině se pohybuje vyvinutá struktura z předcházejícího cyklu. V následujících okamžicích se bude dostávat do fáze postupného rozpadu.

Tyto koherentní struktury stabilizují mezní vrstvu, která se stává odolnější proti účinku pozitivního tlakového gradientu ve směru proudění. Tedy ve výsledku nedochází ke vzniku odtržení mezní vrstvy, přesněji řečeno „bod“ odtržení je posunut ve směru proudění. Za zmínku ještě stojí, že identifikovat strukturu je možné do vzdálenosti zhruba 50 mm od štěrbině syntetizovaného paprsku, dál dochází k jejímu rychlému rozpadu. Další analýza založená na kritériu λ_2 selhává a nevykazuje věrohodné výsledky.

Na základě předcházejícího souboru výsledků a uvedených rozborů je možné kvantitativně vyjádřit pohyb koherentních struktur v proudovém poli, viz následující dvojice grafů.

První z nich, viz obr. 85 vlevo, vykresluje pohyb koherentních struktur ve směru hlavního proudu, tedy jejich polohu měřenou v ose x . Graf je rozdělen na dvě části, tomu odpovídají dvě odlišné regresní funkce. V obou případech jde o regresi polynomem druhého stupně, nicméně s odlišnými koeficienty. První fáze je charakteristická svojí poměrně velkou konvekční rychlostí struktur v hlavním proudu. To by mohlo mít částečně spojitost s dostatečně velkou kinetickou energií obsaženou ve strukturách těsně po jejich vzniku v ústí

štěrbiny. S největší pravděpodobností bude hrát také významnou úlohu dostatečně velká rychlost hlavního proudu v ústí difuzoru.



Obr. 85.: Konvekce generovaných struktur v hlavním proudu rovinného difuzoru

V druhé fázi dochází k viditelnému poklesu průběhu křivky změny polohy v čase, víceméně se blíží lineárnímu průběhu, což by znamenalo, že v této druhé fázi je konvekční rychlosti konstantní. Podobný závěr byl již udělán v kapitole 2.2.5, kde byl sledován vývoj syntetizovaného paprsku v klidném prostředí. Tím by ovšem byla vyloučena hypotéza o významném vlivu hlavního proudu na konvekci vírů a naopak by to znamenalo, že na jejich translačním pohybu se významněji podepisuje rychlost indukovaná vlastními víry. Nicméně toto je jen domněnka autora, pro niž nejsou v současné době žádné další podklady. Pro rozkrytí této závislosti není soubor dat dostatečný, bylo by nutné provést další experimenty, které by napomohly k objasnění této problematiky.

Zajímavá je taktéž oblast, v níž dochází k diskontinuitě celého průběhu. Z výsledků, resp. skalárních polí se zdá, že v tomto okamžiku dochází k poměrně velké deformaci sledované struktury, což by mohlo vysvětlovat uvedený průběh. Nicméně je nutné podotknout, že jako v předcházejícím odstavci, také zde by bylo nutné provést další detailnější měření, která by napomohla vysvětlit tuto anomálii.

Konec konců, mohlo by se též jednat o hrubou chybu, která byla vnesena do primárních dat v průběhu vlastního měření, čemuž ovšem další provedené rozborů nenasvědčují.

Druhý z grafů ukazuje průběh složky rychlosti normálové k obtékané stěně, výsledky jsou opět založeny na λ_2 kritériu. Regresní křivkou diskrétních bodů je polynom třetího stupně. Z grafu je patrné poměrně těsné rozložení jednotlivých bodů kolem regresní křivky v první části grafu a naopak poměrně velký rozptyl v jeho druhé části. S největší pravděpodobností je důvodem postupný růst charakteristického rozměru struktury, s čímž souvisí poměrně komplikované určení jejího středu. Oproti předchozímu grafu, zde není na první pohled evidentní změna trendu. Nicméně je nutné poznamenat, že rozdíl vzdálenosti koherentních struktur od stěny se na počátku a na konci periody pohybuje v řádech milimetrů.

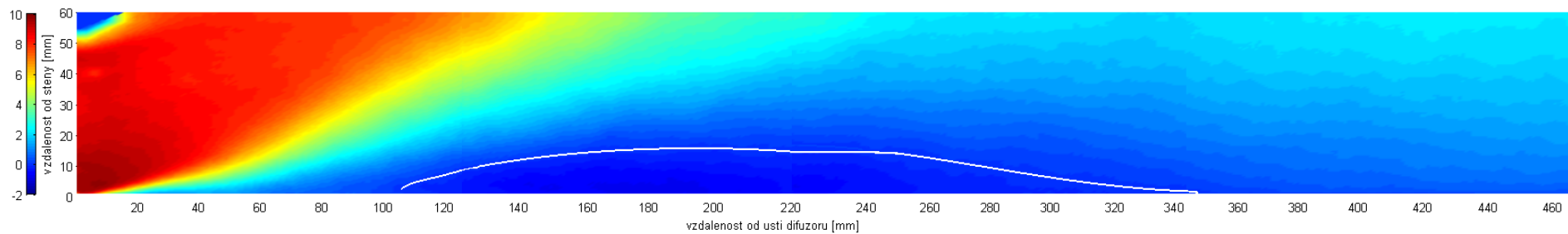
Zde jde jen o jakýsi nástin možného řešení pohybu koherentních struktur v hlavním proudovém poli, jelikož toto nebylo zcela náplní práce, nejsou uvedeny další rozborů, popř. použité přístupy. Jedná se o zajímavou část práce, na níž by bylo zajímavé dále pokračovat, jelikož by mohla přinést další zajímavé výsledky, které by mohly napomoci pochopení fyziky interakce syntetizovaného paprsku s řízenou mezní vrstvou. Uvedené výsledky jsou založeny na datech získaných fázovým středováním, proto sledování dynamiky jedné konkrétní struktury v rámci jednoho cyklu je přinejmenším komplikované. Pro tuto úlohu by bylo

vhodné využití aparatury, jakou je TR-PIV, která je schopná dosáhnout vyšší vzorkovací frekvence.

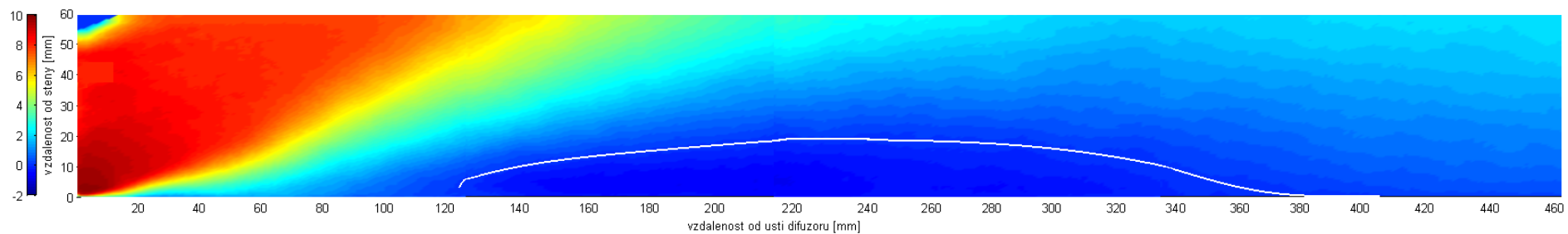
Následující trojice skalárních polí, viz obr. 86, obr. 87 a obr. 88, vychází opět z výsledků měření metodou PIV, ale již s nesynchronizovanou aparaturou, vzorkovací frekvence PIV aparatury byla 7 Hz při budicí frekvenci 150 Hz. Vybrány byly dva případy budicího výkonu charakterizované rozkmitem napětí 9,6 a 19,2V.

První dva snímky reprezentují prostorové rozložení časově střední hodnoty podélné složky rychlosti v rovinném difuzoru. Bílá křivka je spojnicí bodů nulové rychlosti, jedná se o obalovou křivku oblasti se zpětným prouděním. Z rozložení rychlostí a ze srovnání se snímkem uvedeným na obr. 25 je zřejmé, že hlavní proud bezprostředně za hrdlem přilne k obtékané stěně. Přestože dojde k odtržení mezní vrstvy, je „bod“ separace posunut ve směru proudění až na vzdálenost 100 mm od ústí difuzoru.

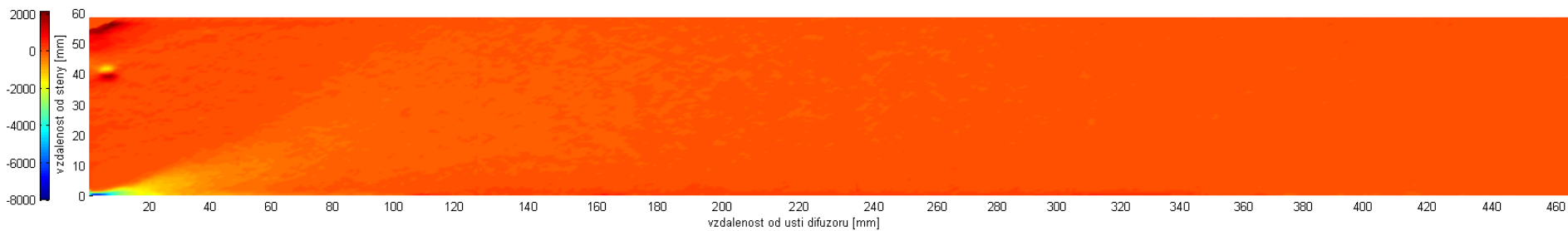
Kromě posunutí „bodu“ separace dále k výstupnímu průřezu, je podstatné, že ve vzdálenosti zhruba 240 mm od „bodu“ separace dochází k opětovnému přilnutí hlavního proudu zpět ke stěně difuzoru. Tím dojde k obnovení funkce difuzoru a především také k vyrovnání výstupního rychlostního profilu, tak jak bude uvedeno v následující kapitole. Z obou obrázků je patrné, že není zásadní rozdíl mezi velikostí separační bubliny při rozkmitu napětí 9,2 a 19,2 V. To by mohlo souviset s již zmiňovanou domněnkou, že v okolí rozkmitu budicího signálu 12,8 V dochází k saturaci. Tudíž další zvyšování rozkmitu budicího napětí již na výsledné proudové pole nemá výrazný vliv.



Obr. 86.: Skalární pole podélné rychlosti a průběh křivky nulové rychlosti 150 Hz 9,6V



Obr. 87.: Skalární pole podélné rychlosti s křivkou nulové rychlosti 150 Hz 19,2V

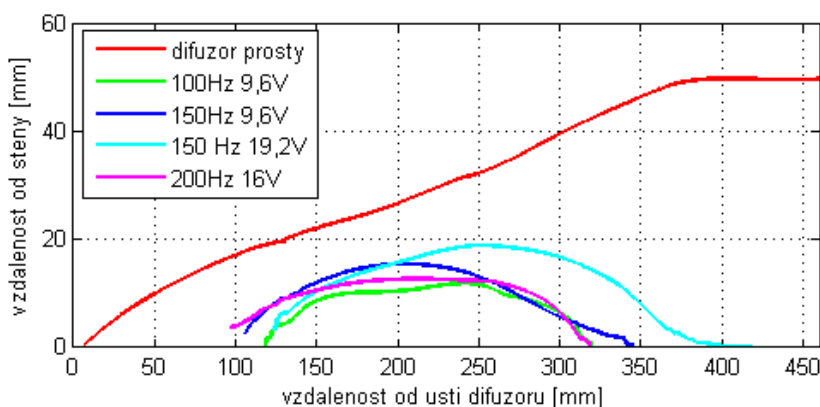


Obr. 88.: Skalární pole vířivosti 150 Hz 19,2V

Nicméně je nutné podotknout, že výše uvedená data ukazují statisticky střední stavy, což nic nevyovídá o velikosti fluktuací rychlostí. A to především při dynamických dějích jakými je odtržení mezní vrstvy může mít stěžejní dopad na výsledek.

Poslední ze série skalárních polí, viz obr. 88, je rozložení vířivosti pro druhý z uvedených případů, tedy pro rozkmit budicího napětí 19,2 V. Zde vyniká oblast se zápornou hodnotou vířivosti na spodní stěně difuzoru. Pokud se srovnají výsledky s případem bez buzení, viz výše uvedený obr. 27, je vidět, že zatímco v případě bez buzení byla vířivost unášena odtrženým hlavním proudem, zde je generovaná vířivost syntetizovaným paprskem „přilepena“ na stěně a k transportu dále od stěny dochází až při jejím rozpadu.

Nakonec je možné porovnat velikost separačních bublin pro několik vybraných parametrů buzení syntetizovaného paprsku, tak jak byly zachyceny v průběhu měření, viz následující obrázek. Opět se jedná o křivky nulové rychlosti tak, jak byly uváděny v jednotlivých skalárních polích rychlosti.



Obr. 89.: Porovnání křivek nulové rychlosti pro měřené varianty

Červená křivka reprezentuje základní případ prostého difuzoru, kdy byl generátor syntetizovaného paprsku vypnut. Z průběhu je vidět, že oblast „delta“ víru vzniká těsně za vstupem do difuzoru a zasahuje až do výstupního průřezu.

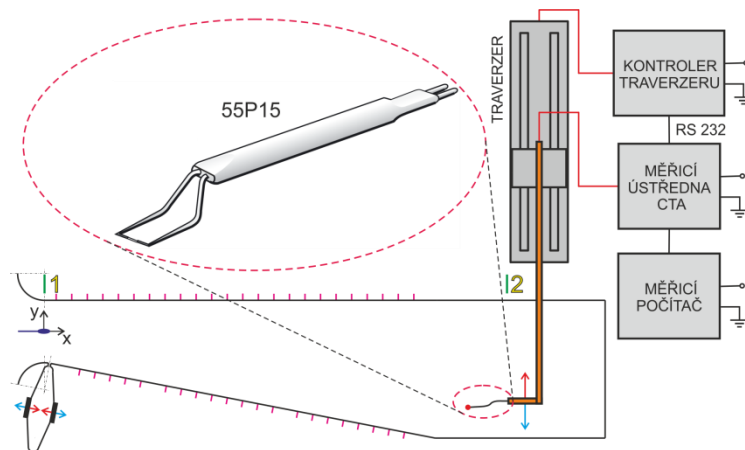
Naopak je-li mezní vrstva buzena, oblast zpětného proudění se uzavírá do separační bubliny, vyplňuje se výstupní rychlostní profil a je dosaženo větší účinnosti, resp. menších ztrát rovinného difuzoru. To se projevuje také na rozložení tlaků ve výstupním průřezu, ale především na gradientu statického tlaku po délce difuzoru.

Z výše ukázaných průběhů křivek nulové rychlosti se zdá, že v zobrazeném rozsahu výkonů generátoru syntetizovaného paprsku není velikost separační bubliny významně ovlivňována. To by také nasvědčovalo správnosti výše zmíněné domněnky o saturaci systému vůči dodávanému výkonu generátorem.

Pro úplnost je nutné doplnit, že v případě buzení 150 Hz a rozkmitu 19,2 V byla křivka nulové rychlosti extrapolována směrem ke vstupu, jelikož už v předcházejícím skalárním poli, viz obr. 87, vykazovalo na začátku náhlý zlom a nebylo možné ji vykreslit až k obtékané stěně difuzoru.

3.1.3 Měření žhaveným čidlem

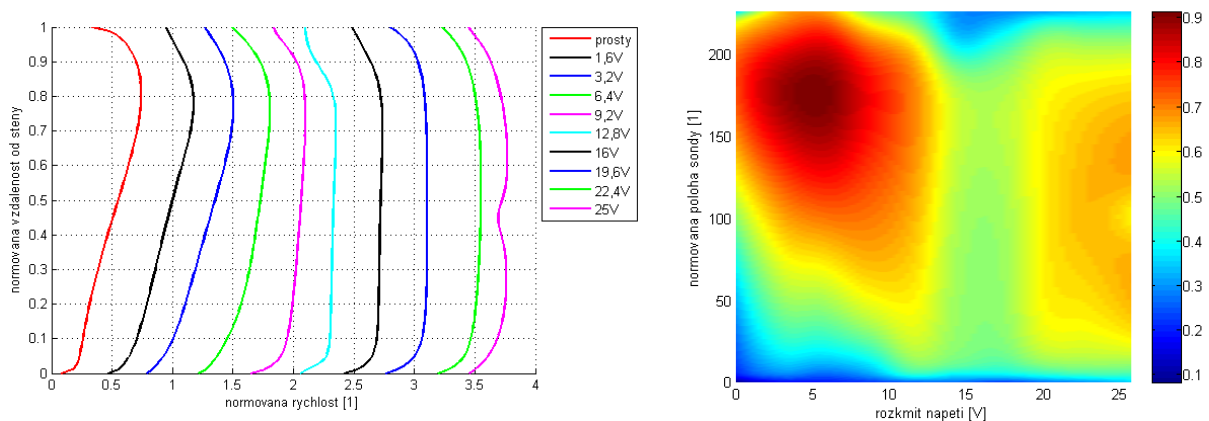
Poslední sada kvantitativních výsledků byla získána metodou žhaveného čidla, konkrétně metodou CTA. Bylo využito aparatury StreamLine 90N10 osazenou dvojicí CTA modulů 90C10. Analogový signál je zaveden do A/D převodníku NI CA-1000, odkud je diskrétní signál již ukládán na disk osobního počítače a zpracovávání je číslicové s využitím PC. Kromě této CTA aparatury bylo využito traverzéry, jenž nesl sondu osazenou v konektoru 55H20. Takto sestavený měřicí řetězec umožňoval relativně jednoduše proměřit celou výšku výstupního průřezu rovinného difuzoru při vybraných provozních režimech. Celý měřicí řetězec se zvětšenou používanou sondou 55P15 je schematicky naznačen na následujícím obrázku, viz obr. 90. Výhodou navrženého měřicího řetězce je fakt, že po odladění je možné využít cyklu se zadaným počtem bodů a dalších potřebných parametrů měření, čímž se sběr primárních dat částečně automatizovat.



Obr. 90.: Schéma měření metodou CTA ve výstupním průřezu difuzoru, detail sondy Dantec Dynamics

Jak již bylo řečeno, středem zájmu bylo měření rychlostních profilů ve výstupním průřezu difuzoru, traverzováno bylo s krokem 5 mm s tím, že v oblasti blízko stěny, kde je velký gradient rychlosti, byl krok zjemněn na 1 mm. Měření probíhalo ve vzdálenosti 120 mm za skutečným výstupním průřezem difuzoru. Vzorkovací frekvence byla 1 kHz, při snímání 60000 vzorků v každém bodě. Z tohoto souboru hodnot byly počítány vybrané statické charakteristiky, zejména střední hodnoty, výběrové směrodatné odchylky a centrální statistické momenty.

Mezi první výsledky patří dvojice následujících grafů, které ukazují průběhy výstupních rychlostních profilů v závislosti na rozkmitu napětí budicího signálu při frekvenci 150 Hz.



Obr. 91.: Výstupní rychlostní profily při budicí frekvenci 150 Hz

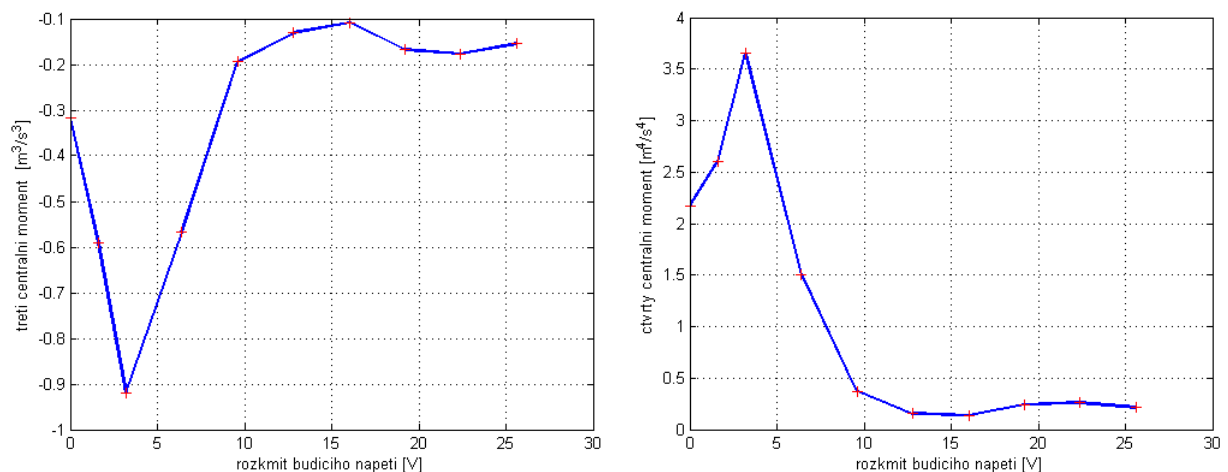
Červená křivka na obrázku vlevo je rychlostním profilem získaným na prostém difuzoru, tzn. na difuzoru bez vlivu buzení mezní vrstvy syntetizovaným paprskem. Zde je vidět, že dochází k přilnutí hlavního proudu k horní vodorovné stěně, zatímco na spodní stěně vzniká odtržená mezní vrstva, což se zřetelně projevuje na nesymetrii výstupního rychlostního profilu.

Další křivky již reprezentují případy, kdy je spuštěn syntetizovaný paprsek. Výkon generátoru je jistě dán frekvencí, účinnkem a samozřejmě rozkmitem napětí harmonického signálu, viz legenda u grafu. V prvních dvou, resp. třech případech, kdy je dodávaný výkon minimální se ukazuje, že vliv na výstupní rychlostní profil je zanedbatelný. V předcházejících státech byly konstatovány obdobné závěry z pohledu gradientu statického tlaku po délce difuzoru, ale také z pohledu ztrátového součinitele.

Od hodnoty rozkmitu 12,8 V, resp. 16 V, se rychlostní profily již příliš nemění, ve smyslu přerozdělování hybnosti napříč difuzorem. Snad jen poslední z rychlostních profilů pro rozkmit 25 V vykazuje nerovnoměrnost uprostřed výšky difuzoru. Doposud nejsou žádná další data, která by pomohla pochopit a vysvětlit tuto anomálii.

Graf vpravo, resp. skalární pole rychlosti demonstruje rozložení modulu rychlosti po výšce difuzoru při popisovaných měřených režimech. Z grafu je patrná špička rychlosti v případě prostého difuzoru a prvních tří režimů provozu syntetizovaného paprsku. Dále vyniká oblast mezi 12,8 a 19,6 V, kde je rychlostní profil, resp. modul rychlosti rovnoměrně rozložen po výšce difuzoru.

Další dvojice grafů, viz obr. 92, zobrazuje stejnou situaci, která byla popisována výše, nicméně z odlišného pohledu. Jedná se o třetí a čtvrtý centrální momenty, které jsou vypočteny pro příslušné výstupní rychlostní profily, viz předcházející dvojice grafů. Z obou grafů je patrné, že při rozkmitu budicího napětí 12,8 V dochází, k vyrovnání rychlostních profilů.

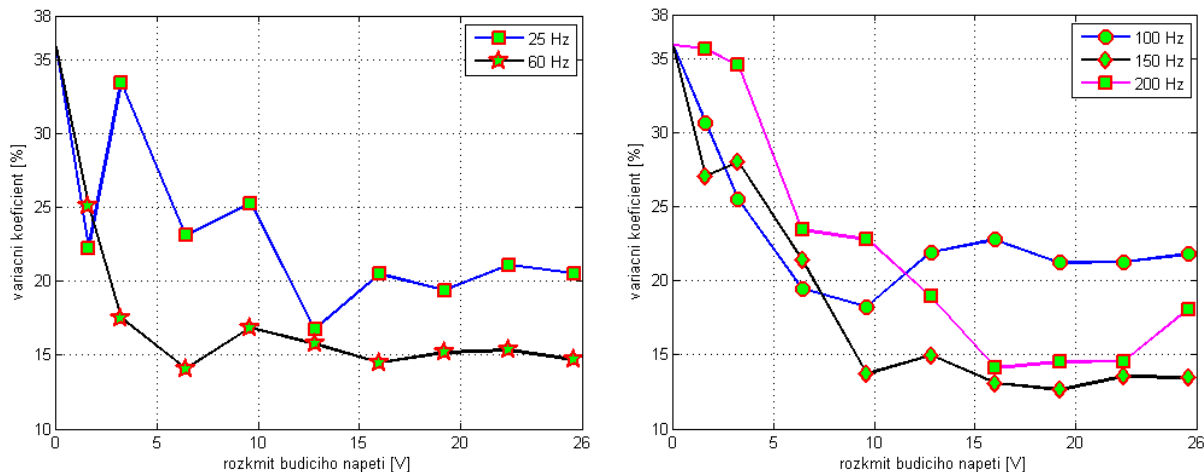


Obr. 92.: Třetí a čtvrtý centrální moment při budicí frekvenci 150 Hz

Všechny výše uvedené grafy a jejich rozbor jsou pro jediný případ, kdy syntetizovaný paprsek byl buzen frekvencí 150 Hz. Většina popisovaných měření, nejen výstupní rychlostní profily, byly měřeny také pro další frekvence. Tyto byly určeny na základě rozboru charakteristik syntetizovaného paprsku tak, aby se pokryl celý rozsah doporučeného nastavení syntetizovaného paprsku, viz kapitola 3.1.

Níže uvedená dvojice grafů ukazuje průběhy variačních koeficientů pro budicí frekvence 25, 60, 150 a 200 Hz, pro každou ze zmiňovaných frekvencí byl proměřen celý soubor deseti rozkmitů budicího napětí.

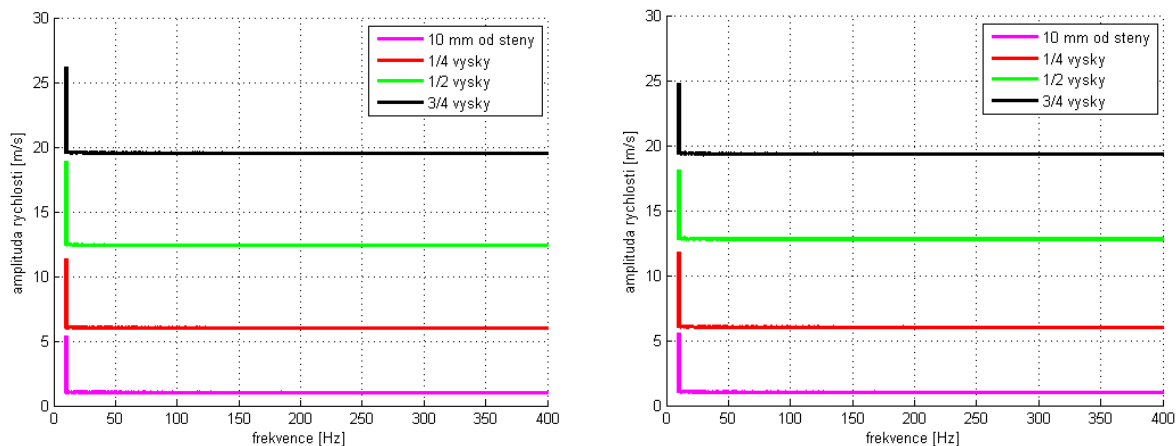
Z porovnání všech průběhů je možné udělat závěr, že zvyšováním rozkmitu, resp. budicího výkonu, dochází k vyrovnávání výstupních rychlostních profilů. Průběh pro nejnižší frekvenci nevykazuje zpočátku zcela jednoznačný trend, nicméně k jistému vyrovnání přesto dochází. Nejlepších výsledků je dosaženo při frekvenci 150 Hz a rozkmitu budicího napětí 19,2 V, tato varianta byla již několikrát zmiňována.



Obr. 93.: Průběh variačního koeficientu pro měřené varianty buzení generátoru

Uvedené výsledky nevyovídají nic o dynamickém chování výstupního profilu, tento rozbor by bylo vhodné ještě doplnit alespoň pro případ prostého difuzoru a vybraný režim buzení syntetizovaného paprsku.

Jistý náznak takového popisu je uveden v následující dvojici grafů, kde je vykresleno frekvenční spektrum získané ze signálu měřeného ve výstupním průřezu difuzoru. Byly vybrány dvě varianty buzení mezní vrstvy dané rozkmitem budicího signálu při konstantní frekvenci 150 Hz.



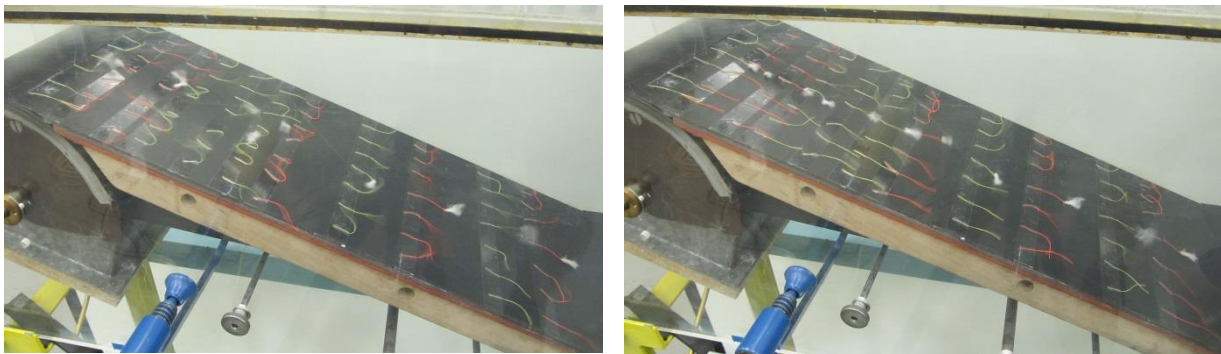
Obr. 94.: Frekvenční spektrum výstupní rychlosti při budicí frekvenci 150 Hz, rozkmitu 9,2 a 19,2 V

Z obou grafů je patrné, že ve spektru se nevyskytuje žádná harmonická složka, která by odpovídala budicí frekvenci 150 Hz nebo jejím vyšším harmonickým složkám. Tyto frekvence byly v proudovém poli zcela potlačeny. Zůstává patrná jen stejnosměrná složka rychlosti.

3.1.4 Vizualizace proudění

Posledním počinem v rámci této práce byla příprava a realizace vizualizace proudění. Původním záměrem bylo udělat vizualizaci nítěnými sondami a nátěrem stěny emulzí oxidu titaničitého, petroleje a oleje a posléze porovnat případné výsledky. Druhá metoda by měla pomoci poměrně kvalitně odhalit jakousi střední polohu místa odtržení mezní vrstvy od stěny. Nicméně nebylo dosaženo takových výsledků, které by bylo možné publikovat. Selhání druhé metody bude dáno pravděpodobně kombinací několika vlivů. Nejvýznamnější z nich však je nezkušenost experimentátora.

Proto v době vzniku předkládané práce byly k dispozici jen výsledky vizualizace nítěnými sondami, které jsou vidět na následující dvojici snímků. Medium proudí dle zvyklostí zleva doprava. V levé části obou fotografií je vidět generátor syntetizovaného paprsku, dole rozevratelná stěna a nahoře (černý pruh) vodorovná stěna difuzoru.



Obr. 95.: Vizualizace proudění na rozevřené stěně difuzoru nítěnými sondami

Na levém obrázku, viz obr. 95, je ukázán případ prostého difuzoru, kdy dochází ke vzniku odtržení bezprostředně za ústím difuzoru.

Od tohoto místa je celá oblast přiléhající rozevřené stěně vyplněna „delta“ vírem, což je poměrně dobře vidět na všech bavlnkách, které se pohybují proti směru tečení hlavního proudu. Pohyb je silně nestacionární, dochází k překlápění bavlnek proti směru hlavního proudu a zpět. Nestacionarita se projevuje především na prostřední řadě bavlnek opatřených „chocholkami“. Kmitání bavlnek je především výsledkem pohybu místa odtržení po stěně, čímž vznikají pulzace v rychlostním, ale také tlakovém poli. Pohyb „bodů“ odtržení po stěně difuzoru není samozřejmě patrný z fotek, ale z videa, které bylo natočeno současně se zmiňovanou dvojicí fotografií.

Druhá fotografie ukazuje případ, kdy byla mezní vrstva buzena syntetizovaným paprskem při frekvenci 150 Hz a testovaném rozkmitu harmonického budicího napětí 19,2 V. Z obrázku je zřejmé, že dochází k přilnutí mezní vrstvy a v důsledku toho bavlnky sledují směr hlavního proudu. Jen v oblasti separační bubliny dochází k výraznému kmitání bavlnek, ale ve srovnání s předcházejícím případem je dynamika významně potlačena. Z videa je patrné, že došlo k výraznému uklidnění rychlostního pole především v první a poslední čtvrtině délky stěny difuzoru. To nasvědčuje tomu, že v souladu s výše uvedenými výsledky dochází ke vzniku odtržení, které ovšem nezasahuje až k výstupnímu průřezu, ale dojde k opětovnému přilnutí mezní vrstvy. Tomu již nasvědčovaly výsledky měření výstupních rychlostních profilů, které jsou v případě buzení mezní vrstvy, podstatně plnější, resp. rovnoměrnější po výšce výstupní průřezu difuzoru. Především však byla separační bublina celkem prokazatelně zachycena ve výsledcích optických měření.

Takže také tento jednoduchý, ale především zvládnutý způsob vizualizace ukázal možnost pozitivního ovlivnění mezní vrstvy syntetizovaným paprskem.

Důvodem k vizualizaci byla na počátku značná míra nejistoty, zdali byla vybrána vhodná kombinace nastavení generátoru syntetizovaného paprsku a difuzoru. Oproti vlastnímu měření je vizualizace poměrně časově nenáročný postup, což umožňuje rychle otestovat vliv mnoha kombinací parametrů buzení mezní vrstvy syntetizovaným paprskem.

Výsledkem vizualizace jsou především fotografie čitelné bez nutnosti dalšího matematického zpracování, což v první fázi tápání bylo zásadní výhodou vizualizace. Nicméně je nutné, aby následovalo plnohodnotné měření. Vizualizace pomůže jen k vytvoření kvalitativní představy o dějích, které se odehrávají v tak komplikovaném dynamickém systému, jakým je obecně proudící tekutina, navíc při vzniku odtržení mezní vrstvy.

4 Závěr

Z názvu předkládané práce je zřejmé, že cílem bylo zkoumat vliv aktivního řízení mezní vrstvy syntetizovaným paprskem v rovinném difuzoru.

Již od počátku se jednalo o práci, která byla směřována experimentálním směrem, nicméně bylo počítáno s paralelně probíhajícími CFD výpočty, s jejichž pomocí by bylo možné získat data z většího množství variant. V průběhu práce však z důvodu časové náročnosti přípravy výpočtových variant, ale také vlastního experimentu bylo od numerických simulací upuštěno.

Je nutné podotknout, že difuzor a taktéž generátor syntetizovaného paprsku je vlastní konstrukce. Tudíž nejsou k dispozici žádná data, jež by charakterizovala aerodynamické poměry obou zařízení. A to ani v „základním“ provozním režimu, natož při dalších „nenávrhových“ provozních režimech.

Proto byla práce pojata poněkud širěji, než by odpovídalo strohému zadání. Byly postupně proměřeny vybrané charakteristiky obou oddělených zařízení a posléze bylo s výhodou využito jejich znalosti při řízení mezní vrstvy.

Pro vlastní měření bylo využito několika odlišných přístupů, které umožnily měřit vybrané proudové charakteristiky.

Mezi konvenční přístup patřilo měření tlaků prostřednictvím pneumatických sond a stěnových odběrů statického tlaku. Výsledkem jsou střední hodnoty tlaků, popř. rychlostí ve vybraných bodech.

Druhý využívaný přístup je žárová anemometrie, zde se jednalo o měření sondami se žhaveným drátkem. Takto je možné získat bodovou reprezentaci rychlostí popisujících okamžité hodnoty související s rychlými ději. Je možné podchytit děje, jejichž frekvence se pohybují v řádech desítek kilohertz.

Posledním využívaným přístupem je optická metoda PIV, jejíž výhodou je minimální ovlivňování rychlostního pole a především zachycení rovinného rychlostního pole ve vybraném řezu.

Kromě kvantitativních výsledků jsou v poslední kapitole uvedeny výsledky vizualizace proudění vzdušiny difuzorem. Na základě uvedených fotografií je možné si vytvořit kvalitativní představu o vlivu řízení mezní vrstvy na celkový obraz proudového pole. Vizualizace byly prováděny s využitím nitřových sond, ale také roztoku oleje a oxidu titaničitého. K této části práce je nutné podotknout, že vizualizaci proudění je možné získat také využitím aparatury PIV, nicméně dvě uvedené metody jsou fyzikálně „průhlednější“.

Výsledky ze všech zmíněných měření jsou uvedeny ve formě podkapitol vztahujících se k měření jednotlivých zařízení.

Výsledkem práce je:

- znalost vstupního a výstupního rychlostního profilu a průběh gradientu statického tlaku v prostém difuzoru při několika provozních režimech,
- znalost tloušťky mezní vrstvy a blokovací tloušťky ve vstupním řezu pro výše popisované režimy,
- rozbor ztrátového součinitele pro základní případ,
- rychlostní vektorové pole pro vybraný režim provozu aerodynamického tunelu,

- úplná přenosová charakteristika operačního zesilovače a celého systému (zesilovač, dvojice reproduktorů a komora se štěrbinou),
- rozbor rychlostního pole generovaného generátorem syntetizovaného paprsku štěrbinou při několika vybraných budicích frekvencích a vyhodnocení charakterizujících veličin paprsku,
- náhled do frekvenční oblasti generovaného rychlostního pole syntetizovaným paprskem,
- rozbor výstupních rychlostních profilů z difuzoru při buzení mezní vrstvy a vyhodnocení konvekce generovaných vírů hlavním proudem,
- vyhodnocení velikosti oblasti se zpětným prouděním a vizualizace proudění postihující vliv syntetizovaného paprsku na celkový obraz proudění.

Závěry jsou založeny především na středních hodnotách vybraných veličin, popřípadě na fázově středních hodnotách. Bylo by vhodné zabývat se také dynamikou celého rychlostního pole, což by znamenalo vypracovat diametrálně odlišný přístup vyhodnocování dat, s tím by také souvisely odlišné požadavky kladené na primární data.

Tedy pro hlubší pochopení celé problematiky by bylo vhodné získaná data podrobit dalším analýzám popřípadě doplnit soubor primárních dat o výsledky dalších měření.

5 Literatura

- [1] AMECKE, J.; ŠAFARÍK, P.: Data reduction of wake flow measurements with injection of another gas, 1995.
- [2] BANASZUK, A.; NARAYANAN, S.: Adaptive control of flow separation in a planar diffuser. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2003.
- [3] BENAR, N.; BALCON, N.; TOUCHARD, G.; MOREAU, E.: Control of diffuser jet flow: turbulent kinetic energy and spreading enhancements assisted by non-thermal plasma discharge. Experimental Fluid Mechanics, 2008.
- [4] CHANG, P. K.: Separation of flow. Oxford: Pergamon Press, 1970.
- [5] CHANG, P. K.: Control of flow separation: Energy conservation, operational efficiency and safety, Washington: Hemisphere, 1976.
- [6] CHIEKH, B. M.; BÉRA, J. Ch.; SUNYACH, M.: Synthetic jet control for flows in a diffuser: vectoring, spreading and mixing enhancement. Journal of turbulence, 2003.
- [7] CICCÀ, G. M.; IUSO, G.: On the Near field of an axisymmetric synthetic jet. Fluid Dynamics Research 39, 2007.
- [8] CROOK, A.; WOOD, N. J.: Measurements and visualization of synthetic jets. 39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2001.
- [9] DANTEC DYNAMICS: DynamicStudio v3.14. User's Guide, Denmark, 2010.
- [10] DANTEC DYNAMICS: Probes for Hot-wire Anemometry, Denmark, 2012
- [11] DEJČ, M. E.: Technická Dynamika Plynů. SNTL Praha, 1967.
- [12] DUVIGNEAU, R.; VISONNEAU, M.: Simulation and optimization of stall control for an airfoil with a synthetic jet. Aerospace Science and Technology, 2006.
- [13] GAD-EL-HAK, M.: Flow Control: Fundamentals and Practices (Lecture Notes in Physics Monographs). Springer, ISBN 3540639365, 1998.
- [14] GAD-EL-HAK, M.: Flow control: Passive, active, and reactive flow management. Cambridge University Press, ISBN 0-521-03671-2, 2000.
- [15] GALLAS, Q.; WANG, G.; PAPILA, M.; SHEPLAK, M.; CATTAFESTA, L.: Optimization of Synthetic Jet Actuators. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2003.

- [16] GLEZER, A.; AMITAY, M.: Synthetic Jet. Annual Review of Fluid Mechanics, 2002.
- [17] GLEZER, A.: Fluidic-Based Virtual aerosurface shaping. Woodruff School of Mechanical Engineering, 2004.
- [18] GLEZER, A.: Fluidic virtual aerosurfaces for flow control applications. Woodruff School of Mechanical Engineering, 2004.
- [19] HIBŠ, M.: Mezikruhové difuzory I, II, III, IV, V. Výzkumná zpráva, 1955.
- [20] HIBŠ, M.: Podzvukové difuzory. SNTL Praha, 1985.
- [21] HIGASHIURA, M.; NOTOSUKE, M.; HONAMI, S.: Interaction of Synthetic Jet with Diffuser Separation Flow in Low Reynolds Number. 4th Flow Control Conference, 2008.
- [22] HOLMAN, R.; UTTURKAR, Y.; MITTAL, R.; SMITH, B. L.; CATTAFESTA, L.: Formation Criterion for Synthetic Jet. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2005.
- [23] HOZNEDL, M.: Difuzorová proudění se specifickými okrajovými podmínkami. Disertační práce ZČU, 2007.
- [24] IDELČIK, I. E.: Napravljajuščije lopatki v kolenach aerodinamičeskich trub. Leningradskij aerogidrodinamičeskij institut, Techničeskije zametki č. 133, 1036.
- [25] JABBAL, M.; ZHONG, S.: The Near wall effect of synthetic jets in a boundary layer. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2008.
- [26] JOHNSON, W.S.; TENNANT, J.S.; STAMPS, R.E.: Leading-edge rotating cylinder for boundary layer control on lifting surfaces. Journal of Hydronautics 9, 1975.
- [27] COURTA, A.: Separated Flow Control and Actuators Development. Separation Control Workshop, 2008.
- [28] KŮS, V.: Elektrické pohony a výkonová elektronika. Západočeská univerzita v Plzni, ISBN 80-7043-422-8, 2006.
- [29] MATĚJKA, M.; POPELKA, L.: The Study of Influence of Active and Passive Methods of Boundary Layer Control. Experimental Fluid Mechanics, 2006.
- [30] MATĚJKA, M.; POPELKA, L.; NOŽIČKA, J.: Influence of synthetic jet to the compressor blade cascade total loss coefficient. Colloquium FLUID DYNAMICS, 2007.

- [31] McCORMICK, D.C.: Boundary layer separation control with directed synthetic jets. 38th Aerospace sciences Meeting and Exhibit, 2000.
- [32] MELOUN, M.; MILITKÝ, J.: Statistická analýza experimentálních dat. Academia, ISBN 80-200-1254-0, Praha, 2004.
- [33] MIHALY, H.; AMITAY, M.; GLEZER, A.: Virtual Aero-Shaping of an Airfoil at Low Angles of Attack. American Physical Society, 54th Annual Meeting of the Division of Fluid Dynamics November, 2001.
- [34] MODI, V. J.; FERNANDO, M.; YOKOMIZO, T.: Drag Reduction of Bluff Bodies Through Moving Surface Boundary Layer Control. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1990.
- [35] NISHIZAWA, A.; TAKAGI, S.: Toward smart control of separation around a wing
- [36] OOSTHUIZEN, P. H.; CARSCALLEN, W. E.: Compressible Fluid Flow. McGraw-Hill Companies, New York , ISBN 0-07-048197-0,1997.
- [37] PATEL, V. C.; HEAD, M.R.: Reversion of Turbulent to Laminar Flow. The Journal of Fluid Mechanics, 1968.
- [38] PROCHÁZKA, P.; ŠONSKÝ, J.; URUBA, V.: Actuators for flow control based on plasma principle. Colloquium FLUID DYNAMICS, 2008.
- [39] RIZZETTA, D. P.; VISBAL, M. R.; STANEK, M. J.: Numerical investigation of synthetic-jet flow. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1999.
- [40] ŘEZNÍČEK, R.: Visualisace proudění. Academia, nakladatelství Československé akademie věd, Praha, 1972.
- [41] SCHLICHTING, H.; Gersten, K.: Boundary-Layer Theory. 8th Revised and Enlarged Edition. Springer, ISBN 3-540-66270-7 , Berlin, 2000.
- [42] SIMPSON, R. L.: Aspects of turbulent boundary-layer separation. Progress in Aerospace Sciences, 1996.
- [43] SMITH, B. L.; GLEZER, A.: The formation and evolution of synthetic jets. Physics of Fluids, 1998.
- [44] SMITH, B. L.; SWIFT, G. W.: A comparison between synthetic jets and continuous jets. Experiments in Fluids, Experimental Methods and their Applications to Fluid Flow, 2003.

- [45] SMITH, D. R.; WYOMING, U.: A study of the formation and scaling of a synthetic jet.
- [46] ŠŤASTNÝ, M.; BRICH, J.: Postup zpracování experimentálních dat výzkumu třírozměrného proudění nestlačitelné tekutiny rovinnou lopatkovou mříží turbínového typu a program AA5B. Technická zpráva Tp VZ 9/71, ŠKODA Plzeň, 1977.
- [47] TESAŘ, V.; HUNG, CHUAN-HSIANG; ZIMMERMAN, W.B.: No-moving-part hybrid-synthetic jet actuator. *Sensors and Actuators*, 2006.
- [48] TESAŘ, V.: Configurations of fluidic actuators for generating hybrid-synthetic jets. *Sensors and Actuators*, 2007.
- [49] TESAŘ, V.: Mezní vrstvy a turbulence. Ediční středisko ČVUT, Praha, 1986.
- [50] TESAŘ, V.; TRÁVNÍČEK, Z.; KORDÍK, J.; RANDA, Z.: Experimental investigation of a fluidic actuator generating hybrid-synthetic jets. *Sensors and Actuators A* 138 (2007), 213–220
- [51] TRÁVNÍČEK, Z.; VÍT, T.; TESAŘ, V.: Hybrid synthetic jet as non-zero-net-mass-flux jet. *Physics of Fluids*, 2006.
- [52] TROPEA, C; YARIN, A; FOSS, J.F.: *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*, Springer, ISBN 978-3-540-33582-5, 2007
- [53] URUBA, V.: Flow Control Using Synthetic Jet Actuators. *Engineering Mechanics*, Institute of Hydrodynamics AS CR, pp.25-26, ISBN 80-85918-88-9, 2004.
- [54] URUBA, V.: On Physics of a Synthetic Jet. *Engineering Mechanics*. Institute of Hydrodynamics AS CR, pp. 321-322, ISBN 80-85918-93-5, 2005.
- [55] URUBA, V.: On a Synthetic Jet Flow. *Proceedings in Applied Mathematics and Mechanics*, pp. 557-558, 2005.
- [56] URUBA, V.: O úloze odtržení mezní vrstvy při silové interakci proudící tekutiny s obtékaným povrchem. *Interactions and Feedbacks*, Praha, 2010.
- [57] URUBA, V.; KNOB, M.: Dynamics of a boundary layer separation. *Colloquium FLUID DYNAMICS*, Institute of Hydrodynamics AS CR, 2007.
- [58] URUBA, V.; KNOB, M.: Dynamics of controlled boundary layer separation. *Colloquium FLUID DYNAMICS*, 2007.

- [59] URUBA, V.; KNOB, M.: Application of the orthogonal decomposition. XXII Symposium on Anemometry, Holany-Litice, Institute of Hydrodynamics AS CR, pp.103-108, ISBN 978-80-87117-04-0, 2008.
- [60] URUBA, V.; KNOB, M. POPELKA, L.: Control strategies for boundary layer separation. XXVI Setkání kateder mechaniky tekutin a termomechaniky, 2007.
- [61] URUBA, V.: Turbulence. České vysoké učení technické, Praha, ISBN 978-80-01-04330-1, 2009.
- [62] YOU, D.; MOIN, P.: Active control of flow separation over an airfoil using synthetic jets. Journal of Fluids and Structures, 2008.
- [63] WALKER, G. J.: Wall proximity corrections for hot-wire readings. 8th Australasian Fluid Mechanics Conference, University of Newcastle, 1983.
- [64] WILLS, J. A. B.: The correction of hot-wire readings for proximity to a solid boundary. Journal of Fluid Mechanics, Volume 12, Issue 03, March 1962, pp 388-396.
- [65] ZARJANKIN, A. E.; SIMONOV, B. P.: Vychlopnye patrubki parovych i gazovych turbin. Izdatelstvo MEI, 2002.
- [66] ZANDER, V.; HECKLAU, M.; NITSCHKE, W.; HUPPERTZ, A.; SWOBODA, M.: Active flow control by means of synthetic jets on a highly loaded compressor cascade. Turbomachinery Fluid Dynamics and Thermodynamics, 2011.

6 Publikovaná literatura

Příspěvky na konferencích:

- [1] SEDLÁK, K.; KRIVÁNKA, D.; HRUŠKA, J.; MILČÁK, P.: Comparison of velocity profile measured on an aerodynamic diffuser by the PIV method and pneumatic probe with numeric simulation. *In 22nd Symposium on anemometry*, Holany, 2008. ISBN 978-80-87117-04-0.
- [2] MILČÁK, P.; KRIVÁNKA, D.; SEDLÁK, K.; LINHART, J.: Kalibrace pětivotrové sondy. *In Power system engineering, Thermodynamics & fluid flow*. Plzeň, 2009. s.209-215. ISBN 978-80-7043-665-3.
- [3] SEDLÁK, K.; LINHART, J.; BEHENSKÝ, J.; VALD, A.: Zkracování délky dvouproudého NT tělesa pomocí tvarování deflektoru. *Strojárstvo - strojírenství*. -, č. 6 (2009), s. 237-239. ISSN 1335-2938. [Stretnutie katedier mechaniky tekutín a termomechaniky. Jasná, Demanovská dolina, 2009.
- [4] KLÁŠTERKA, H.; SEDLÁK, K.: PŘÍSPĚVEK K PROBLEMATICE BUZENÍ MEZNÍ VRSTVY SYNTETICKÝM PAPRSKEM. 8th conference on Power System Engineering, Thermodynamics & Fluid Flow ES 2009. Plzeň: ZČU Plzeň, ISBN 978-80-7043-804-9.
- [5] URUBA, V.; Sedlák, K.: BOUNDARY LAYER SEPARATION IN DIFFUSER. *Engineering Mechanics*, ISBN 978-80-86246-35-2, Svatka, 2009.
- [6] URUBA, V.; Sedlák, K. Flow around Ahmed Body. *Conference Topical Problems of Fluid Mechanics*, ISBN 978-80-87012-19-2, Praha, 2009.
- [7] URUBA, V.; Knob, M.; Sedlák, K.: Flow in Wake of Ahmed Body. *Strojárstvo - strojírenství*. -, č. 6 (2009), s. 266-269. ISSN 1335-2938. [Stretnutie katedier mechaniky tekutín a termomechaniky. Jasná, Demanovská dolina, 2009.
- [8] URUBA, V.; Sedlák, K.: Vortical Structures in a Boundary Layer Separation Region. 8th conference on Power System Engineering, Thermodynamics & Fluid Flow ES 2009. Plzeň: ZČU Plzeň, 2009 S.209-214. ISBN 978-80-7043-804-9.
- [9] HOZNEDL, M; TAJČ, L.; KREJČÍK, J.; BEDNÁŘ, L.; SEDLÁK, K.; LINHART, J.: Exhaust hood for steam turbines-single-flow arrangement. *Frontiers of Energy and Power Engineering in China*, ISSN 1673-7393, 2009.
- [10] SEDLÁK, K.; HOZNEDL, M.: Vliv výztuh na ztráty ve výstupním hrdle parní turbíny. *Topical problems of fluid mechanics 2010*, ISBN 978-80-87012-25-3, Praha, 2010.
- [11] SEDLÁK, K.; KÁPL, V.; LINHART, J.: Vlastnosti syntetizovaného paprsku. 9th conference on Power System Engineering, Thermodynamics & Fluid Flow, ES 2010. Plzeň: ISBN 978-80-7043-804-9, ZČU Plzeň, 2010.

- [12] SEDLÁK, K.; HOZNEDL, M.: Snižování ztrát jednoproudých výstupních hrdel parní turbíny. Turbostroje 2010. Plzeň: ISBN 978-80-7043-804-9, ZČU Plzeň, 2010.
- [13] SEDLÁK, K.; HOZNEDL, M.: Vliv vestaveb na ztráty v jednoproudém výstupním hrdle parní turbíny. 9th Conference on Power System Engineering, Thermodynamics & Fluid Flow, ES 2010. Plzeň: ISBN 978-80-7043-804-9, ZČU Plzeň, 2010.
- [14] SEDLÁK, K.; HOZNEDL, M.: Vliv desek na ztráty jednoproudého výstupního hrdla parní turbíny. Modelování proudění v leteckých a průmyslových aplikacích. Transfer 12/2010, Praha, 2010.
- [15] SEDLÁK, K.; SOVA, L.; HOZNEDL, M.: Vliv deskových výztuh na proudění ve výstupním tělese parní turbíny. Praha, 2011.
- [16] SEDLÁK, K.; KÁPL, V.; LINHART, J.: Generování syntetizovaného paprsku v klidném prostředí. Energetické stroje 2011, Plzeň, 2011.
- [17] SEDLÁK, K.; SOVA, L.; HOZNEDL, M.: Vliv deskových výztuh na proudění ve výstupním tělese parní turbíny. Praha, 2011.
- [18] ŽITEK, P.; SEDLÁK, K.: Monitoring of hydrodynamic couple coefficients in tube row with one oscillated tube. Energetické stroje 2011. Plzeň, 2011.
- [19] ŽITEK, P.; SEDLÁK, K.: Porovnání účinnosti cyklů tepelné elektrárny. Setkání kateder mechaniky tekutin a termomechaniky, Špindlerův Mlýn, 2011.
- [20] SEDLÁK, K.; HOZNEDL, M.; ŽITEK, P.: Studie vlivu vstupních parametrů na ztráty jednoproudých výstupních hrdel parní turbíny. Modelování proudění v leteckých a průmyslových aplikacích. Transfer 12/2011, Praha, 2011.
- [21] SEDLÁK, K.: Vliv syntetizovaného paprsku na proudění v rozeviratelném difuzoru. Referát ke státní doktorské zkoušce, ZČU v Plzni, 2011.
- [22] SEDLÁK, K.; VOREL, J.; LINHART, J.: Charakteristiky rovinného podzvukového difuzoru. Power System Engineering, Thermodynamics & Fluid Flow 2012, Srní, 2012. ISBN 978-80-261-0113-0.
- [23] POUBA, Z.; SEDLÁK, K.; HOZNEDL, M.: VLIV ZKRACOVÁNÍ AXIÁLNÍ DÉLKY DIFUZORU V JEDNOPROUDÉM VÝSTUPNÍM HRDLE PARNÍ TURBÍNY. Power System Engineering, Thermodynamics & Fluid Flow 2012, Srní, 2012. ISBN 978-80-261-0113-0.
- [24] EPIKARIDIS, P.; SEDLÁK, K.; ŠTĚCH, J.: MĚŘENÍ PRIZMATICKÉ LOPATKOVÉ MŘÍŽE NA AERODYNAMICKÉM TUNELU. Power System Engineering, Thermodynamics & Fluid Flow 2012, Srní, 2012. ISBN 978-80-261-0113-0.
- [25] SEDLÁK, K.: Řízení mezní vrstvy v rovinném difuzoru. Power System Engineering, Thermodynamics & Fluid Flow 2013, Plzeň, 2013. ISBN 978-80-261-0230-4.

Technické zprávy:

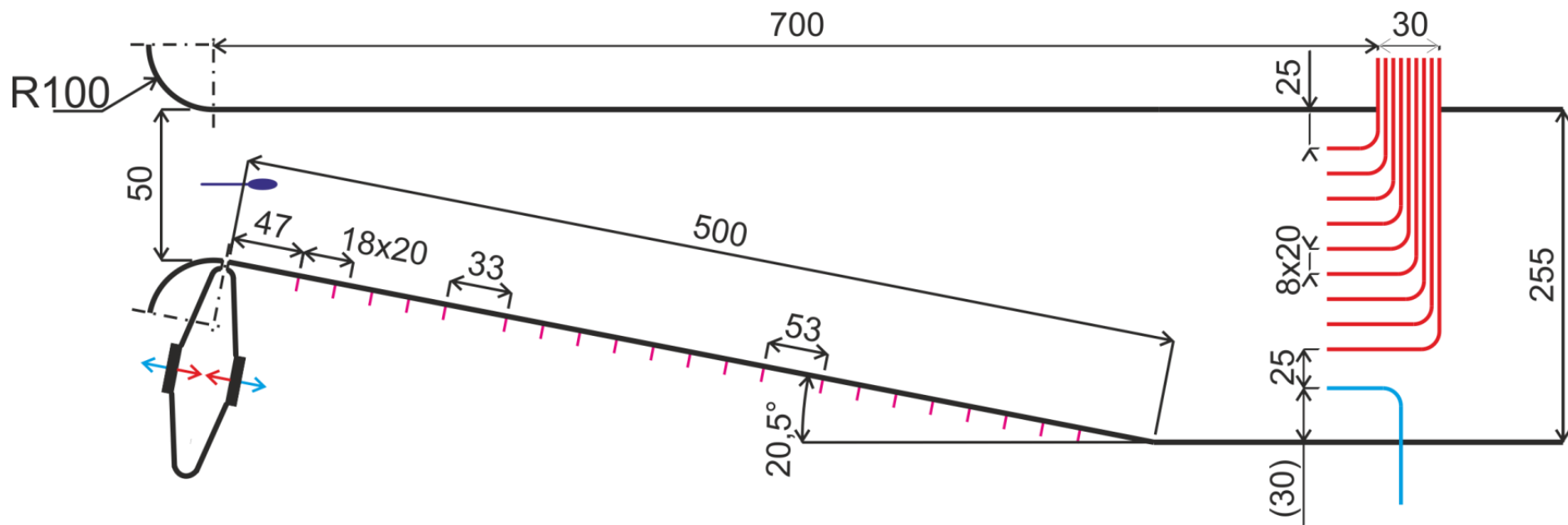
- [1] VALD, A.; SEDLÁK, K.; LINHART, J. Zkracování délky dvouproudeho NT tělesa pomocí tvarování deflektoru. Technical report, KKE-02-08, 2008.
- [2] JANSKÝ, V.; SEDLÁK, K.; LINHART, J. Vliv výztuh na proudění v modelu jednoproudeho výstupního hrdla při uvažování rotace proudu. Technical report, KKE-03-08, 2008.
- [3] BEHENSKÝ, J.; SEDLÁK, K.; LINHART, J. Zkracování délky dvouproudeho NT tělesa pomocí tvarování deflektoru. Technical report, KKE-04-08, 2008.
- [4] MILČÁK, P.; SEDLÁK, K.; KRIVÁNKA, D. KALIBRACE PĚTIOTVOROVÉ SONDY. Technical report, ŠKODA POWER a.s., 2008.
- [5] SEDLÁK, K.; MILČÁK, P. Chyby měření průtoku UV. Technical report, ZČU FST KKE, 2010.
- [6] SEDLÁK, K.; HOZNEDL, M. Vliv vestaveb výstupního hrdla parní turbíny na ztráty. Technical report ŠKODA POWER, Ltd., VZTP 1053, 2011.
- [7] REZEK, M.; SEDLÁK, K. Numerické modelování syntetizovaného paprsku v klidném prostředí. Technical report, KKE-08-10,2011.
- [8] SEDLÁK, K.; LINHART, J. Zvyšování účinnosti průtočné části turbostrojů: Aktivní řízení mezní vrstvy v rovinném difuzoru. Technical report, KKE-02-11,2011.
- [9] SEDLÁK, K.; ŽITEK, P.; WALDMANN, V. Měření hladiny akustického tlaku emitovaného radiálním ventilátorem. Technical report, KKE-10-11,2011.
- [10] SEDLÁK, K.; HOZNEDL, M. Vliv vestaveb výstupního hrdla parní turbíny na ztráty - souhrn výsledků. Technical report, ŠKODA POWER, Ltd., VZTP 1059,2012.
- [11] SEDLÁK, K.;HOZNEDL, M. Vyhodnocení ztrátových součinitelů přímých lopatkových mříží, měřených na středorychlostním tunelu ŠKODA. Technical report ŠKODA POWER, Ltd., VZTP 1062,2012.
- [12] SEDLÁK, K.; LINHART, J. Vybrané charakteristiky syntetizovaného paprsku generovaného v klidném prostředí. Technical report, KKE-04-12, 2012.
- [13] HOZNEDL, M.; SEDLÁK, K.; POUBA, Z.; BEDNÁŘ, L. Popis měření proudových charakteristik posledního stupně a tělesa NT dílu Temelín – 1. blok. Technical report ŠKODA POWER, Ltd., VZTP 1063, 2012.
- [14] SEDLÁK, K.; TAJČ, L. Revize kalibračních rovnic sondy používané pro měření proudění mokré vodní páry v lopatkových strojích. Technical report, ŠKODA POWER, Ltd., TZTP 868, 2013.

- [15] BEDNÁŘ, L.; SEDLÁK, K.; HOZNEDL, M.; TAJČ, L. Výsledky měření hluku generovaného paroproudou vývěvou a startovacím ejektorem. Technical report, ŠKODA POWER, Ltd., TZTP 879, 2013.
- [16] SEDLÁK, K.; POUBA, Z.; BEDNÁŘ, L. Měření hluku generovaného ve strojově paroplynového turbosoustrojí 880 MWe v Elektrárně Počeradý. Technical report, ŠKODA POWER, Ltd., TZTP 880, 2013.
- [17] SEDLÁK, K.; LINHART, J. Průtočné charakteristiky rovinného difuzoru. Technical report, KKE-02-11, 2013.
- [18] SEDLÁK, K.; LINHART, J. Vybrané výsledky řízení mezní vrstvy v rovinném difuzoru syntetizovaným paprskem. Technical report, KKE-03-13, 2013.

Funkční vzorky:

- [1] SEDLÁK, K.; ŽITEK, P. Stojan kamery systému PIV. Funkční vzorek KKE, 2011.
- [2] SEDLÁK, K.; ŽITEK, P. Traverzér kalibračního terčíku. Funkční vzorek KKE, 2011.
- [3] ŽITEK, P.; SEDLÁK, K. Stojan laseru systému PIV s nástavci. Funkční vzorek KKE, 2011.
- [4] ŽITEK, P.; SEDLÁK, K. Výukový model rotující nádoby. Funkční vzorek KKE, 2011.
- [5] SEDLÁK, K.; ŽITEK, P. Výukový model pro demonstraci součinitele odporu vybraných těles. Funkční vzorek KKE, 2012.
- [6] SEDLÁK, K.; ŽITEK, P. Demonstrování vzniku sil na obecných plochách (výukový model). Funkční vzorek KKE, 2013.

7 Přílohy



Příloha 1.: Schéma měření na difuzoru



Hlubokotónový reproduktor ARN - 100 - 60/8

Hlubokotónový reproduktor se stíněným magnetickým obvodem pro aplikace v malých reproduktorových soustavách, u kterých se předpokládá provoz v blízkosti TV přijímačů nebo monitorů.

AKUSTICKÁ DATA

Jmenovitý šumový příkon ¹⁾	25	W
Krátkodobý maximální příkon ²⁾	50	W
Jmenovitá impedance	8	Ohm
Rezonanční kmitočet F_s ⁴⁾	70.0	Hz
Jmenovitý kmitočtový rozsah	100 - 6000	Hz
Charakteristická citlivost ³⁾	84	dB

TS PARAMETRY

Pořízeno MLSSAD-0-10		
Efektivní plocha membrány S_d	47	cm ²
Stejnoseměrný odpor kmitací cívky R_e	7.5	Ohm
Mechanický činitel jakosti Q_{ms}	1.97	
Elektrický činitel jakosti Q_{es}	0.93	
Celkový činitel jakosti Q_{ts}	0.63	
Indukčnost kmitací cívky L_e	0.2	mH
Ekvivalentní objem V_{as}	5.1	l
Celková kmitající hmotnost M_{ms}	3.0	g
Mechanická poddajnost závěsu C_{ms}	1659	uM/Newton
Silový faktor Bl	3.3	Tm
Maximální lineární výchylka X_{max} ⁵⁾	0.5	Mm

MECHANICKÁ DATA

Materiál kmitací cívky	hliník	
Průměr kmitací cívky	18.4	mm
Výška vinutí kmitací cívky	4.5	mm
Průměr jádra	18	mm
Výška vzduchové mezery	4	mm
Vnější průměr magnetu	55	mm
Vnitřní průměr magnetu	24	mm
Výška magnetu	14	mm
Vnější průměr kompenzačního magnetu	55	mm
Vnitřní průměr kompenzačního magnetu	24	mm
Výška kompenzačního magnetu	8.1	mm
Hmotnost	0.6	kg

ZKUŠEBNÍ PODMÍNKY

Zkušební napětí	4.2	V
Kmitočtový rozsah	50 - 16000	Hz

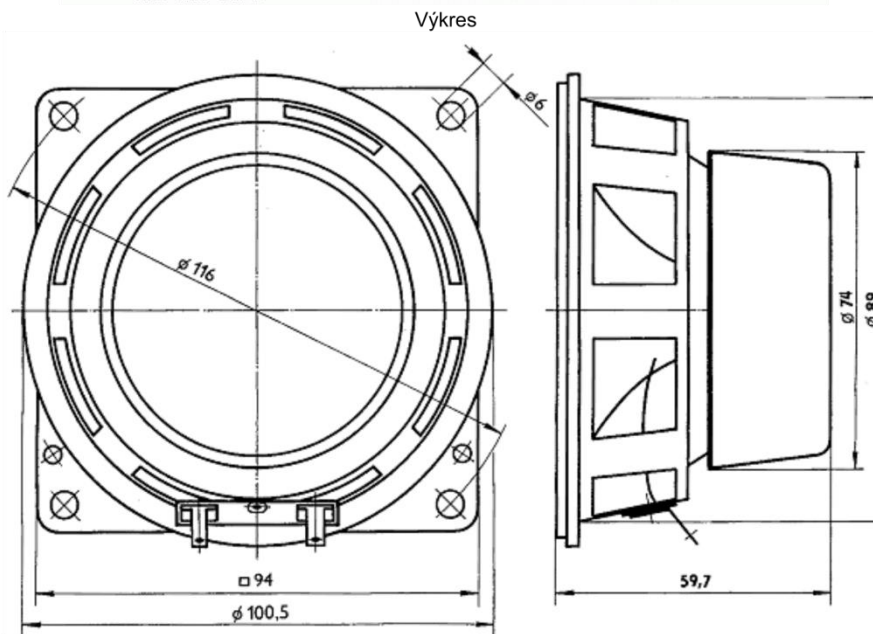
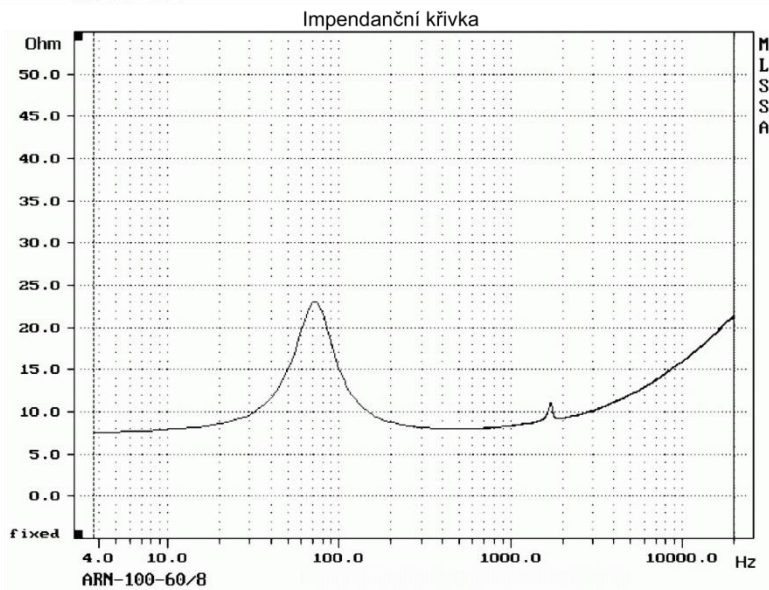
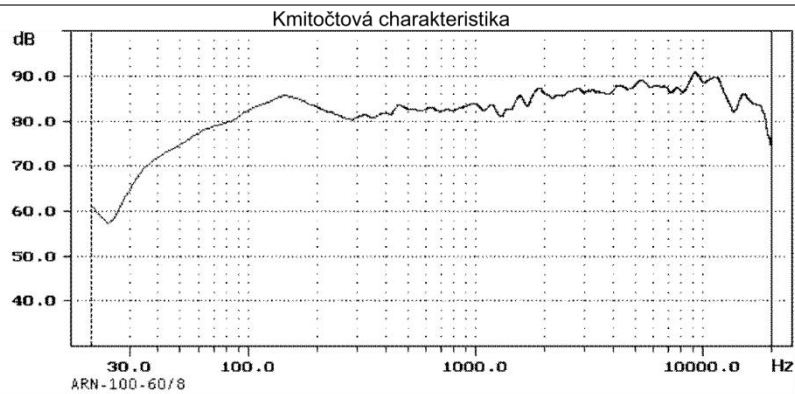
1) DIN IEC 268-5, uzavřená ozvučnice 2,5 dm³.

2) ČSN IEC 2685, uzavřená ozvučnice 2,5 dm³.

3) ČSN IEC 2685, standardní ozvučnice. 1W, 1 m, 100 - 6000 Hz

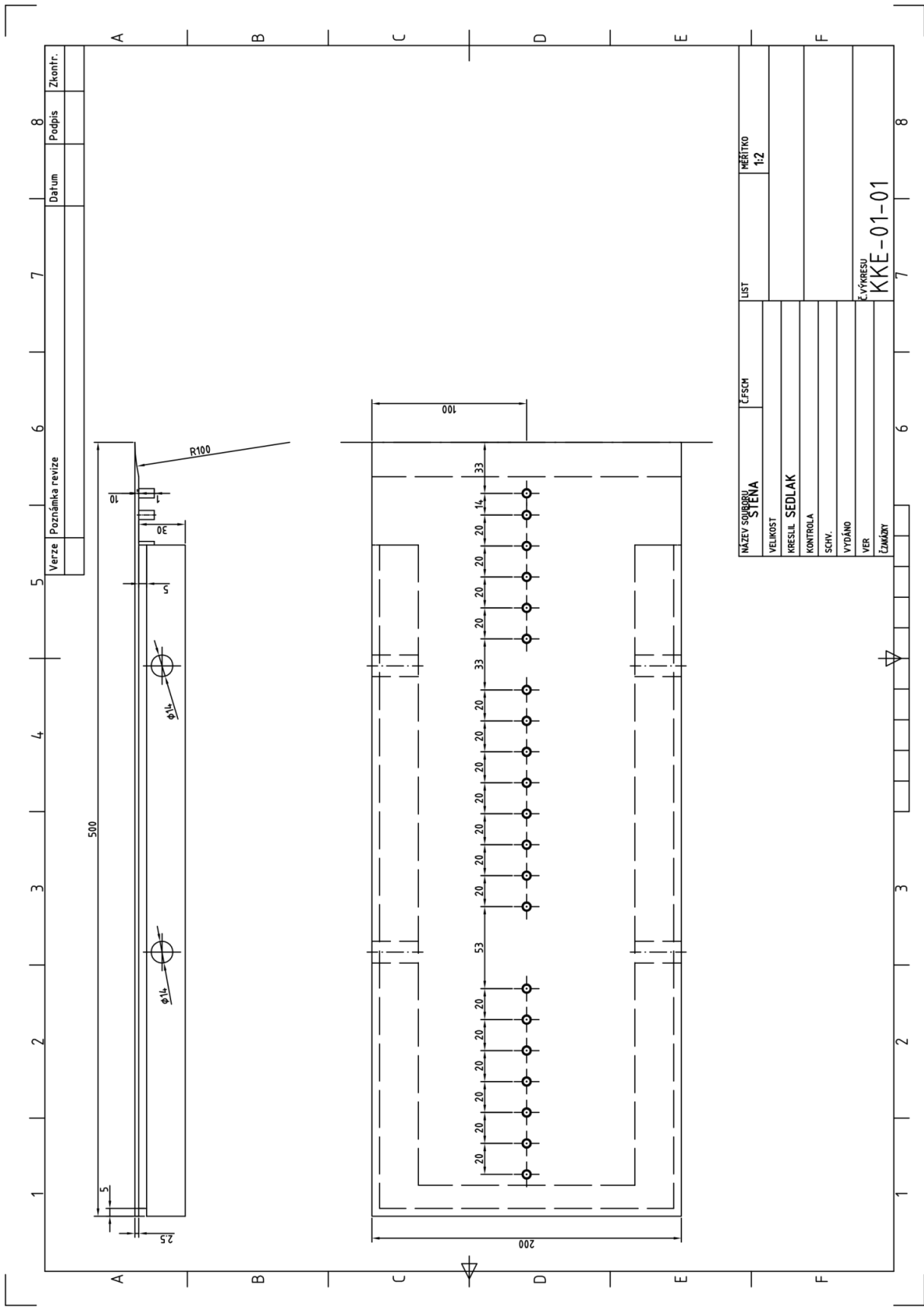
4) ±10 Hz

5) Špička - špička



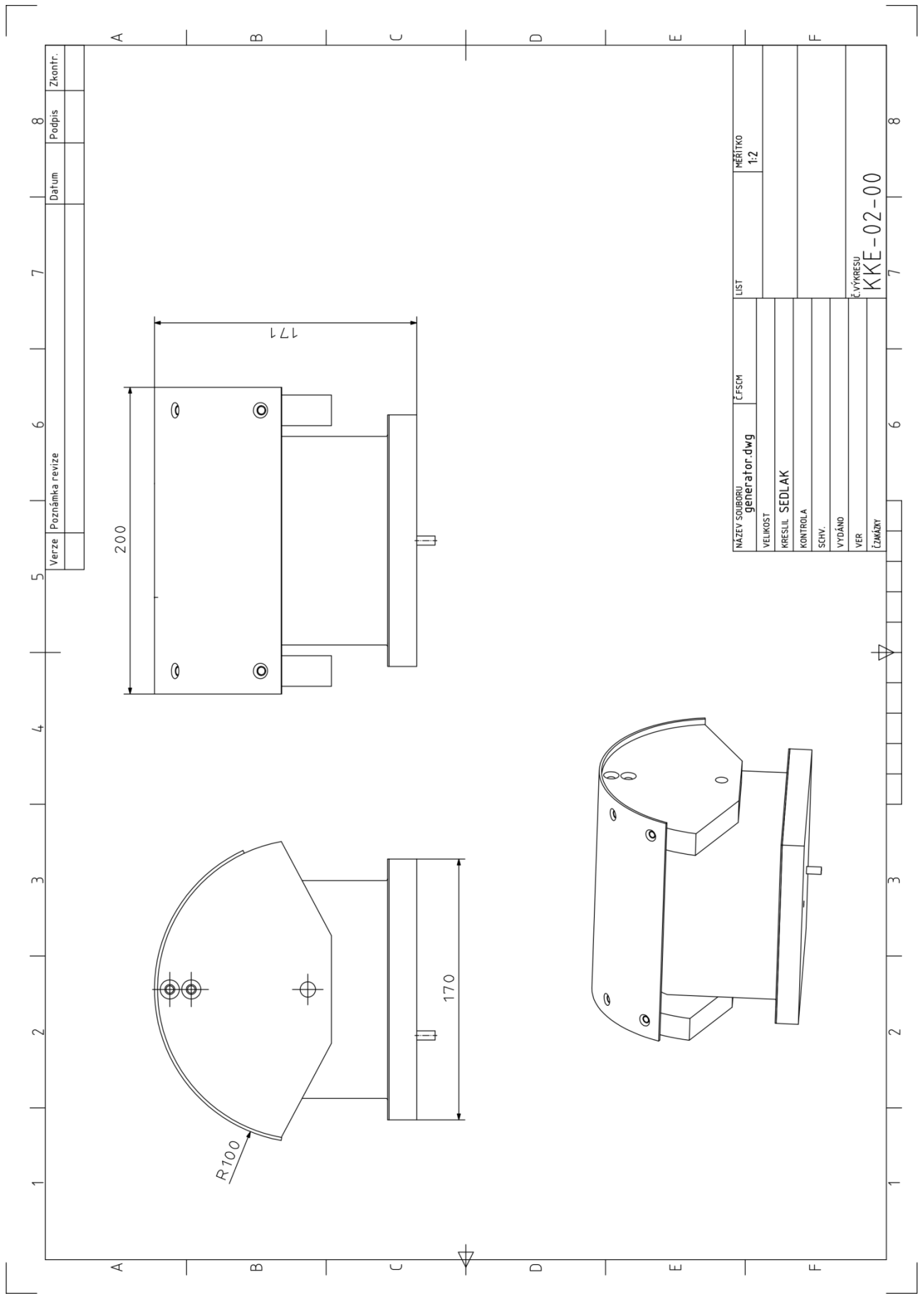
TVM spol. s r. o., Hemy 12, 757 01 Valašské Meziříčí, www.tvm -valmez.cz, tvm@tvm -valmez.cz
 telefonní čísla +420 571 673 271, +420 571 673 255, fax: +420 571 611 350

Příloha 2.: Charakteristiky použitého reproduktoru

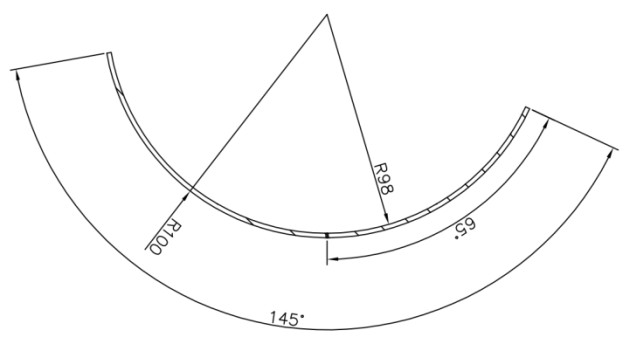
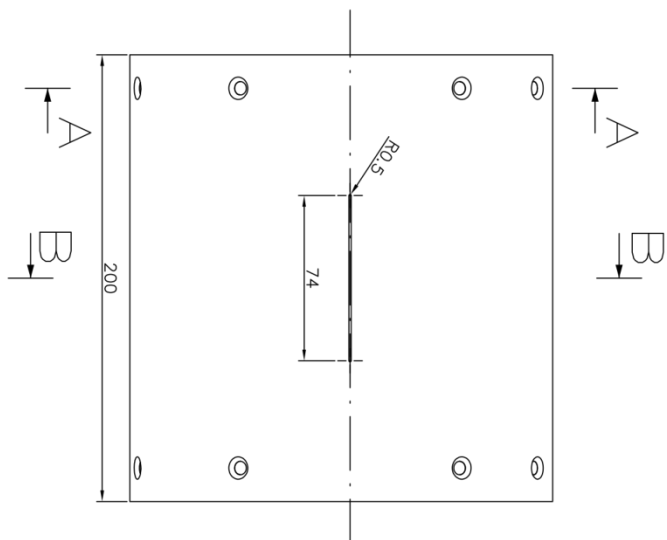
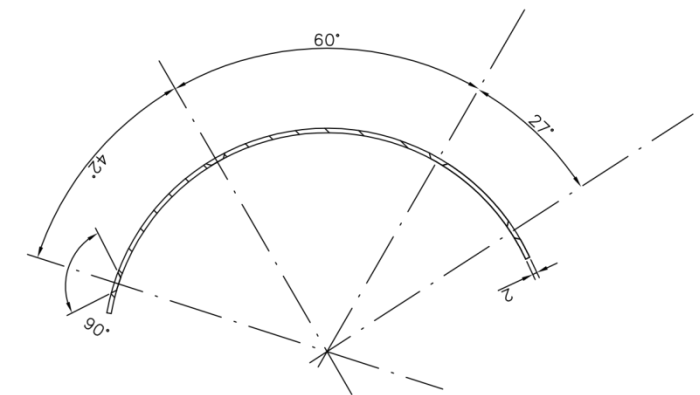


Verze	Poznámka revize	Datum	Podpis	Zmnož.
				8

NÁZEV SOUBĚRNÍ	ČÍSLO	LIST	MEŘITKO
STĚNA			1:2
VELIKOST			
KRESLIL	SEDLÁK		
KONTROLA			
SCHEM.			
VYDÁNO			
VER			
Č. VÝKRESU	KKE-01-01		
Č. ZÁMĚRY			

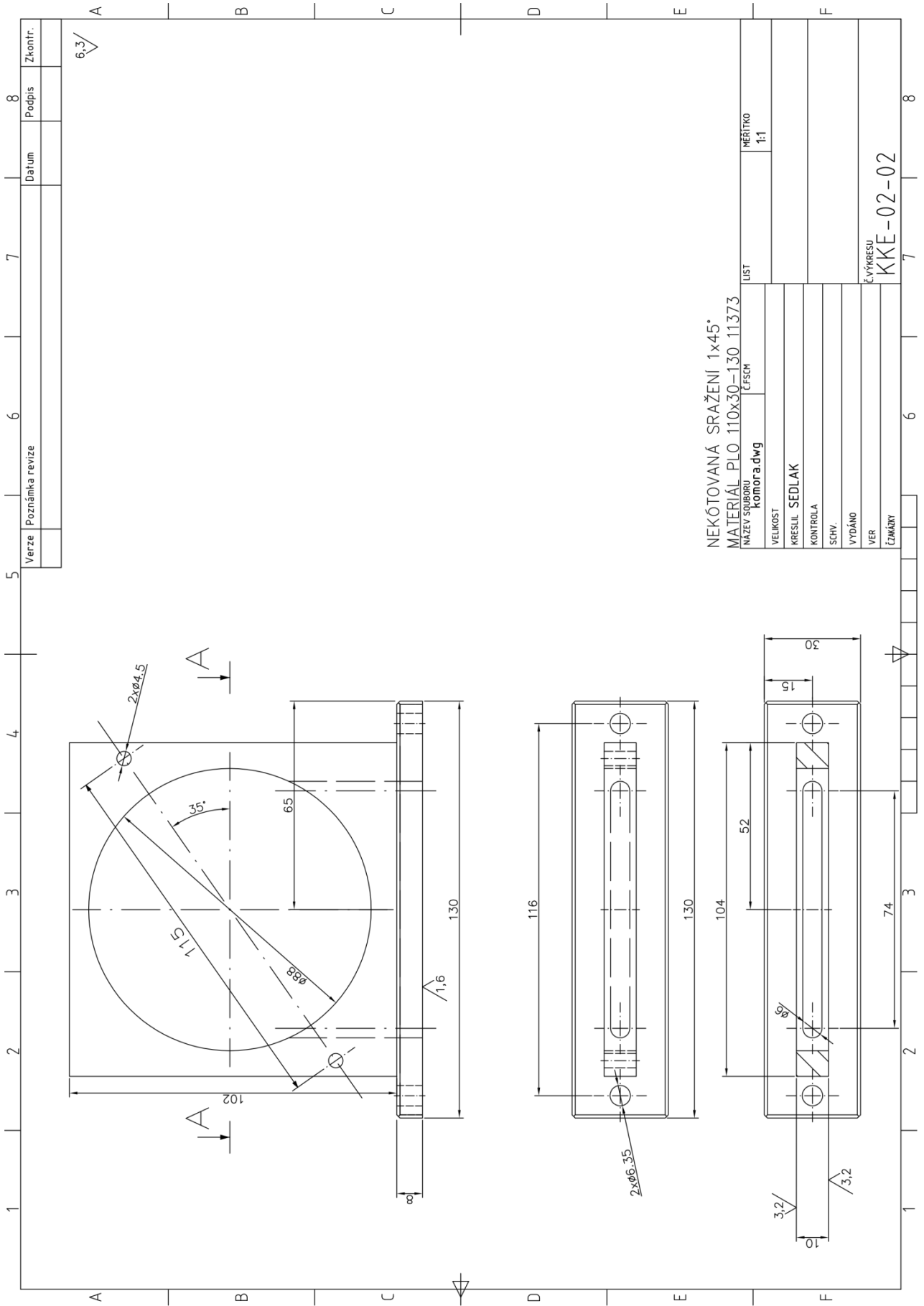


Verze	Poznámka	revize	Datum	Podpis	Zkontř.



			1	2	3	4	5	6	7	8
F	E	D	C	B	A					
			1	2	3	4	5	6	7	8

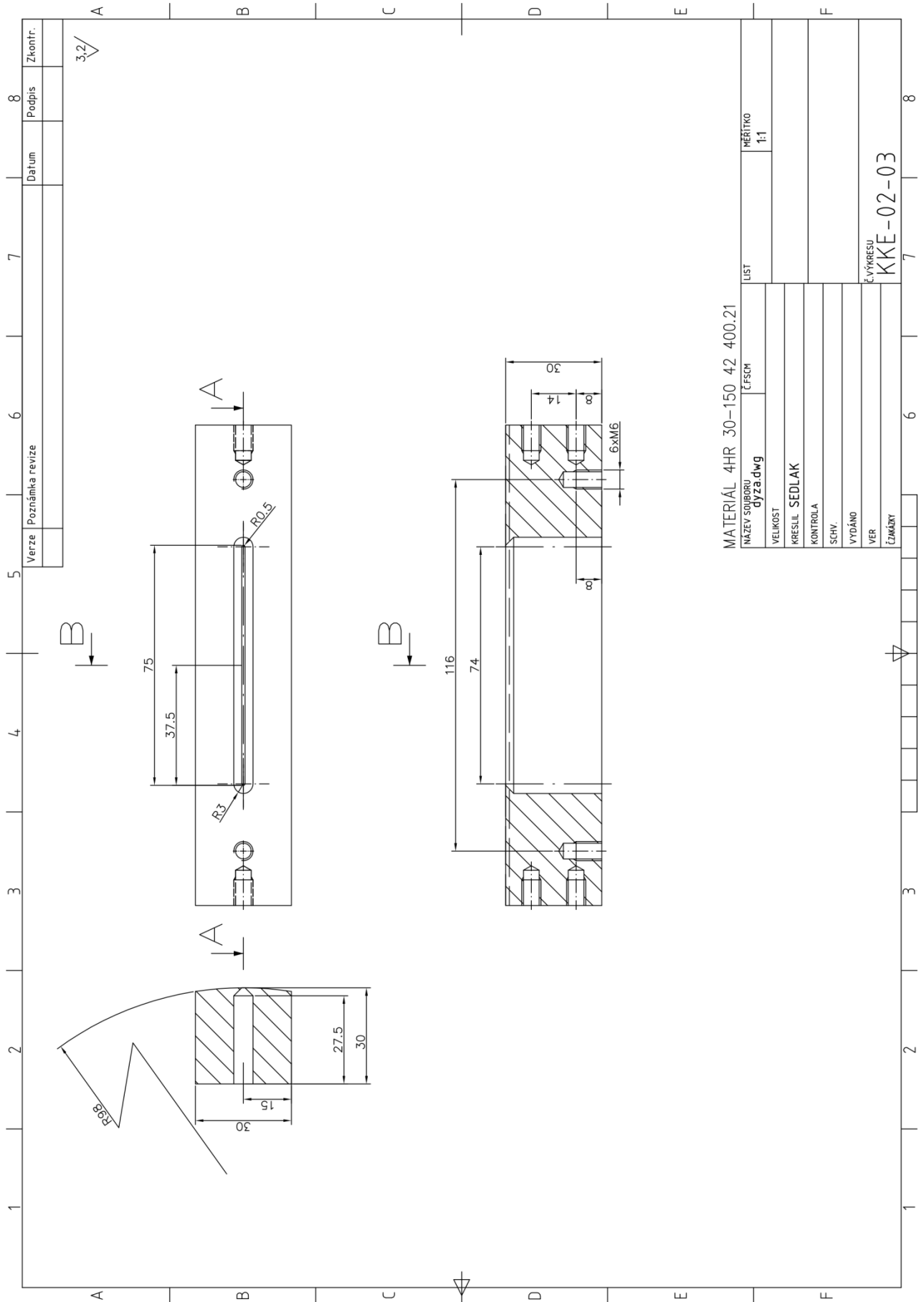
NAZEV SOUBORU plech.dwg	ČÍSLO	LIST	MĚŘÍTKO 1:2
VELIKOST			
KRESIL SEDLAK			
KONTROLA			
SCHV.			
VYDÁNO			
VER		Č. VÝKRESU	
ČZKÁŘI		KE-02-01	



5	Verze	Poznámka revize	6	7	8
	Datum			Podpis	Zkontr.

NEKÓTOVANÁ SRAŽENÍ 1x45°
MATERIÁL PLO 110x30-130 11373

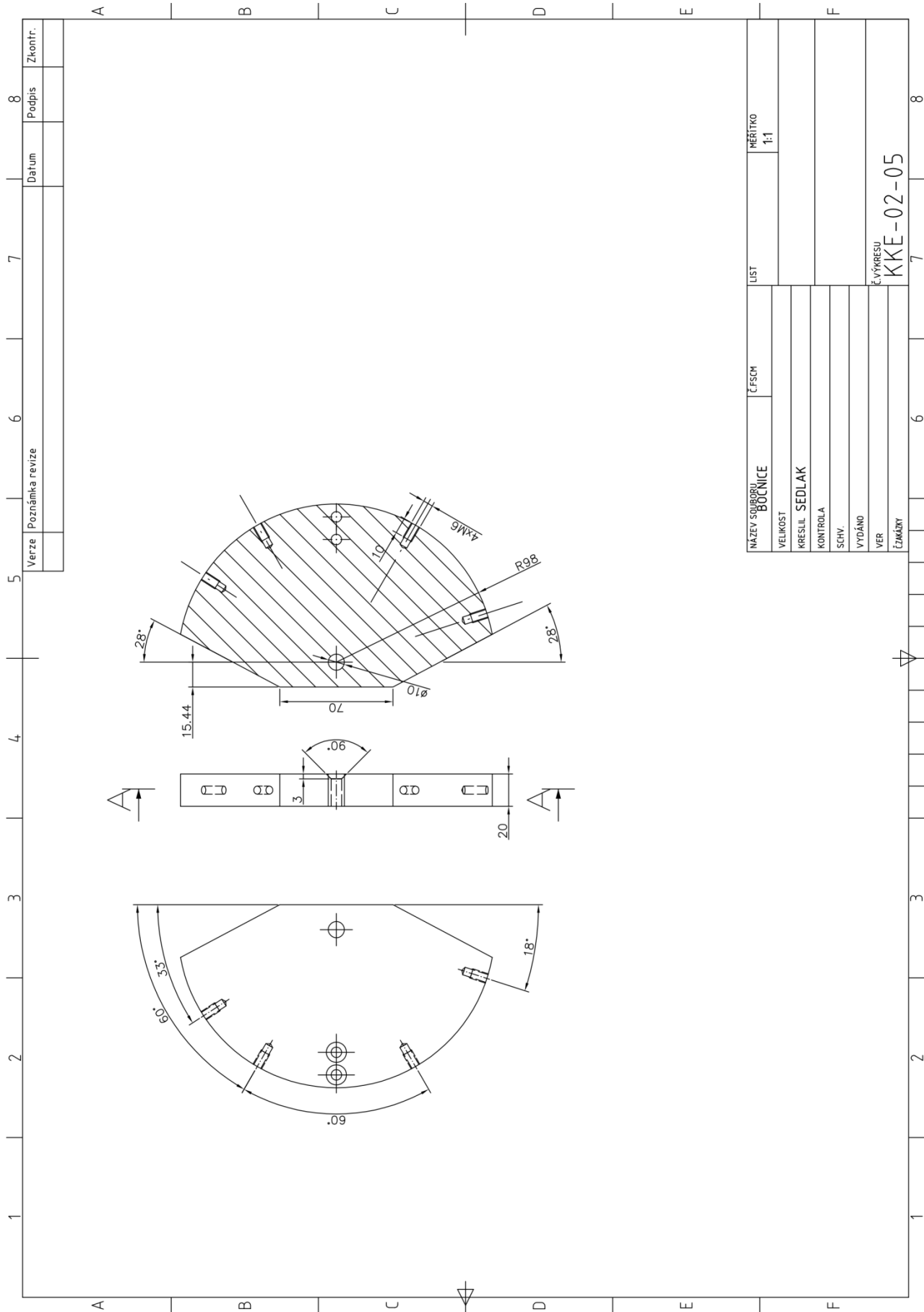
6	NAZEV SOUBORU	ČÍSLO	LIST	MĚŘÍTKO	7
	komora.dwg	1750M		1:1	
	VELIKOST				
	KRESLIL	SEDLAK			
	KONTROLA				
	SCHV.				
	VYDÁNO				
	VER				
	ČÍSLO				
	E.VÝKRESU				
	KKK-02-02				8



5	Verze Poznámka revize	7	Datum	8	Podpis	Zkontř.
6						

MATERIÁL 4HR 30-150 42 400.21

IMÁZEV SOUBORU	ČÍSLO	LIST	MĚŘÍTKO
dýza.dwg			1:1
VELIKOST			
KRESLIL SEDLAK			
KONTROLA			
SCHV.			
VYDÁNO			
VER			
ČÍSLO	KKE-02-03		
	6	7	8



Verze	Poznámka revize							
Datum							Podpis	Zkontřr.

NÁZEV SOUBORU	ČÍSLO	LIST	MĚŘÍTKO
BOČNICE			1:1
VELIKOST			
KRESLIL	SEDLÁK		
KONTROLA			
SCHEM.			
VYDÁNO			
VER			
ČÍSLO KRESKY			

KKK-02-05