

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
FAKULTA STROJNÍ

Studijní program: B 2301 Strojní inženýrství
Studijní obor: Stavba energetických strojů a zařízení

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Experimentální vyšetření místa odtržení proudu od stěny v difuzoru

Autor: **Jaroslav VOREL**
Vedoucí práce: **Prof. Ing. Jiří LINHART, CSc.**

Akademický rok 2011/2012

Prohlášení o autorství

Předkládám tímto k posouzení a obhajobě bakalářskou práci, zpracovanou na závěr studia na Fakultě strojní Západočeské univerzity v Plzni.

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval samostatně, s použitím odborné literatury a pramenů, uvedených v seznamu, který je součástí této bakalářské práce.

V Plzni dne:

.....

podpis autora

Autorská práva

Podle *Zákona o právu autorském. č.35/1965 Sb. (175/1996 Sb. ČR) § 17* a *Zákona o vysokých školách č. 111/1998 Sb.* je využití a společenské uplatnění výsledku bakalářské práce, včetně uváděných vědeckých a výrobně-technických poznatků nebo jakékoliv nakládání s nimi možné pouze na základě autorské smlouvy za souhlasu autora a Fakulty strojní Západočeské univerzity v Plzni.

Poděkování

Tímto bych chtěl poděkovat vedoucímu této bakalářské práce prof. Ing. Jiřímu Linhartovi, Csc. a konzultantu Ing. Kamilu Sedlákovu za poskytnuté materiály, vstřícný přístup, odborné rady a konzultace, bez nichž by tato práce nemohla být realizována.

ANOTAČNÍ LIST BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

| | | | |
|----------------------|--|--------------------------|------------------------------|
| AUTOR | Příjmení Vorel | Jméno Jaroslav | |
| STUDIJNÍ OBOR | 2301R016 „Stavba energetických strojů a zařízení“ | | |
| VEDOUcí PRÁCE | Příjmení (včetně titulů) prof. Ing. Linhart, CSc. | Jméno Jiří | |
| PRACOVISŤE | ZČU-FST-KKE | | |
| DRUH PRÁCE | DIPLOMOVÁ | BAKALÁŘSKÁ | NEHODÍCÍ ŠKRTNĚTE |
| NÁZEV PRÁCE | Experimentální vyšetření místa odtržení proudu od stěny v difuzoru | | |

| | | | | | |
|----------------|---------|----------------|-----|--------------------|------|
| FAKULTA | Strojní | KATEDRA | KKE | ROK ODEVZD. | 2012 |
|----------------|---------|----------------|-----|--------------------|------|

Počet stran (A4 a ekvivalentů A4)

| | | | | | |
|---------------|----|---------------------|----|----------------------|---|
| CELKEM | 54 | TEXTOVÁ ČÁST | 52 | GRAFICKÁ ČÁST | 2 |
|---------------|----|---------------------|----|----------------------|---|

| | |
|---|--|
| <p style="text-align: center;">STRUČNÝ POPIS (MAX 10 ŘÁDEK)</p> <p style="text-align: center;">ZAMĚŘENÍ, TÉMA, CÍL POZNATKY A PŘÍNOSY</p> | <p>V této práci je zpracována potřebná teoretická část k úspěšné realizaci daného experimentu. Zahrnuje teorii mezní vrstvy a odtržení proudu, princip a popis experimentálního zařízení a teorii měření rychlostí metodou PIV. Dále je popsána realizace měření tlakového gradientu, rychlostního profilu na výstupu a měření PIV. Na závěr jsou uvedeny výsledky všech měření.</p> |
| <p style="text-align: center;">KLÍČOVÁ SLOVA ZPRAVIDLA JEDNOSLOVNÉ POJMY, KTERÉ VYSTIHUJÍ PODSTATU PRÁCE</p> | <p style="text-align: center;">Mezní vrstva, odtržení proudu, difuzor, měření PIV, rychlost proudu, tlakový gradient, rychlostní profil</p> |

SUMMARY OF BACHELOR THESIS

| | | | |
|--------------------------|--|-------------------------|-----------------------------------|
| AUTHOR | Surname Vorel | Name Jaroslav | |
| FIELD OF STUDY | 2301R016 „Design of Power Machines and Equipment“ | | |
| SUPERVISOR | Surname (inclusive of degree) prof. Ing. Linhart, CSc. | Name Jiří | |
| INSTITUTION | ZČU-FST-KKE | | |
| TYPE OF WORK | —DIPLOMA— | BACHELOR | Delete when not applicable |
| TITLE OF THE WORK | Experimental examination of place of flow separation from the wall in the diffuser | | |

| | | | | | |
|----------------|------------------------|-------------------|--------------------------|---------------------|------|
| FACULTY | Mechanical Engineering | DEPARTMENT | Power System Engineering | SUBMITTED IN | 2012 |
|----------------|------------------------|-------------------|--------------------------|---------------------|------|

NUMBER OF PAGES (A4 and eq. A4)

| | | | | | |
|----------------|----|------------------|----|-----------------------|---|
| TOTALLY | 54 | TEXT PART | 52 | GRAPHICAL PART | 2 |
|----------------|----|------------------|----|-----------------------|---|

| | |
|--|--|
| BRIEF DESCRIPTION (MAX 10 ŘÁDEK) TOPIC, GOAL, RESULTS AND CONTRIBUTIONS | Theoretical part is processed for successful realization of the experiment in this thesis. It includes the boundary layer theory and flow separation, the principle of the experimental device called diffuser and theory of the measurement of velocity by method PIV. Then there is described the realization of measurement of pressure gradient, the velocity profile at the output and PIV measurement. In conclusion, the results of all measurements are shown. |
| KEY WORDS | Boundary layer, flow separation, diffuser, PIV measurement, flow velocity, pressure gradient, velocity profile |

Seznam použitých označení, indexů a jednotek

Označení a jednotky veličin

| | | |
|---------------|--|--|
| a | [m.s ⁻²] | rychlost zvuku |
| A | [-] | koeficient citlivosti zdroje |
| C | [-] | bezrozměrný koeficient |
| D | [m] | průměr |
| F | [N] | síla |
| g | [m.s ⁻²] | gravitační zrychlení |
| H | [m] | výška |
| k | [-] | součinitel vycházející ze zákona rozdělení |
| L | [m] | délka |
| Ma | [-] | Machovo číslo |
| n | [-] | bezrozměrné rozevření |
| n | [-] | počet hodnot |
| p | [Pa] | tlak |
| r | [J.kg ⁻¹ .K ⁻¹] | plynová konstanta |
| Re | [-] | Reynoldsovo číslo |
| s | [-] | směrodatná odchylka |
| S | [m ²] | plocha |
| T | [K] | teplota |
| u | [-] | nejistota měření |
| U | [m.s ⁻¹] | rychlost v horizontálním směru |
| V | [m.s ⁻¹] | rychlost ve vertikálním směru |
| w | [m.s ⁻¹] | rychlost |
| \bar{w} | [m.s ⁻¹] | střední rychlost |
| x | [m] | určující rozměr |
| x | [-] | odhad vstupní veličiny nejistoty měření |
| X | [-] | vstupní funkce nejistoty měření |
| X | [-] | matice x-ových souřadnic |
| \bar{x} | [-] | aritmetický průměr |
| y | [m] | výška |
| y | [-] | odhad výstupní veličiny nejistoty měření |
| Y | [-] | výstupní veličina nejistoty měření |
| Y | [-] | matice y-ových souřadnic |
| z | [-] | standardní nejistota zdroje |
| Z | [-] | zdroj nejistoty měření |
| α | [°] | úhel rozevření |
| δ | [m] | tloušťka mezní vrstvy |
| δ^* | [m] | pošínovací tloušťka mezní vrstvy |
| δ^{**} | [m] | impulzní tloušťka mezní vrstvy |
| Δt | [s] | časový interval |
| Δx | [m] | posunutí ve směru x |
| Δy | [m] | posunutí ve směru y |

| | | |
|-------------|---|--------------------------|
| η | $[\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}]$ | dynamická viskozita |
| ϑ | $[\text{°}]$ | vertikální směr proudu |
| λ | $[\text{m}]$ | vlnová délka |
| ν | $[\text{m}^2\cdot\text{s}]$ | kinematická viskozita |
| ρ | $[\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}]$ | hustota |
| τ | $[\text{Pa}]$ | smykové napětí |
| φ | $[\text{°}]$ | horizontální směr proudu |

Indexy

| | | |
|-------|-------|--------------------|
| 1 | $[-]$ | vstup |
| 2 | $[-]$ | výstup |
| A | $[-]$ | typ A |
| b | $[-]$ | barometrický |
| B | $[-]$ | typ B |
| c | $[-]$ | celkový |
| c | $[-]$ | kombinovaná |
| f | $[-]$ | vnější proud |
| i | $[-]$ | řádkový index |
| j | $[-]$ | index |
| k | $[-]$ | sčítací index |
| kr | $[-]$ | kritický |
| m | $[-]$ | index |
| s | $[-]$ | statický |
| STAT | $[-]$ | statický |
| TOTAL | $[-]$ | celkový |
| w | $[-]$ | stěna |
| x | $[-]$ | směrová souřadnice |
| y | $[-]$ | směrová souřadnice |
| z | $[-]$ | směrová souřadnice |

Obsah

| | | |
|-------|---|----|
| 1 | Úvod | 11 |
| 2 | Mezní vrstva | 11 |
| 2.1 | Proudění v mezní vrstvě | 11 |
| 2.2 | Reynoldsovo číslo..... | 13 |
| 2.3 | Rychlostní profil laminární a turbulentní mezní vrstvy..... | 13 |
| 2.4 | Integrální tloušťky rychlostní mezní vrstvy | 14 |
| 2.4.1 | Pošinovací tloušťka δ^* | 14 |
| 2.4.2 | Impulsní tloušťka δ^{**} | 15 |
| 3 | Održení mezní vrstvy | 16 |
| 3.1 | Nulová rychlost částic u stěny | 16 |
| 3.2 | FFF koeficient..... | 18 |
| 3.3 | Separční bublina | 18 |
| 3.4 | Podmínky pro odtržení mezní vrstvy..... | 19 |
| 3.5 | Teoretické určení místa odtržení mezní vrstvy..... | 19 |
| 3.6 | Syntetický paprsek..... | 21 |
| 3.6.1 | Konstrukční uspořádání..... | 21 |
| 3.6.2 | Princip syntetického paprsku | 22 |
| 3.6.3 | Funkčnost a výhody | 22 |
| 4 | Stručný základ difuzorů | 22 |
| 4.1 | Charakteristika geometrického difuzoru | 23 |
| 4.2 | Hugoniotův teorém | 23 |
| 4.3 | Výchozí rovnice pro výpočet difuzorových proudění | 24 |
| 4.4 | Základní rozměrové veličiny geometrického difuzoru..... | 24 |
| 5 | Metoda PIV | 25 |
| 5.1 | Princip metody PIV | 25 |
| 5.2 | Záznam obrazů | 26 |
| 5.3 | Stopovací částice | 26 |
| 5.4 | Vyšetřovaná oblast | 27 |
| 5.5 | Hustota zaváděných stopovacích částic..... | 27 |
| 5.5.1 | Nízká hustota částic..... | 28 |
| 5.5.2 | Střední hustota částic..... | 28 |
| 5.6 | Technické vybavení..... | 29 |
| 5.6.1 | Dvoukomorový Nd:YAG laser | 29 |
| 5.6.2 | Digitální CCD kamera..... | 30 |

| | | |
|-------|---|----|
| 6 | Realizace měření | 31 |
| 6.1 | Popis experimentálního zařízení..... | 31 |
| 6.2 | Měření tlakového gradientu | 33 |
| 6.3 | Nejistoty měření | 34 |
| 6.3.1 | Nejistoty typu A | 34 |
| 6.3.2 | Nejistoty typu B | 34 |
| 6.3.3 | Výsledná nejistota měření | 35 |
| 6.4 | Měření rychlostního profilu..... | 35 |
| 6.5 | Měření PIV | 35 |
| 7 | Vyhodnocení a výsledky měření | 37 |
| 7.1 | Tlakový gradient..... | 37 |
| 7.1.1 | Rychlost $w_1 = 28$ m/s | 37 |
| 7.1.2 | Rychlost $w_1 = 18$ m/s | 39 |
| 7.1.3 | Nejistoty měření | 41 |
| 7.2 | Rychlostní profil | 42 |
| 7.3 | Rychlostní pole metodou PIV a místo odtržení proudu | 44 |
| 7.3.1 | Skalární pole rychlostí..... | 45 |
| 7.3.2 | Nulová rychlost u stěny | 45 |
| 7.3.3 | Doba zpětného proudění..... | 46 |
| 8 | Závěr..... | 49 |
| 9 | Seznam použité literatury | 50 |
| 10 | Seznam příloh..... | 51 |

1 Úvod

Hlavním cílem této práce je experimentálně vyšetřit místo odtržení proudu od stěny v rovinném rozebratelném difuzoru, který se nachází v laboratořích Katedry energetických strojů a zařízení. Difuzor je zařízení používané především v leteckém, automobilovém a energetickém průmyslu, které slouží k přeměně kinetické energie na energii tlakovou. Žádný takovýto proces není ideální, takže je pochopitelný vznik tlakových ztrát a významný vliv na velikost těchto ztrát má právě existence odtržení proudu, neboli mezní vrstvy od stěny. Při výskytu tohoto jevu tlakové ztráty prudce vzrůstají a proto je důležité se tímto jevem zabývat.

Mezní vrstva je tenká oblast u stěny, která má odlišné vlastnosti než okolní proud tekutiny, který se nachází vně mezní vrstvy. V mezní vrstvě, na rozdíl od vnějšího proudu, jsou nezanedbatelné třecí síly, které brzdí proud tekutiny. Vliv třecích sil směrem ke stěně narůstá, takže čím více jsou částice proudu blíže ke stěně, tím více jsou bržděny. Přímo na stěně je rychlost proudu nulová.

Pro vyšetření místa odtržení proudu od stěny bude využita hypotéza, která bude vhodná pro vyhodnocení výsledků.

2 Mezní vrstva

Rozlišujeme dvě základní oblasti v proudění tekutin:

- 1) Velmi tenká vrstva blízko stěny, kde rychlostní gradient $\frac{dw_x}{dy}$ dosahuje vysokých hodnot. Tato oblast se nazývá mezní vrstva.
- 2) Zbývající oblast vně mezní vrstvy, kde je vliv viskozity zanedbatelný.

Dále se v tomto textu budeme zabývat pouze rychlostní mezní vrstvou.

Mezní vrstva může být definována jako oblast blízko stěny, kde převládá vliv viskozity a platí nerovnost:

$$\frac{\partial w_x}{\partial y} \neq 0 \quad (2.1)$$

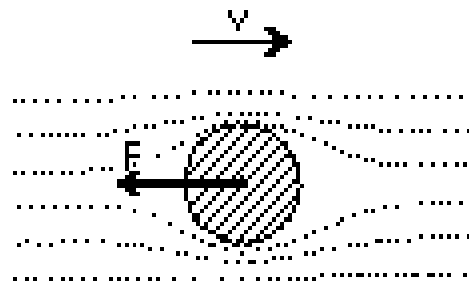
Hranice mezní vrstvy není jednoznačně určena, proto se za hranici předpokládá spojnice bodů, kde se rychlost proudu v mezní vrstvě w_x liší od rychlosti vnějšího proudu w_f přibližně o 1 %.

2.1 Proudění v mezní vrstvě

V mezní vrstvě rozlišujeme tři oblasti proudění:

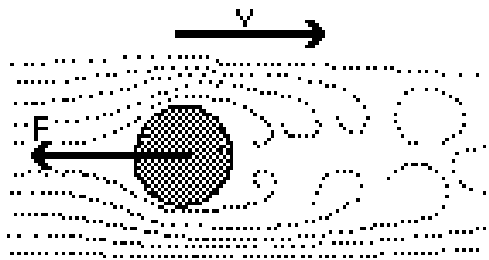
- Laminární
- Přečhodové (intermitentní)
- Turbulentní

Při laminárním proudění se tekutina pohybuje v soustavě rovnoběžných vrstev, které se po sobě vzájemně posouvají, viz obr. 2-1. Mezi sousedními vrstvami přecházejí jen molekuly, zatímco makroskopické částice se vůči sobě rovnoběžně posouvají.



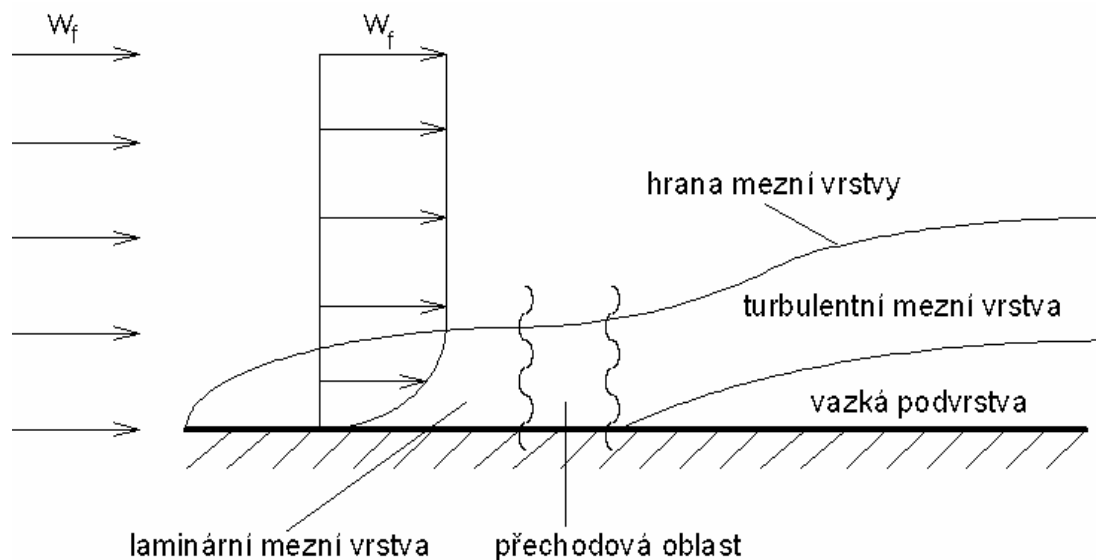
Obr. 2-1 Laminární proudění

Při turbulentním proudění se molekuly shlukují do větších molárních částic a z nich se vytváří turbulentní víry, viz obr. 2-2.



Obr. 2-2 Turbulentní proudění

Pokud má proud na náběžné hraně nízkou intenzitu turbulence, vznikne laminární mezní vrstva. V určité vzdálenosti od náběžné hrany dochází ke ztrátě stability laminárního proudění, což je počátek přechodu a vývinu turbulentního proudění. Oblast, kde proud přechází z laminárního do turbulentního proudění, se nazývá přechodová oblast. V této oblasti se toto proudění nazývá přechodové. Po vytvoření turbulentní mezní vrstvy zůstává v těsné blízkosti stěny i nadále laminární proudění a tato malá vrstva laminárního proudění se nazývá vazká podvrstva. Celý tento proces je zobrazen na obr. 2-3, který znázorňuje klasický případ mezní vrstvy na rovinné desce. Zde je vidět, že tloušťka turbulentní mezní vrstvy je větší než tloušťka laminární mezní vrstvy. Samozřejmě tloušťka mezní vrstvy δ nedosahuje ani zdaleka velikosti, která je znázorněna na obr. 2-3, ale pohybuje se řádově v setinách nebo tisícinách určujícího rozměru. V tomto případě je určující rozměr délka desky.



Obr. 2-3 Mezní vrstva

2.2 Reynoldsovo číslo

Reynoldsovo číslo je zřejmě nejznámějším kritériem podobnosti a je definováno vztahem:

$$Re = \frac{w \cdot x}{\nu} \quad (2.2)$$

kde w je střední rychlost proudu, x je určující rozměr a ν je součinitel kinematické viskozity.

Reynoldsovo číslo dává tedy do poměru vliv setrvačných a třecích sil. Při laminárním proudění mají třecí síly větší vliv než při turbulentním proudění. Jelikož turbulentní proudění nastává při vyšších rychlostech než laminární proudění neboli vznikají větší setrvačné síly, vliv třecích sil se snižuje. Právě proto se Reynoldsovo číslo používá pro určení druhu proudění.

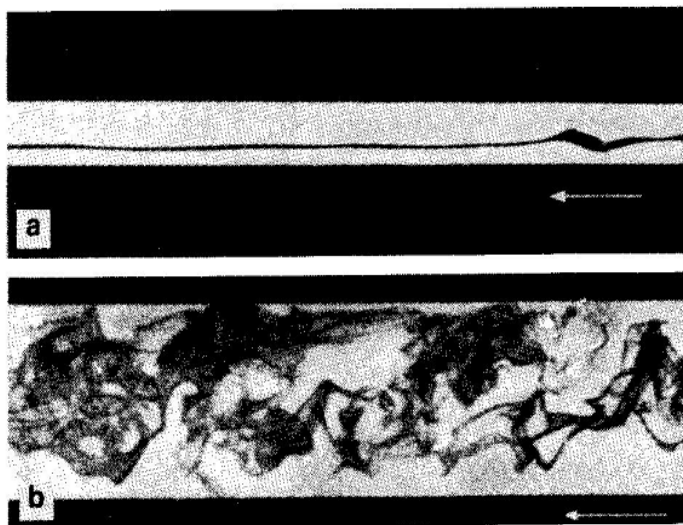
Jako kritické Reynoldsovo číslo se považuje hodnota pohybující se kolem $Re_{kr} = 2000$, do této hodnoty se vyskytuje pouze laminární proudění. Z velkého počtu zkoušek je dokázáno, že kritické Reynoldsovo číslo závisí na třech parametrech a to na:

- stavu povrchu obtékaného tělesa
- stupni turbulence vnějšího proudu
- rychlostním gradientu

Pokud je $Re > 10^5$, proudění může být pouze turbulentní a pokud pro Re platí nerovnost $Re_{kr} < Re < 10^5$, proudění může být laminární, přechodové nebo turbulentní.

Laminární a turbulentní proudění bylo zkoumáno na následujícím experimentu zachyceném na obr. 2-4. Do proudění vody v úzké trubce je přidána barevná kapalina. Toto barvivo vytvoří tenké vlákno barvy, které je zobrazeno přes průhledné stěny trubky a naznačí nám tak charakter proudění.

Při nízkých rychlostech proudění nebo přesněji při nižších Reynoldsových číslech než je kritické Reynoldsovo číslo se vytvoří přímá barevná vlákna a ty se pohybují rovnoběžně s osou trubky společně s prouděním původní tekutiny, což je případ laminárního proudění, viz obr. 2-4a.



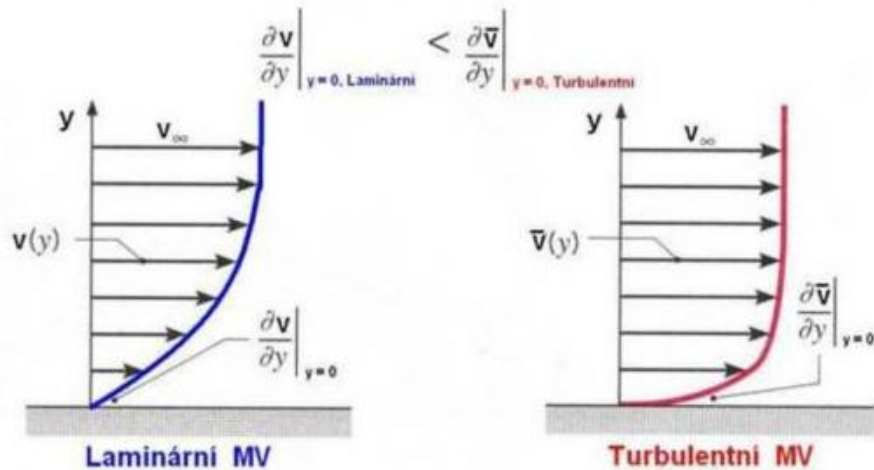
Obr. 2-4 a) Laminární proudění b) Turbulentní proudění

Jestliže rychlost proudění v trubce vzroste tak, že je dokonce překročeno kritické Reynoldsovo číslo, výrazně se změní vlastnosti proudění. Na obr. 2-4b barevná vlákna vykonávají nepravidelný pohyb v příčném směru, což rychle vede k úplnému rozptýlu barviva. Toto je případ turbulentního proudění a vyznačuje se nepravidelostí a kolísavým pohybem.

2.3 Rychlostní profil laminární a turbulentní mezní vrstvy

Rychlostní profil v mezní vrstvě vzniká tak, že na stěně je nulová rychlost a postupně přechází na rychlost vnějšího proudu. Rychlostní profily turbulentní a laminární mezní vrstvy

mají odlišný průběh a jak je ukázáno na obr. 2-5, rychlostní profil u turbulentní mezní vrstvy je plnější než rychlostní profil u vrstvy laminární. U turbulentního proudění dochází k přenosu hybnosti i ve směru kolmém na proudění, takže se do turbulentní mezní vrstvy mohou dostat nebrzděné částice z vnějšího volného proudu a tím do určité vzdálenosti zvýšit rychlost v mezní vrstvě. Jelikož se nebrzděné částice nedostanou až ke stěně, následuje v blízkosti stěny prudší rychlostní spád.



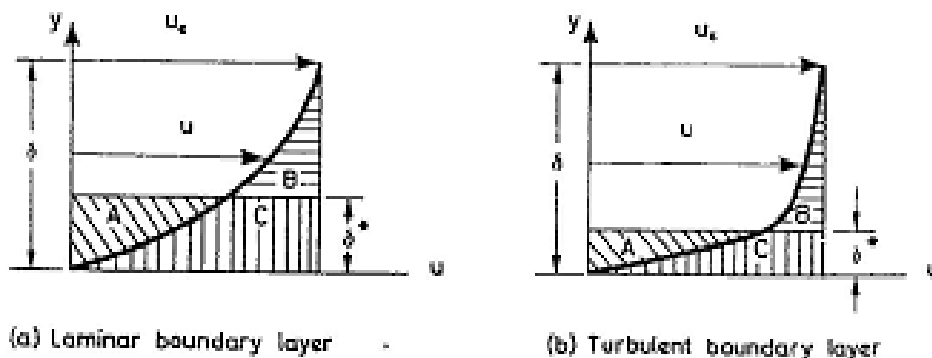
Obr. 2-5 Rychlostní profil laminární a turbulentní mezní vrstvy

2.4 Integrovaná tloušťka rychlostní mezní vrstvy

Jak již bylo řečeno, tloušťka mezní vrstvy δ není jednoznačně určena. Tloušťka mezní vrstvy δ závisí na tom, kde byl zvolen bod, který podle dohody stanoví hranici mezní vrstvy. Při výpočtech se proto zavádějí jiné, tzv. integrované tloušťky, které závisí na δ .

2.4.1 Pošivovací tloušťka δ^*

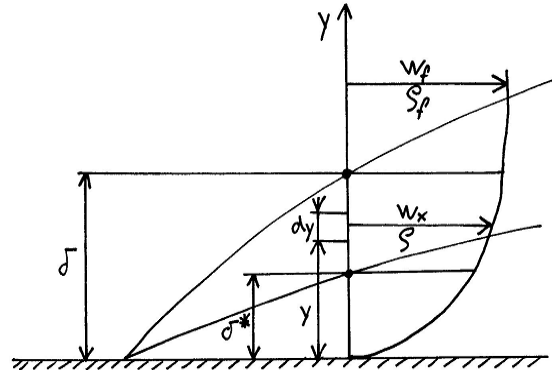
Je definována jako vzdálenost, o kterou bychom mohli posunout stěnu směrem do proudu, když by rychlost vnějšího proudu w_f a hustota vnějšího proudu ρ_f byly konstantní až ke stěně a zůstalo by stejné průtočné množství. Tato definice je velice dobře vyznačena na obr. 2-6. Oblast A má shodnou velikost jako oblast B, tudíž oblast A+C je stejně velká jako oblast B+C. Při zanedbání třecích účinku je tedy možné zmenšit tloušťku mezní vrstvy δ o pošivovací tloušťku mezní vrstvy δ^* , aniž by došlo ke změně průtočného množství. Na obr. 2-6a je zobrazen rychlostní profil pro laminární mezní vrstvu, rychlostní profil pro turbulentní mezní vrstvu je zobrazen na obr. 2-6b.



Obr. 2-6 Pošivovací tloušťka mezní vrstvy

Prvotní odvození rovnice vychází z obr. 2-7 ve tvaru:

$$\int_0^{\delta} \rho w_x dy = \rho_f w_f (\delta - \delta^*) \quad (2.3)$$



Obr. 2-7 Odvození pošinovací tloušťky mezní vrstvy

Postupnými úpravami je rovnice pošinovací tloušťky δ^* vyjádřena ve výsledném tvaru takto:

$$\delta^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{\rho w_x}{\rho_f w_f} \right) dy \quad (2.4)$$

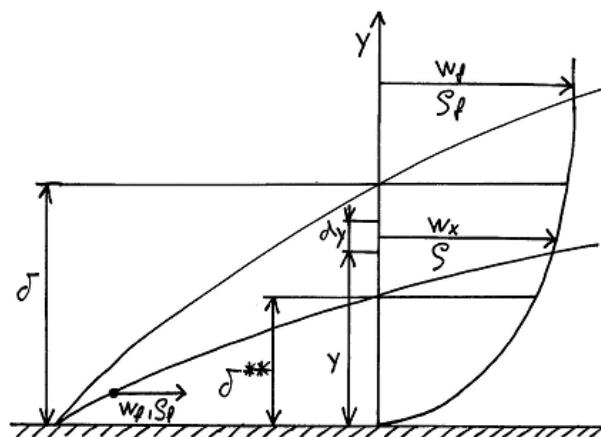
kde w_x je rychlost v mezní vrstvě, w_f je rychlost vnějšího proudu, ρ je hustota v mezní vrstvě a ρ_f je hustota vnějšího proudu.

2.4.2 Impulsní tloušťka δ^{**}

Je to tloušťka náhradní mezní vrstvy, která má stejnou změnu hybnosti od vstupu až po sledovaný řez jako skutečná mezní vrstva, přičemž na vstupu je rychlost a hustota vnějšího proudu a ve sledovaném řezu nulová rychlost.

Pro odvození této tloušťky je využita věta o změně toku hybnosti a sestavena podle obr. 2-8 do tvaru:

$$\rho_f w_f \delta^{**} (w_f - 0) = \int_0^{\delta} \rho w_x dy (w_f - w_x) \quad (2.5)$$



Obr. 2-8 Odvození impulsní tloušťky mezní vrstvy

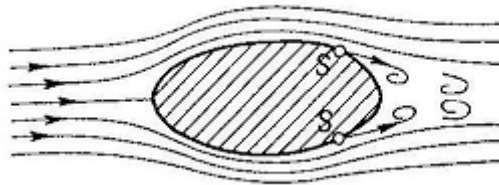
Po úpravě impulsní tloušťku δ^{**} vyjadřuje rovnice:

$$\delta^{**} = \int_0^{\delta} \frac{\rho}{\rho_f} \frac{w_x}{w_f} \left(1 - \frac{w_x}{w_f}\right) dy \quad (2.6)$$

Všechny symboly vyznačují stejné veličiny jako v případě pošnovací tloušťky mezní vrstvy. Je dokázáno, že se vzrůstem kladného tlakového gradientu roste prudce impulsová tloušťka δ^{**} a zmenšuje se plnost rychlostního profilu u stěny.

3 Održení mezní vrstvy

Jak bude později vysvětleno v kap. 4, tlak v difuzoru ve směru proudění narůstá, tzn., že je v této části difuzoru kladný tlakový gradient. Právě kvůli kladnému tlakovému gradientu dochází ve směru proudění k narůstání tloušťky mezní vrstvy. Pokud mezní vrstva narůstá rychle, může dojít k jejímu odtržení od stěny difuzoru. To má za následek zvýšení tlakových ztrát a proto se nedosáhne požadované hodnoty výstupního tlaku. Z toho je zřejmé, že se jedná o nežádoucí jev a snažíme se tento jev ve směru proudění co nejvíce oddálit nebo v nejlepším případě odstranit. Z tohoto důvodu je důležité znát polohu místa odtržení, pokud odtržení nastane. Případ odtržení je na obr. 3-1, kde bod S značí místo odtržení.



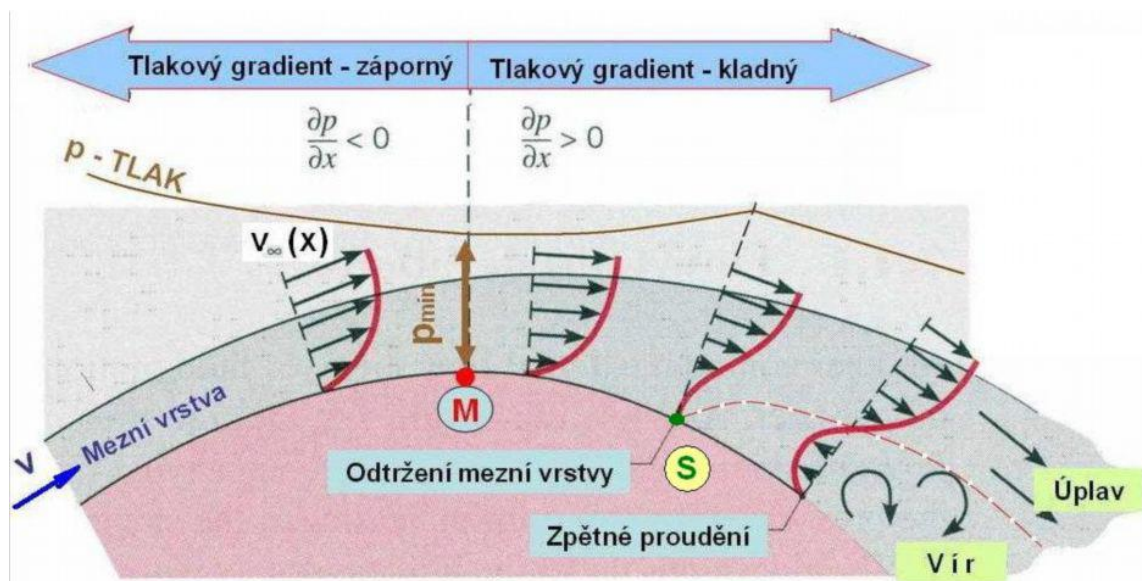
Obr. 3-1 Održení mezní vrstvy

Pro experimentální vyšetření místa odtržení mezní vrstvy se využívají různé hypotézy. Zde budou uvedeny dvě nejčastěji využívané:

- Nulová rychlost částic u stěny
- FFF koeficient

3.1 Nulová rychlost částic u stěny

Tato hypotéza bude vysvětlena pomocí obr. 3-2. Vyjdeme z předpokladu, že v bodě M dosáhl tlak své minimální hodnoty, takže se do té doby pouze snižoval. Z toho vyplývá, že tlakový gradient je zde záporný a rychlost uvnitř mezní vrstvy se zvětšuje. Tento úsek se snižujícím se tlakem a zvyšující se rychlostí proudu nazýváme konfuzorní úsek. Naopak oblast za bodem M je tlakový gradient kladný a proto rychlost v mezní vrstvě klesá. Tuto oblast nazýváme difuzorní úsek. Zvyšující se tlak, ale také působení třecích sil, má za následek postupné brzdění částic a deformaci rychlostního profilu. V místě S dojde k zastavení částic a následně i k odtržení mezní vrstvy. Rychlostní profil zde nabývá charakteristického tvaru pro odtržení. Za místem odtržení dochází u stěny vlivem tlakového gradientu k proudění opačným směrem, tzv. zpětnému proudu.



Obr. 3-2 Princip odtržení mezni vrstvy

Místo odtržení mezni vrstvy můžeme tedy definovat jako místo, kde částice proudu dosáhnou nulové rychlosti nebo jako hranici mezi dopředným a zpětným prouděním a proto bude platit rovnice:

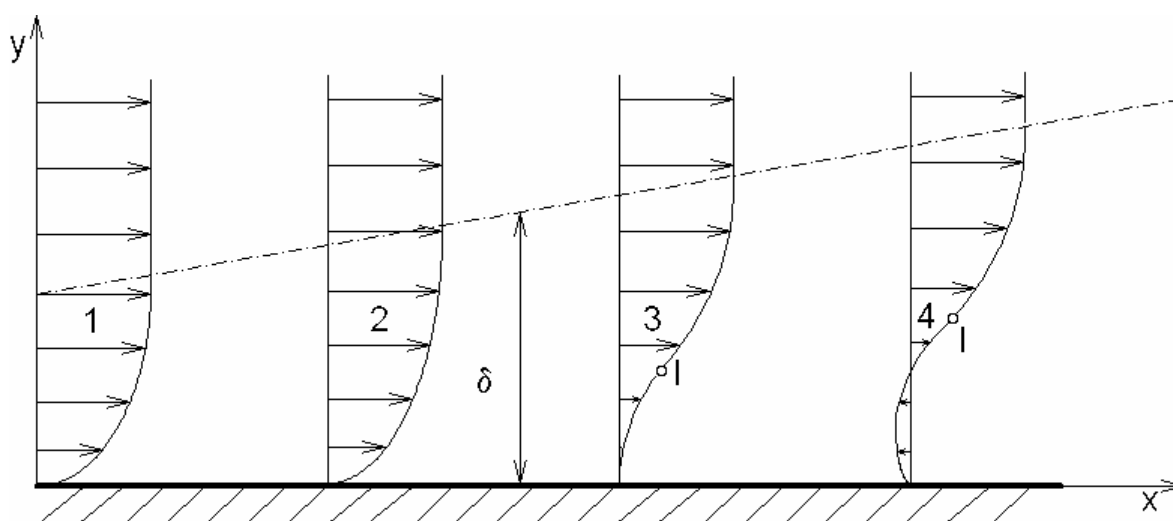
$$\left(\frac{\partial w_x}{\partial y}\right)_{y=0} = 0 \quad (3.1)$$

Tato rovnice zároveň platí pro případ 3 na obr. 3-3, kde je znázorněn vývoj rychlostního profilu a je zde vidět i nárůst mezni vrstvy δ ve směru proudění. Bod I označuje inflexní bod. Pokud má rychlostní profil inflexní bod, pak je proud nestabilní a má snahu přejít do turbulentního stavu. Derivace pro případ 1 a 2 na obr. 3-3 je:

$$\left(\frac{\partial w_x}{\partial y}\right)_{y=0} > 0 \quad (3.2)$$

Derivace pro případ 4 je:

$$\left(\frac{\partial w_x}{\partial y}\right)_{y=0} < 0 \quad (3.3)$$



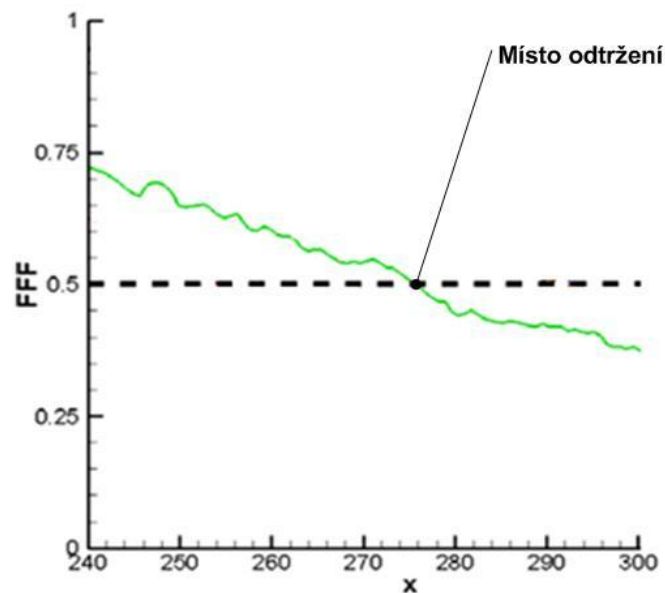
Obr. 3-3 Vývoj rychlostního profilu

Turbulentní mezní vrstva se odtrhne později než vrstva laminární následkem toho, že v turbulentní mezní vrstvě dochází k intenzivnímu přenosu hybnosti mezi částicemi proudícího média a proto i při zvýšeném tření zpomalují částice turbulentní mezní vrstvě pomaleji. Lze to vyzorovat i na porovnání rychlostních profilů laminární a turbulentní mezní vrstvy, kde v turbulentní mezní vrstvě je kinetická energie částic při stěně značně větší než u laminární mezní vrstvy.

3.2 FFF koeficient

FFF (Forward Flow Fraction) koeficient je další z metod pro určení místa odtržení mezní vrstvy. FFF koeficient je definován jako poměr mezi dobou dopředného proudění a celkové doby záznamu. Pro určení místa odtržení je FFF koeficient vyhodnocen blízko stěny, přibližně 1 mm nad stěnou.

FFF koeficient nabývá hodnot od 0 do 1. Pro dopředný jednosměrný tok je koeficient $FFF = 1$ a pro zpětný jednosměrný tok je $FFF = 0$. Místo odtržení mezní vrstvy je pomocí koeficientu FFF vyhodnoceno jako místo, kde se koeficient $FFF = 0,5$.



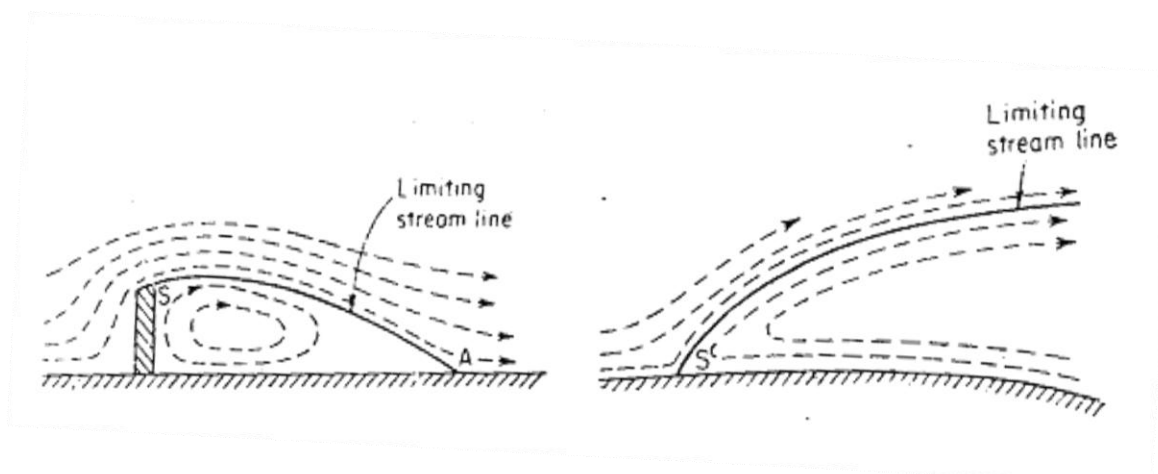
Obr. 3-4 Odtržení při $FFF = 0,5$

Ilustrativní příklad vyhodnocení FFF koeficientu při proudění vzduchu jednostranným difuzorem s hladkou stěnou je uveden na obr. 3-4. Zde je vidět, že velikost koeficientu FFF s přibývajícím vzdáleností od náběžné hrany klesá až do určitého místa, kde se jeho hodnota rovná 0,5, což podle definice charakterizuje místo odtržení.

3.3 Separační bublina

Tento jev vzniká u stěny při odtržení proudu. Je tvořena stálými víry, které jsou od hlavního proudu odděleny hraniční plochou. Separační bublina vzniká při nízkých Reynoldsových číslech. Separační bubliny rozdělujeme na dva typy:

- Uzavřená separační bublina, viz obr. 3-5 vlevo
- Otevřená separační bublina, viz obr. 3-5 vpravo



Obr. 3-5 Separáční bublina: vlevo uzavřen, vpravo otevřen

Pro prpad vlevo na obr. 3-5 je odtržení proud vyvolan vloženou pekzkou. Proud se odtrne na vystoupl hran pekzky (bod S) a poté opět přilne k obtékanému povrchu (bod A). Prostor, kter vymezuje hranice od místa odtržení až k mstu opětovnému pilnut, se nazývá uzavřen separační bublina.

Na obr. 3-5 vpravo je typick prklad otevřen 2D separační bubliny. Proud se v uritm mste odtrne (bod S) a nemá tendenci přilnout zpět k povrchu.

3.4 Podmínky pro odtržení mezní vrstvy

Po prezu hlavního proud je tlak v mezní vrstvě konstantní, tzn. že tlak, kterm působí okolní proud na vnější hranici mezní vrstvy je stejn jako tlak, kter působí na mezní vrstvu u stěny. Platí tedy rovnice:

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (3.4)$$

Pro odtržení mezní vrstvy je podstatn změna tlaku, neboli tlakov gradient $\frac{\partial p}{\partial x}$ rovnobn s obtékanou stěnou a hlavním proudem.

Existují dvě hlavní podmínky pro odtržení mezní vrstvy. První podmínkou pro odtržení proud od stěny je kladn tlakov gradient v mste odtržení, tudz nikdy nemůže dojít k odtržení mezní vrstvy v konfuzorn části proudění se zpornm tlakovm gradientem.

Na stěně veobecn platí rovnice pro smykov napětí:

$$\tau_w = \eta \left(\frac{\partial w_x}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (3.5)$$

kde τ_w je smykov napětí na stěně a η je součinitel dynamick viskozita. Druhou podmínkou pro odtržení mezní vrstvy je nulov hodnota smykového napětí τ_w , jinak řeceno zaniknou všechny třecí síly. Obě tyto podmínky musí být splněny.

3.5 Teoretick určení místa odtržení mezní vrstvy

Pro výpočet použijeme Prandtlovu rovnici mezní vrstvy pro 2D stacionární proudění:

$$w_x \cdot \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial w_x}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \cdot \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} \quad (3.6)$$

Jelikož v místě odtržení je rychlost $w_x = 0$ a $w_y = 0$, rovnice se zjednoduší do tvaru:

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = \nu \cdot \left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} \right)_{y=0} \quad (3.7)$$

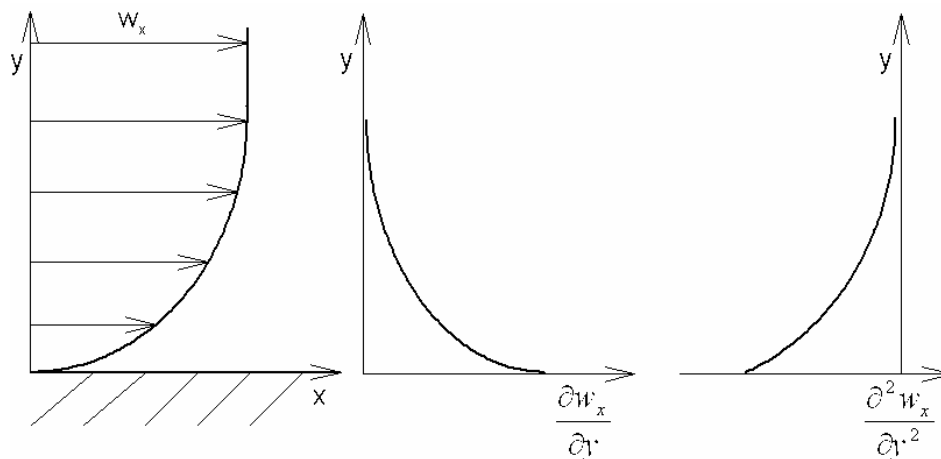
Za předpokladu, že tlakový gradient v mezní vrstvě je:

$$\frac{\partial p}{\partial x} < 0 \quad (3.8)$$

Pak musí být člen na pravé straně rovnice:

$$\left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} \right) < 0 \quad (3.9)$$

Uvedená nerovnost derivace rychlosti odpovídající zápornému tlakovému gradientu je znázorněna na obr. 3-6.



Obr. 3-6 Rychlost a její derivace při záporném tlakovém gradientu

Jelikož je ale známo, že mezní vrstva se může odtrhnout od stěny jen v oblastech s kladným tlakovým gradientem a tudíž se zpomalujícím prouděním, můžeme proto určit tlakový gradient v mezní vrstvě při odtržení jako:

$$\frac{\partial p}{\partial x} > 0 \quad (3.10)$$

Aby byla zachována platnost Prandtlovy zjednodušené rovnice, musí být:

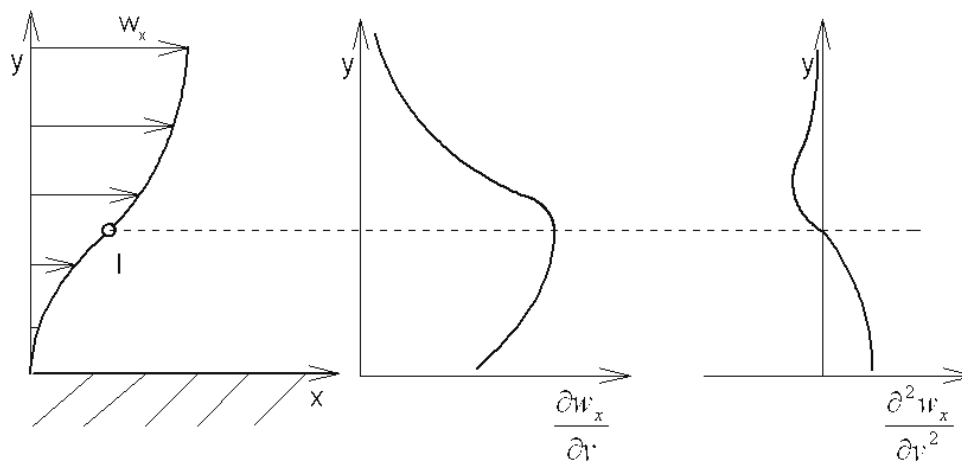
$$\left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} \right) > 0 \quad (3.11)$$

V určité vzdálenosti od stěny však bude platit nerovnice (3.9).

Z výše uvedených nerovnic derivací rychlosti je zřejmé, že existuje místo, kde bude platit rovnice:

$$\left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (3.12)$$

Právě v tomto bodě, který splňuje tuto rovnici, dojde k odtržení mezní vrstvy, viz obr. 3-7.



Obr. 3-7 Rychlost a její derivace při kladném tlakovém gradientu

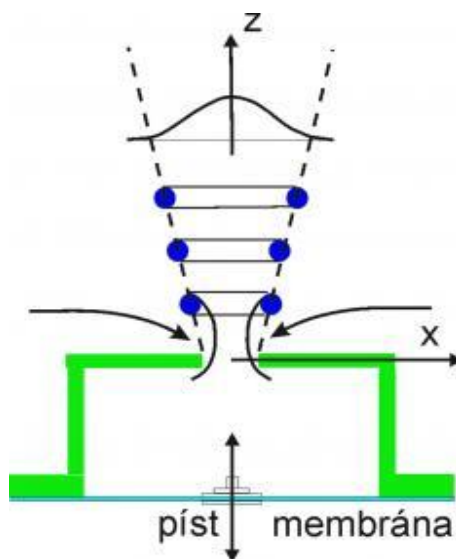
3.6 Syntetický paprsek

Výzkum syntetického paprsku ukázal obrovský potenciál při jeho použití v řízení odtržení mezní vrstvy, přesněji k oddálení stavu odtržení ve směru proudění a zvýšení účinnosti aerodynamických zařízení. Použití syntetického paprsku pro řízení odtržení mezní vrstvy je založeno na myšlence o urychlení přechodu z laminárního do turbulentního stavu, který má větší schopnost odolat odtržení.

Tato kapitola byla zpracována před realizací měření a je pouze informativní, jelikož při vlastním měření syntetický paprsek nakonec použit nebyl, ikdyž v původním návrhu figuroval.

3.6.1 Konstrukční uspořádání

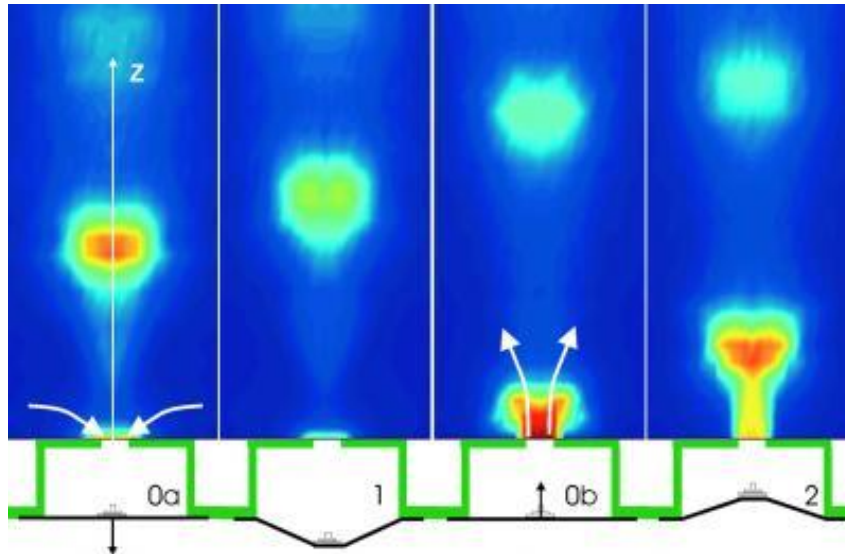
Konstrukční uspořádání generátoru syntetického paprsku je na obr. 3-8. Na jedné straně budícího členu je generátor tekutinových pulzů reprezentovaný pružnou membránou, jejímž pohybem jsou pulzy generovány. Na druhé straně je opatřen vhodným otvorem, kterým je dutina budícího členu propojena s hlavním proudem. V jedné fázi je tímto otvorem tekutina vytlačována z dutiny do hlavního proudu, ve fázi druhé je tímto otvorem nasávána do dutiny budícího členu. Generátor tekutinových pulzů nejčastěji pracuje na principu reproduktoru, piezokrystalu, elektromagnetu nebo pístu.



Obr. 3-8 Konstrukce syntetického paprsku

3.6.2 Princip syntetického paprsku

Syntetický paprsek je složen z několika po sobě jdoucích pulzů tekutiny. Pulzy generuje pružná membrána, která pracuje cyklicky a tím vytváří proud tekutiny tzv. syntetický paprsek. Podrobněji bude rozebrán jeden pracovní cyklus, který je znázorněn na obr. 3-9. Před začátkem pracovního cyklu se membrána nachází v nulové poloze (poloha 0a). Nejdříve dojde k nasání tekutiny štěrbinou do dutiny budícího členu pohybem membrány směrem dolů proti kladné hodnotě osy z až do maximální možné výchylky (poloha 1). Poté už dochází k výfuku tekutiny z dutiny štěrbinou až do polohy 2. Při výfuku v poloze 0b má vyfukovaná tekutina největší rychlost. Celý tento cyklus má dvě pohybové fáze a to fázi sání 2 » 0a » 1 a fázi výfuku 1 » 0b » 2.



Obr. 3-9 Jeden pracovní cyklus syntetického paprsku

3.6.3 Funkčnost a výhody

Aby mohl syntetický paprsek správně pracovat, musí mít vyfukovaný proud ze štěrbin dostatečně vysokou rychlost, aby byl od štěrbin při následném sání dostatečně vzdálen, jinak by vytlačovaný proud mohl být ovlivněn zpětným sáním do dutiny budícího členu.

Pro optimální funkci by také měl syntetický paprsek pracovat v stavu rezonance, tzn. že vlastní frekvence pulzující tekutiny je stejná jako vlastní frekvence budícího členu. Zařízení pracující v takovémto stavu má při stejném příkonu nejvyšší amplitudu a tak je výtlak tekutiny při daném výkonu největší. Výkon syntetického paprsku závisí na velikosti geometrických, konstrukčních a proudových parametrů.

Zřejmou výhodou syntetického paprsku je, že oproti odsávání či vyfukování do mezní vrstvy nemění hmotnostní tok v daném proudu, čili nepotřebuje žádný další přívod tekutiny. Další vlastností syntetického paprsku je vysoká hodnota turbulence takto generovaného proudu.

4 Stručný základ difuzorů

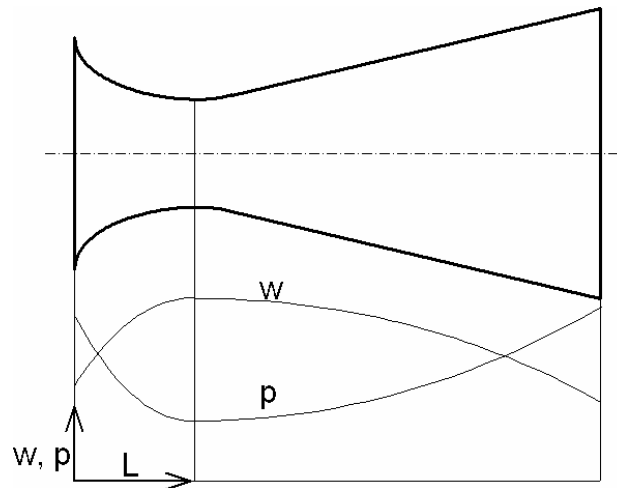
Difuzory se rozdělují do čtyř základních skupin:

- difuzory geometrické
- difuzory tepelné
- difuzory s měnícím se průtočným množstvím
- difuzory mechanické

V našem zájmu bude seznámit se s difuzorem geometrickým, který je určen pro tento experiment a proto i uvedené informace se budou vztahovat k právě k tomuto typu difuzoru.

4.1 Charakteristika geometrického difuzoru

Difuzor je energetické zařízení, ve kterém se kinetická energie proudu přeměňuje na energii tlakovou. Dochází tedy ke snižování rychlosti proudícího média a následnému narůstání statického tlaku ve směru proudění, viz obr. 4-1. Tento děj nastane při podzvukové rychlosti proudu, pokud se průřez difuzoru bude ve směru proudění zvětšovat. Proces je dokázán pomocí tzv. Hugoniotova teorému.



Obr. 4-1 Průběh rozložení tlaku a rychlosti podél obecného geometrického difuzoru

4.2 Hugoniotův teorém

Tento vztah nám udává závislost mezi průřezem difuzoru a Machovým číslem. Jeho odvození vychází z rovnice spojitosti pro proudovou trubici. Postupnými úpravami dostaneme vztah:

$$\frac{dw}{w}(1 - Ma^2) + \frac{dS}{S} = 0 \quad (4.1)$$

který je všeobecně znám jako Hugoniotův teorém. Machovo číslo má tvar:

$$Ma = \frac{w}{a} \quad (4.2)$$

kde a je rychlost zvuku.

Pro určení závislosti rychlosti proudu a průřezu kanálu vycházíme z předpokladu, že se jedná o difuzor a cílem tedy je, aby se rychlost proudu snižovala. Z toho vyplývá, že ve vztahu (4.1) bude $dw < 0$. Pomocí tohoto předpokladu mohou nastat tři případy proudění v difuzoru:

1. Rychlost proudu na začátku je podzvuková, tedy $w < a$. Z toho plyne $Ma < 1$ a potom tedy $(1 - Ma^2) > 0$. Aby byla zachována platnost rovnice, musí být $dS > 0$. Celkově tedy plyne, že pro zpomalení podzvukového proudu se musí difuzor ve směru proudění rozšiřovat.
2. Rychlost proudu na začátku je nadzvuková. Je tedy možno předpokládat, že všechny nerovnosti budou opačné, takže pro zpomalení nadzvukového proudu se musí difuzor ve směru proudění zužovat.
3. Rychlost proudu je rovna rychlosti zvuku, tedy $w = a$. Potom platí $Ma = 1$ a dále $(1 - Ma^2) = 0$. Pro zachování platnosti rovnice musí být $dS = 0$. Toto místo odpovídá kritickému průřezu difuzoru.

4.3 Výchozí rovnice pro výpočet difuzorových proudění

Rovnice zachování hmotnosti pro proudovou trubici:

$$\frac{\partial(\rho S_k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho S_k w_k)}{\partial k} = 0 \quad (4.3)$$

Rovnice zachování hybnosti:

$$\frac{\partial w_i}{\partial t} + w_k \frac{\partial w_i}{\partial k} = R_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial i} + \nu \frac{\partial^2 w_i}{\partial k^2} + \frac{1}{3} \nu \frac{\partial}{\partial i} \left(\frac{\partial w_k}{\partial k} \right) \quad (4.4)$$

Rovnice zachování energie:

$$\frac{dh}{dt} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} = R_i - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{di} + \nu \frac{\partial^2 w_i}{\partial k^2} + \frac{1}{3} \nu \frac{\partial}{\partial i} \left(\frac{\partial w_k}{\partial k} \right) \quad (4.4)$$

Stavová rovnice:

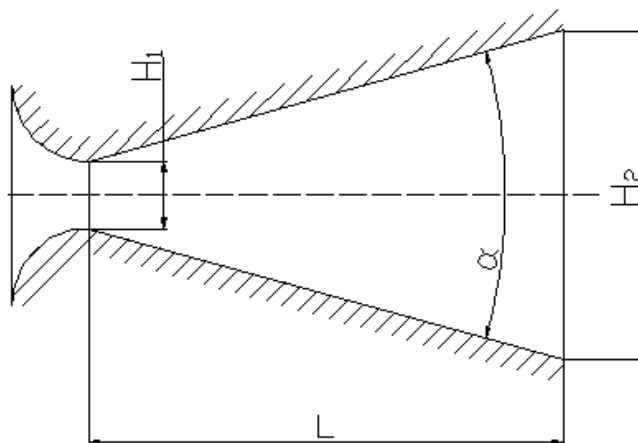
$$\frac{p}{\rho} = rT \quad (4.5)$$

Tyto rovnice jsou základními rovnicemi mechaniky tekutin a termomechaniky.

4.4 Základní rozměrové veličiny geometrického difuzoru

Geometrický difuzor je definován čtyřmi základními geometrickými veličinami: D_1 na vstupu, D_2 na výstupu, délka L a úhel rozevření α . U geometrických difuzorů můžeme definovat tzv. bezrozměrné rozevření difuzoru n , což je poměr vstupního a výstupního průřezu. Pro výpočet rovinného geometrického difuzoru je možno nahradit D_1 na vstupu rozměrem H_1 a D_2 na výstupu rozměrem H_2 , viz obr. 4-2. Pouze pro případ rovinného geometrického difuzoru je možné definovat n takto zjednodušeně:

$$n = \frac{H_2}{H_1} \quad (4.6)$$



Obr. 4-2 Základní parametry geometrického difuzoru

Z těchto čtyř základních veličin jsou 3 vždy nezávislé a lze mezi nimi najít geometrickou vazbu a tak pro rovinný difuzor platí:

$$n = 1 + 2 \cdot \frac{L}{H_1} \cdot \tan \frac{\alpha}{2} \quad (4.7)$$

Základní rozměry difuzoru, na kterém budeme měření provádět, jsou tyto:

$$H_1 = 50 \text{ mm}, H_2 = 250 \text{ mm}, L = 500 \text{ mm}, \alpha = 21,2^\circ.$$

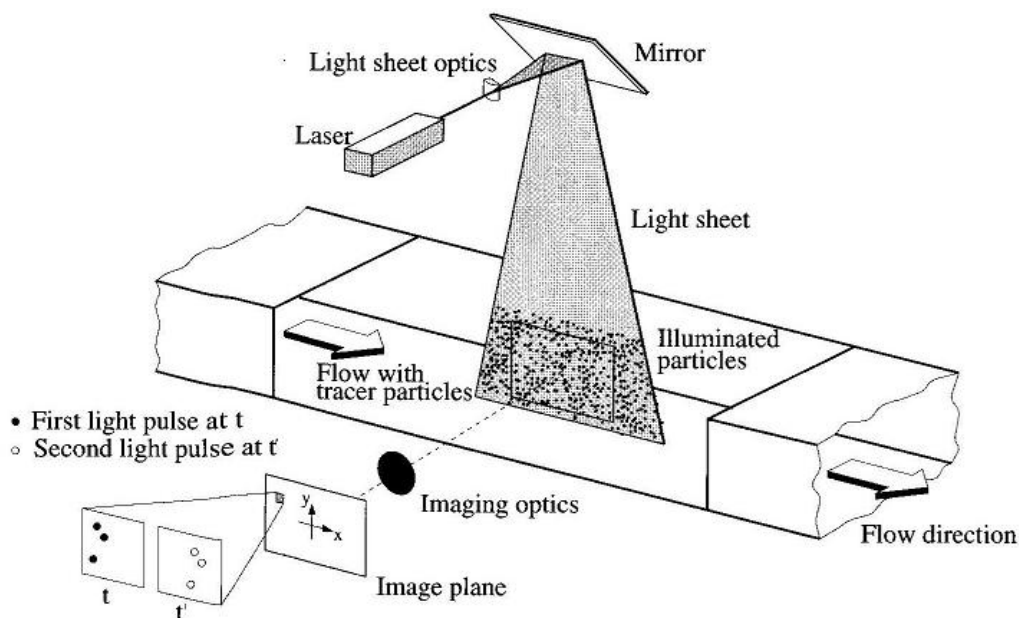
Celkové rozměry měřicího úseku difuzoru jsou uvedeny v příloženém výkresu sestavy.

5 Metoda PIV

PIV (Particle Image Velocimetry) je moderní optická metoda pro měření rychlostního pole při proudění kapalin a plynů. Tuto metodu uvedla na trh v 80. letech firma Dantec.

5.1 Princip metody PIV

Princip této metody spočívá v zavádění stopovacích částic do proudu tekutiny, zpracování získaného obrazu, nejjednodušeji pomocí počítače a následném vyhodnocení s cílem získat vektorovou mapu rychlostního pole. Vlastním měřením tedy není zjištění rychlosti proudu, ale částic, které jsou tímto proudem unášeny. Pro získání kvalitnějších dat je měření prováděno v zatemněném prostoru. Celý princip je znázorněn na obr. 5-1.



Obr. 5-1 Princip metody PIV

Zavedené stopovací částice jsou osvětleny pomocí světelného paprsku dvěma velice krátkými pulzy s určitou frekvencí neboli v určitém časovém intervalu, který tyto pulzy od sebe odděluje. Světelný paprsek generovaný laserem je monochromatický a koherentní. Světelný laserový paprsek je pomocí speciální válcové optiky převeden na světelnou rovinu, která prochází proudem tekutiny se stopovacími částicemi a obecně se jí říká laserový řez. Při osvětlení sledované roviny zjistíme polohu zavedených stopových částic. Obrazy jsou nejčastěji zaznamenány pomocí CCD kamery. Pulzy laseru musí být velmi krátké a to proto, abychom získali okamžité obrazy částic. Z těch pak dostaneme jednotlivá posunutí Δx a Δy a po získání těchto posunutí můžeme pomocí jednoduchých vztahů snadno vypočítat vektory rychlostí:

$$w_x = u = \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad w_y = v = \frac{\Delta y}{\Delta t} \quad w = \sqrt{w_x^2 + w_y^2} \quad (5.1)$$

kde $w_{x(y)}$ je rychlost ve směru $x(y)$, Δt je časový interval oddělující oba pulzy a w je výsledný vektor rychlosti ze směrů x a y .

5.2 Záznam obrazů

Jak je již zmíněno výše, laserový paprsek je pomocí válcové optiky převeden na laserovou rovinu, neboli laserový řez, který má určitý rozptyl. Částice v proudu jsou osvětleny přerušovaně pomocí laseru, který generuje dva pulzy. Při působení těchto pulzů musí být částice dostatečně osvětleny natolik, aby odrazily světlo do objektivu CCD kamery a mohly tak být následně zaznamenány jejich polohy. Tak vzniknou dva související obrazy, první s počáteční polohou částic a druhý s koncovou polohou. Aby měření bylo co nejpřesnější, musí být laserový řez rovnoběžný s rovinou CCD čipu a osa objektivu musí být kolmá k objektové rovině. Laser a CCD kamera musí být synchronizovány a to tak, že kamera zaznamenává obrazy v momentě, kdy je měřená rovina proudu osvětlená. Po zaznamenání kamerou jsou v našem případě obrazy odeslány do paměti počítače.

5.3 Stopovací částice

Jak je již zmíněno výše, vlastním měřením není zjištění rychlosti proudu, ale částic, které jsou tímto proudem unášeny. Z tohoto důvodu jsou na částice kladené vysoké požadavky a proto by měly splňovat určité předpoklady a mít náležitě vlastnosti:

- schopnost následovat proudění
- vysokou světelnou odrazivost
- snadno vytvořitelné
- netoxické, nekorozivzdorné a neabrazivní
- netěkavé nebo jen pomalu se vypařující
- chemicky neaktivní
- levné a čisté

Vybrat správný typ částic je velmi důležité a někdy i složité. Nejvýrazněji tento výběr ovlivňují: rychlost proudění, druh proudícího média a použitý osvětlovací systém.

| Částice | Materiál | Průměr částice [um] |
|---------|--------------------------------|---------------------|
| Tuhé | Polystyren | 0.5 - 10 |
| | AL ₂ O ₃ | 0.2 - 5 |
| | TiO ₂ | 0.1 - 5 |
| | Skleněné kuličky | 0.2 - 3 |
| Kanalné | Různé oleje | 0.5 - 10 |
| | Mýdlové bubliny plněné heliem | 1000 - 3000 |

Tab. 1 Přehled nejčastěji používaných částic

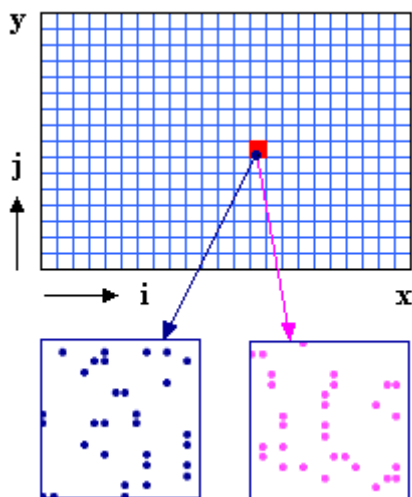
Dalším důležitým faktorem stopovacích částic je jejich velikost. Malé částice jsou velmi dobře unášeny proudem a silové poměry a zrychlení, které na ně působí, jsou minimální vzhledem k nízké hmotnosti, kterou menší částice mají. Použité částice musí být ale i dostatečně velké, aby je bylo možné CCD kamerou zaznamenat. Maximální velikost částic klesá se zvětšující se rychlostí proudění, turbulencí a rychlostním gradientem. Ovšem příliš velké částice ale nebudou uspokojivě sledovat rychlost proudícího média, tudíž je důležité najít co nejvhodnější velikost částice, aby splňovala všechna kritéria. Teoreticky se udává

minimální velikost částice 2 pixely CCD kamery. Z praxe je doporučováno 3 až 5 pixelů, jelikož při těchto hodnotách se dosahuje nejlepších výsledků.

Přesný pohyb částic v proudu není předem dán a ovlivňují ho různé faktory. Mezi ně patří tvar a velikost částice, koncentrace částic v proudu, poměr hustoty částic a hustoty proudu tekutiny a součet celkových silových účinků působících na částici. Pokud je koncentrace částic v proudu nízká, můžeme silový účinek, kterým částice na sebe navzájem působí, zanedbat. Většinou můžeme zanedbat i síly jako gravitace a síly zrychlení, ale při proudění s velmi vysokým rychlostním gradientem tyto účinky zanedbat nemůžeme.

5.4 Vyšetřovaná oblast

Obraz pořízený z CCD kamery, na kterém jsou v měřené oblasti stopovací částice zaznamenány, je rozdělený do menších ohraničených obdélníkových oblastí nazývajících se vyšetřované oblasti. Ve všech vyšetřovaných oblastech určíme střední hodnotu posunutí částic ze všech posunutí jednotlivých částic. Z toho vyplývá, že v každé vyšetřované oblasti musí být alespoň jedna částice, aby mohla být naměřena hodnota posunutí. Ze střední hodnoty posunutí v jednotlivých vyšetřovaných oblastech už snadno určíme střední hodnotu vektoru rychlosti při známém časovém intervalu podle vztahů (5.1). Vyšetřovaná oblast musí být dostatečně malá, aby rychlostní gradienty neměli významný vliv na výsledky.



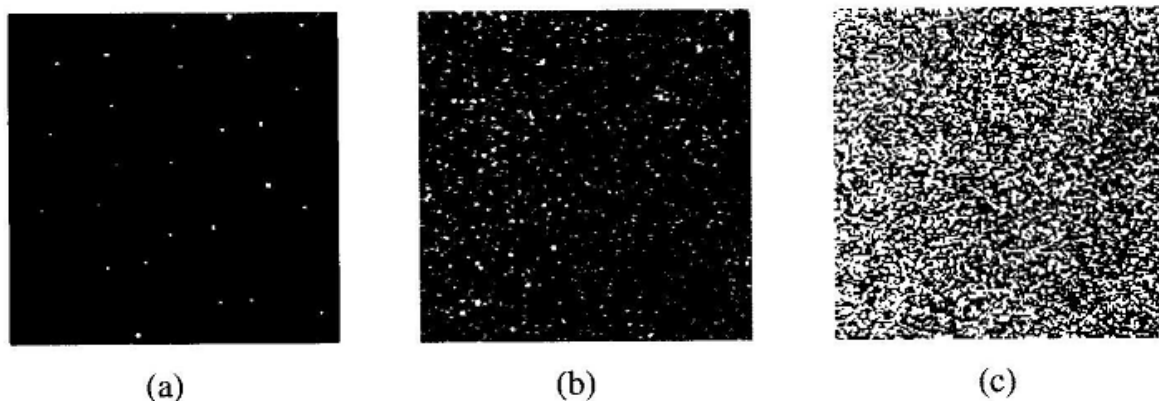
Obr. 5-2 Vyšetřovaná oblast

V horní části obr. 5-2 je znázorněna celková proměřovaná oblast v ose x a y . V spodní části je detailně zobrazena jedna náhodně vybraná vyšetřovaná oblast o souřadnicích i a j . První snímek vybrané vyšetřované oblasti dole vlevo zobrazuje počáteční polohu částic. Na druhém je zobrazena koncová poloha částic. Při hlubším zkoumání je v tomto konkrétním případě patrné, že se částice posunuly směrem nahoru a doleva oproti původní poloze.

5.5 Hustota zaváděných stopovacích částic

Stopovací částice jsou do proudu tekutiny, konkrétně v našem případě plynu, zaváděny v určité koncentraci, tzn. o určité hustotě. V zásadě mohou nastat tyto tři základní případy hustoty zavádění stopovacích částic do proudu:

- nízká hustota částic (PTV), viz obr. 5-3a
- střední hustota částic (PIV), viz obr. 5-3b
- vysoká hustota částic (LSV), viz obr. 5-3c – nebude podrobněji rozepisován



Obr. 5-3 Hustota zavedených stopovacích částic

Zavádění různých druhů částic doprovází také určité problémy. U zavádění tekutých částic do proudu plynu vzniká problém s rychlým vypařováním těchto částic. Při otevřeném měřicím úseku, kde se tyto částice vypařují, vzniká také nebezpečí jejich vdechnutí pracovníky přítomnými při měření.

U zavádění pevných částic vzniká jiný problém a to ten, že se částice nedokážou samostatně dostatečně rozptýlit v proudícím plynu, protože ve většině případů jsou částice zavedeny těsně předtím, než plyn vstoupí do měřicího úseku. Abychom částice v proudu dostatečně rozptýlili, zavedou se do plynu pomocí několika malých trubiček s vysokým počtem otvorů.

5.5.1 Nízká hustota částic

Při nízké hustotě zaváděných částic do proudu je zřejmé, že malý počet částic v proudu neposkytne zdaleka tolik informací o posunutí jednotlivých částic. Proto existuje vysoká pravděpodobnost toho, že v každé vyšetřované oblasti bude pouze jedna sledovaná částice. V tomto případě je vyhodnocení posunutí vcelku jednoduché a průměrná hodnota posunutí je přímo hodnota posunutí té jedné částice. Zde ale mohou nastat jisté komplikace a to dvojího způsobu:

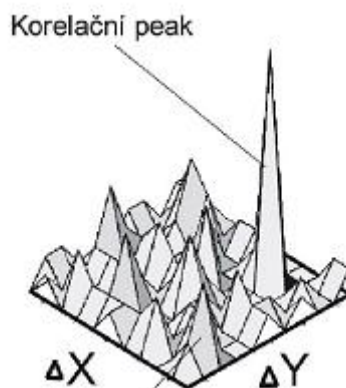
- buď se ve vyšetřované oblasti nenachází žádná částice a tudíž není možné získat hodnotu posunutí, což je chyba, jak je popsáno v kapitole výše
- nebo se ve vyšetřované oblasti nachází více než jedna částice a je nutné pro získání průměrného posunutí použít jiný složitější algoritmus

Protože vlastní měření posunutí částic zde spočívá v sledování obrazů jednotlivých částic, bývá tato metoda PIV měření s nízkou hustotou zaváděných částic označována jako PTV (Particle Tracking Velocimetry). Avšak kvůli výše zmíněným problémům se tento způsob měření moc často nepoužívá.

5.5.2 Střední hustota částic

Případ zavádění střední hustoty částic je ze všech tří způsobů nejvíce používaný. Při zvýšeném počtu částic je skoro jisté, že v každé vyšetřované oblasti bude alespoň jedna částice, nejlépe ale 5 až 10 částic, což nám zaručí hodnotu posunutí a následně vektor rychlosti v celé měřené oblasti. Ovšem je vysoce pravděpodobné, že ve vyšetřovaných oblastech bude i více než jedna částice, což nám značně ztěžuje vyhodnocení posunutí, neboť průměrnou hodnotu posunutí budeme muset získat z více než jedné hodnoty posunutí částic pomocí složitějšího algoritmu. Nejčastěji používaným způsobem vyhodnocení průměrného posunutí je korelace.

Nejčastěji se používá tzv. vzájemná korelace. “Výsledkem vzájemné korelace je plocha tzv. peaků v korelační rovině, viz obr. 5-4. Každý peak svojí výškou a plochou vůči ostatním určuje, s jakou statistickou pravděpodobností došlo v příslušné vyšetřované oblasti k posunutí částic, které je reprezentováno vektorem s počátečním bodem ve středu nulového peaku (odpovídá počátku souřadnicové systému v korelační rovině) a koncovým ve středu každého dalšího peaku. Výpočet nejpravděpodobnějšího posunutí se tak zúží na hledání nejvyššího peaku. Malé peaky reprezentují tzv. korelační šum.“



Obr. 5-4 Korelační rovina

5.6 Technické vybavení

Ve stručnosti zde budou popsány dva nejdůležitější technické přístroje použité při našem měření. Osvětlovací techniku zastupuje dvoukomorový Nd:YAG laser a zaznamenávací zařízení představuje digitální CCD kamera.

5.6.1 Dvoukomorový Nd:YAG laser

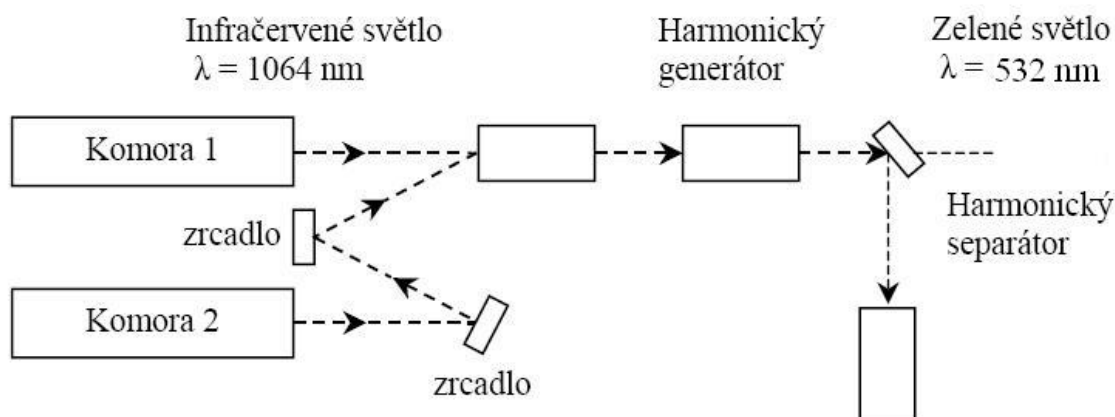
Hlavním cílem laseru je prostřednictvím generovaného pulzu dostatečně osvětlit měřenou rovinu v proudu tak, aby unášené částice byly schopny odrazit světlo do objektivu kamery a mohl tak vzniknout kvalitní záznam obrazu. Tento typ laseru má oproti ostatním několik nesporných výhod a pro tyto výhody je tento typ laseru k měření metodou PIV nejideálnější a proto nejpoužívanější.

Zřejmě největší výhodou tohoto dvoukomorového laseru je fakt, že obě komory obsahují svůj vlastní laser. Jak již víme, měřená rovina musí být osvětlena dvěma krátkými po sobě jdoucími pulzy. V tomto případě dvoukomorového uspořádání je první i druhý pulz vygenerován jiným laserovým zdrojem, takže můžeme zvolit relativně libovolný časový interval mezi oběma pulzy. Časový interval se tak stává nezávislým na čase potřebném pro vygenerování nového pulzu, jak je tomu v případě s jedním laserovým zdrojem.

Samotný časový interval mezi oběma pulzy nemůže být zcela libovolný. Musí být také zajištěno to, že časový interval mezi pulzy bude dostatečně dlouhý, aby došlo k posunutí sledovaných částic, ale zároveň dostatečně krátký, aby částice neunikly ze sledovaného obrazu, přesněji z vyšetřované oblasti. Posunutí by mělo být v rozsahu 1/3 až 1/2 velikosti vyšetřované oblasti. Vlastní doba působení jednotlivých pulzů by měla být co nejmenší, aby se sledované částice během působení pulzu pohnuly co nejméně. V ideálním případě by se částice vůbec neměly pohnout.

V případě dvoukomorového laseru je patrné, že oba světelné paprsky nevycházejí ze stejné komory, neboli ze stejného bodu. Naším cílem je, aby tyto paprsky vycházely do stejné

válcové optiky z jednoho bodu. Toho dosáhneme použitím soustavy přesně uspořádaných zrcadel, které přeměrují paprsek z druhého laseru do osy prvního laseru, viz obr. 5-5.



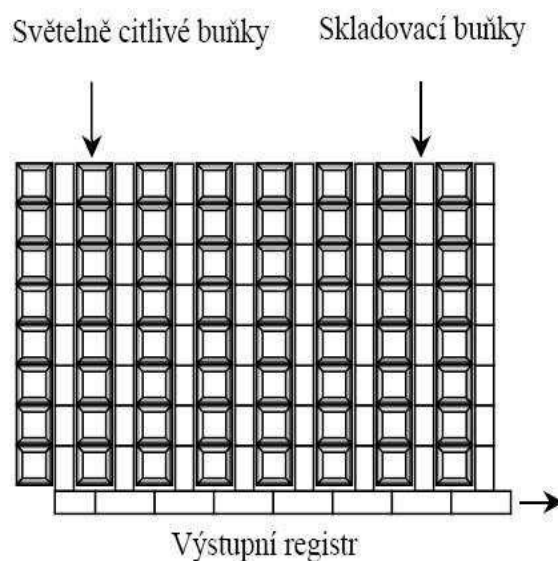
Obr. 5-5 Dvoukomorový Nd:YAG laser

Dvoukomorový laser typu Nd:YAG je druh pulzního laseru. Jedná se o pevnolátkový laser generovaný impulzní výbojkou a produkuje infračervené světlené záření o vlnové délce $\lambda = 1064 \text{ nm}$. Protože CCD kamery jsou na toto světlo málo citlivé, musíme ho převést na jiné světlo o jiné vlnové délce, které kamery lépe zachytí. Tento problém pomáhá vyřešit přidáním harmonického generátoru. S jeho pomocí se dosáhne vlnové délky $\lambda = 532 \text{ nm}$, která je typická pro viditelné zelené světlo. Ovšem harmonický generátor není schopen převést všechno infračervené světlo, takže je nutné toto zbylé světlo odfiltrout pomocí harmonického separátoru.

5.6.2 Digitální CCD kamera

Při měření metodou PIV je to nepoužívanější kamera pro získání záznamu obrazu částic. Oproti svým předchůdcům, např. filmové kamery, má dvě velké výhody. První výhodou je, že umožňuje počítačové zpracování záznamu, což u předchozích zařízení nešlo a vše se muselo zpracovat bez pomoci počítače. Druhou výhodou je schopnost zaznamenat vysoký počet záznamů během krátké doby. Pro představu tzn. během jedné mikrosekundy dva obrazy.

Velice moderní jsou kamery s progresivní ukládací architekturou senzoru. Tyto kamery obsahují dva typy buněk a to buňky světelně citlivé a buňky skladovací. Při prvním pulzu buňky světelně citlivé zaznamenají první obraz s počáteční polohou částic a tento záznam obrazu odešlou do buněk skladovacích. Jakmile jsou světelně citlivé buňky opět prázdné, začne působit druhý pulz laseru a světelně citlivé buňky zaznamenají nový obraz. Tentokrát světelně citlivé buňky obsahují záznam s konečnou polohou sledovaných částic. Tyto záznamy jsou následně převedeny přes výstupní registr do paměti počítače a oba druhy buněk se vyprázdňují. Uspořádání těchto buněk je znázorněno na obr. 5-6.



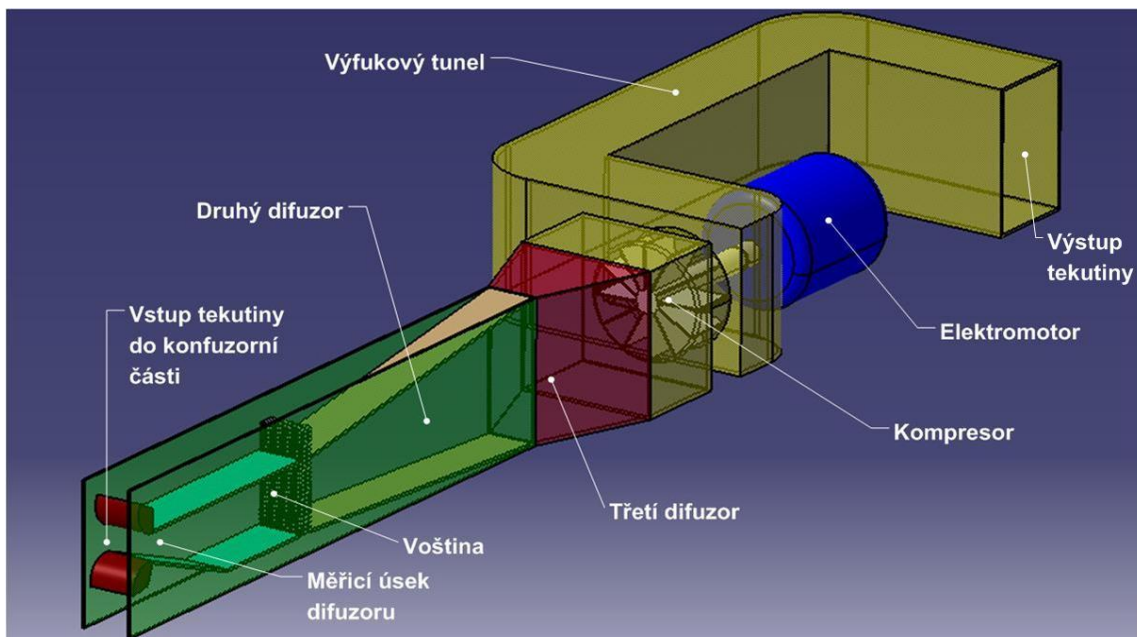
Obr. 5-6 Uspořádání buněk v senzoru s progresivní ukládací architekturou

6 Realizace měření

Všechna měření byla provedena na experimentálním aerodynamickém tunelu, který je umístěn v laboratořích Katedry energetických strojů a zařízení. Jedná se o měření tlakového gradientu, který byl měřen při dvou různých rychlostech a následně bude určena nejistota měření. Dále je popsáno měření rychlostního profilu pětiotvorovou sondou na výstupu z měřicí části difuzoru a na závěr bylo provedeno měření rychlostního pole metodou PIV.

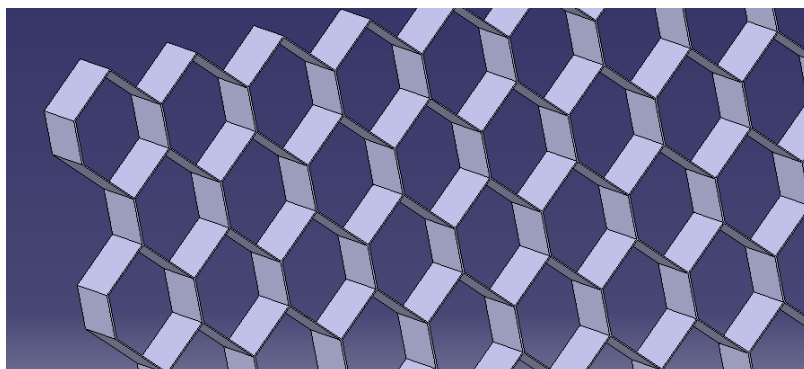
6.1 Popis experimentálního zařízení

Aerodynamický tunel s difuzorovou měřicí částí pracuje v podzvukovém režimu a funguje jako podtlakový. Pracovním médiem je v našem případě vzduch. Celý aerodynamický tunel je zobrazen na obr. 6-1 jako 3D model vytvořený softwarem Catia V5.



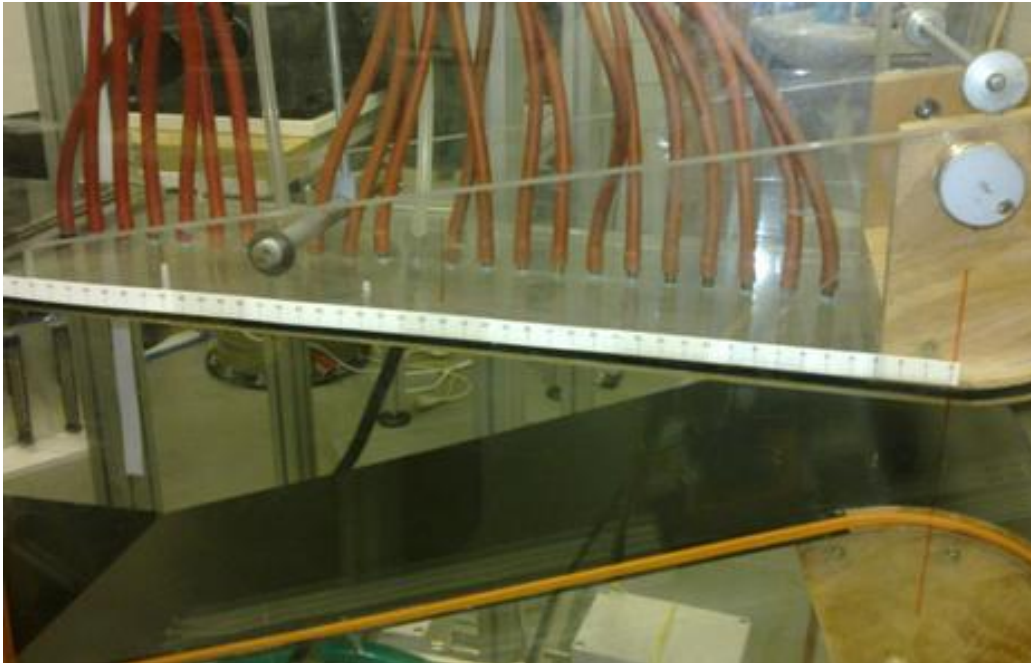
Obr. 6-1 3D model aerodynamického tunelu

Základním principem je nasávání vzduchu kompresorem do vstupní části tunelu a postupně nasávaný vzduch prochází měřicím prostorem, poté skrz voštiny a dalšími dvěma pomocnými difuzory až do kompresoru, odkud odchází pomocí výfukového tunelu ven do ovzduší. Kompresor je umístěn na jedné hřídeli společně s elektromotorem. Voštiny za měřicím úsekem slouží k usměrnění proudu a potlačení příčných fluktuací rychlosti. Detail voštiny je znázorněn pomocí 3D modelu na obr. 6-2.

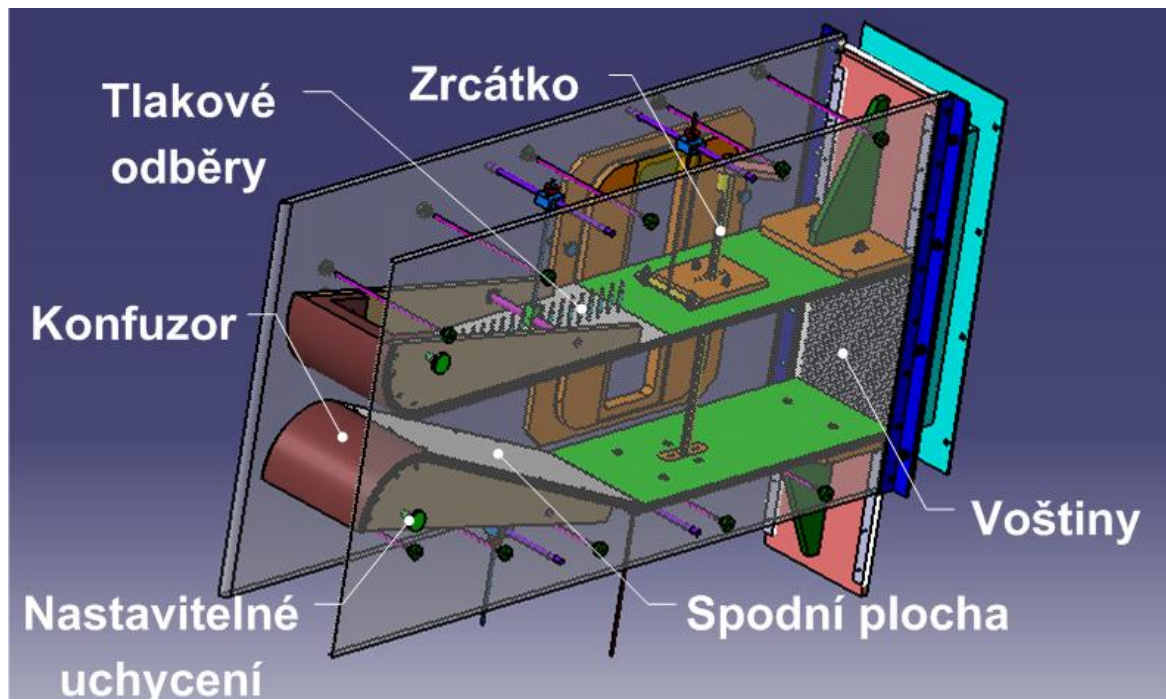


Obr. 6-2 Detail voštiny

Úhel rozevření difuzoru je nastavitelný pomocí šroubů a ruční manipulace s plochami difuzoru, které tento úhel svírají. V tomto případě je pro měření horní plocha pracovní části difuzoru v horizontální poloze a spodní plocha je nastavena tak, aby úhel rozevření byl $21,2^\circ$. Při tomto nastavení budou provedena všechna měření. Horní plocha měřicího úseku difuzoru je opatřena 23 výstupy pro měření tlakového gradientu, na kterých jsou nasazeny hadičky pro přenos tlaku do tlakového převodníku. Tyto výstupy včetně nasazených hadiček jsou reálně zachyceny na obr. 6-3. Rozteč mezi těmito výstupy je 20 mm. První výstup je umístěn 45 mm od vstupního průřezu pracovní části difuzoru. Detail pracovní části difuzoru v podobě 3D modelu je na obr. 6-4.

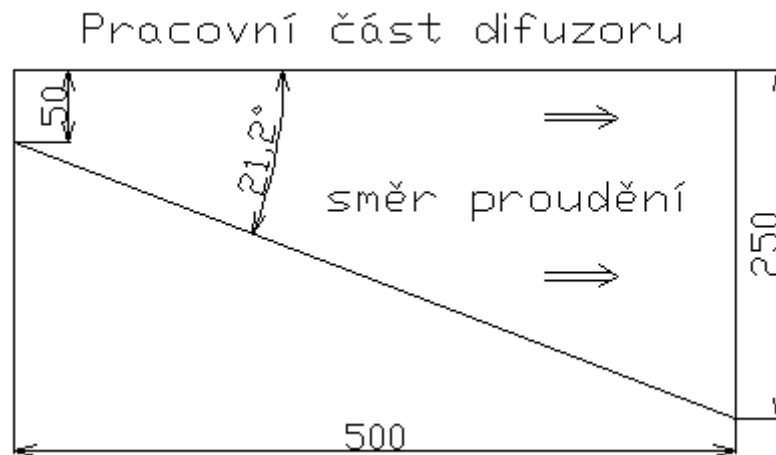


Obr. 6-3 Výstupy pro měření statického tlaku podél difuzoru



Obr. 6-4 3D model pracovní části difuzoru

Geometrické rozměry pracovní části difuzoru už byly uvedeny i v kapitole 4.4. Pracovní část je dlouhá 500 mm. Výška vstupního průřezu je 50 mm a výška výstupního průřezu je 250 mm. Difuzor má po celé délce konstantní šířku 200 mm. Základní geometrie je zobrazena na obr. 6-5. Celá konstrukce je dlouhá přibližně 5 m a je umístěna na rámu cca 1 m nad zemí.



Obr. 6-5 Geometrie pracovní části difuzoru

6.2 Měření tlakového gradientu

Měření tlakového gradientu bylo umožněno otvory v horní ploše měřicího úseku difuzoru. K tomuto měření byl použit inteligentní tlakový převodník NetScanner 9116, viz obr. 6-6. V difuzoru se ale nachází 23 výstupů pro odběr statického tlaku, ovšem převodník má pouze 16 kanálů. Z tohoto důvodu byly použity dva tlakové převodníky. První převodník měřil od prvního až po šestnáctý odběr tlaku a druhý měřil od sedmáctého až po dvacátýtřetí odběr. Druhý převodník na jednom kanálu navíc měřil také hodnotu dynamického tlaku na vstupu do difuzoru. K tomu byly použity také dva tlakové převodníky BHV 5355. Bylo odměřeno 45 vzorků s vzorkovací frekvencí 10 Hz a poté vypočtena střední hodnota tlaku v jednotlivých odběrech. Zaznamenání hodnot tlaků bylo provedeno pomocí programu LabVIEW a následně převedeno do textového souboru.



Obr. 6-6 Inteligentní tlakový převodník NetScanner 9116

6.3 Nejistoty měření

U experimentálních prací by měla být určena nejistota měření, aby bylo možné říci, s jakou přesností bylo měření provedeno. Nejistoty jsou rozděleny na dvě základní skupiny: nejistoty typu A a nejistoty typu B. Obě tyto skupiny budou dále podrobněji vysvětleny. V tomto případě bylo vhodně zvoleno určení nejistoty měření při měření tlakového gradientu nepřímo měřené veličiny a to rychlosti proudu w , která je závislá na dynamickém tlaku p_d a hustotě ρ a proto i následující text bude vztahován k tomuto faktu.

6.3.1 Nejistoty typu A

Výpočet nejistoty typu A je založen na statistické analýze naměřených údajů. Pro určení tohoto typu nejistoty je potřeba nejméně 10 měření opakovaných při stejných podmínkách. Je tedy zaznamenáno n hodnot měřené veličiny $x_1, x_2, x_i, \dots, x_n$. Poté je vypočten aritmetický průměr měřené veličiny \bar{x} podle vztahu:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (6.1)$$

Standardní nejistota typu A, která se značí $u_A(x)$, se rovná směrodatné odchylce aritmetického průměru $s_{\bar{x}}$ a je dána vztahem:

$$u_A(x) = s_{\bar{x}} = \frac{s_x}{\sqrt{n}} = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (6.2)$$

6.3.2 Nejistoty typu B

Nejistota typu B zahrnuje ostatní nejistoty, které mohou ovlivnit nepřímo měřenou veličinu. Pro náš případ je postup určení nejistoty typu B následující:

Nejprve se určí zdroje těchto nejistot $Z_1, Z_2, Z_j, \dots, Z_p$ a poté se určí standardní nejistota každého zdroje z_{jmax} . Tyto nejistoty se určují z technické dokumentace, certifikátů, tabulek apod.

Dále jsou určeny dílčí nejistoty jednotlivých zdrojů $u_B(z_j)$ podle vztahu:

$$u_B(z_j) = \frac{z_{jmax}}{k} \quad (6.3)$$

kde z_{jmax} je maximální odchylka j -tého zdroje a k je součinitel vycházející ze zákona rozdělení.

Pak je zjištěna výstupní funkci Y v závislosti na známých veličinách X :

$$Y = f(X_1, X_2, \dots, X_m),$$

kde veličiny X_1, X_2, \dots, X_m jsou takové veličiny, které lze přímo změřit nebo jejichž odhady nebo nejistoty jsou známy z jiných zdrojů. Odhad y výstupní veličiny Y je určen:

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_m),$$

kde x_1, x_2, \dots, x_m jsou odhady vstupních veličin X_1, X_2, \dots, X_m . Nyní už je možné určit nejistotu typu B hledané veličiny y podle vztahu:

$$u_B(y) = \sqrt{\sum_{j=1}^m A_j^2 \cdot u_B^2(z_j)} \quad (6.4)$$

kde A_j je koeficient citlivosti a platí pro něj vztah:

$$A_i = \frac{\partial Y}{\partial X_i} \quad (6.5)$$

6.3.3 Výsledná nejistota měření

Pokud je určena zvlášť nejistota A a nejistota B, potom výsledná nejistota měření je vypočtena velmi snadno podle vztahu:

$$u_C(y) = \sqrt{u_A^2(y) + u_B^2(y)} \quad (6.6)$$

Tato celková nejistota je často nazývána jako kombinovaná nejistota.

6.4 Měření rychlostního profilu

Rychlostní profil byl měřen na výstupu z pracovní části difuzoru. K tomuto měření byla použita pětivotorová pneumatická sonda zapůjčenou z Škoda Power a.s..

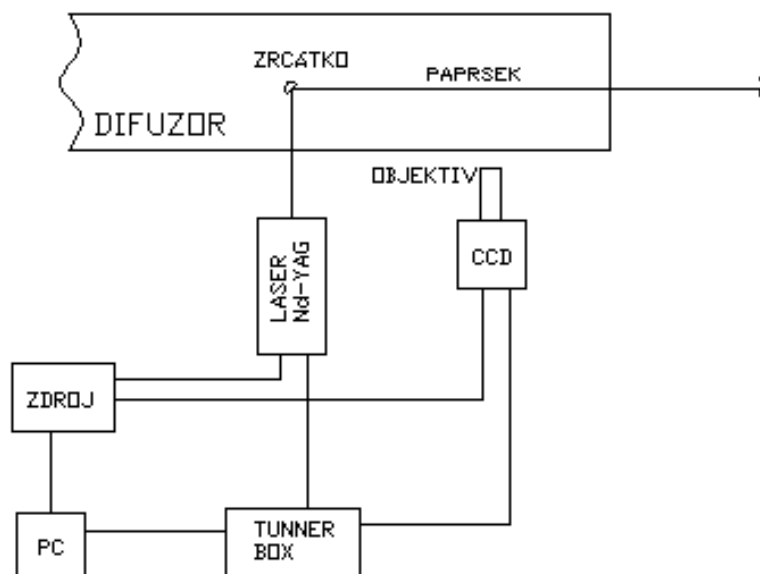
Abychom byli schopni změřit celý rychlostní profil, byl použit elektrický traverzér Microcon, model SX23-2727, viz obr. 6-7. Na traverzér byl připevněn pomocný držák s kruhovým otvorem pro sondu. Poté, co byla sonda vložena a řádně uchycena do držáku pomocí šroubu a matice, byla nastavena výchozí poloha sondy na spodní ploše difuzoru pro měření rychlostního profilu. Traverzér byl ovládán pomocí programu LabVIEW. V celém průřezu bylo provedeno 49 měření. Celý profil byl postupně sondou odměřen až k horní ploše difuzoru a hodnoty naměřených tlaků zaznamenali.



Obr. 6-7 Elektrický traverzér Microcon

6.5 Měření PIV

Teorie měření metodou PIV byla probrána v kapitole 5. Toto měření bylo prováděno v měřicím úseku difuzoru na spodní šikmé ploše při rozevření $21,2^\circ$ a rychlosti vstupujícího média 18 m/s. Cílem bylo zjistit vektorovou mapu rychlostního pole a poté následně určit místo odtržení proudu od sledované stěny. Schéma zapojení pro měření PIV je v půdorysu znázorněno na obr 6-8.



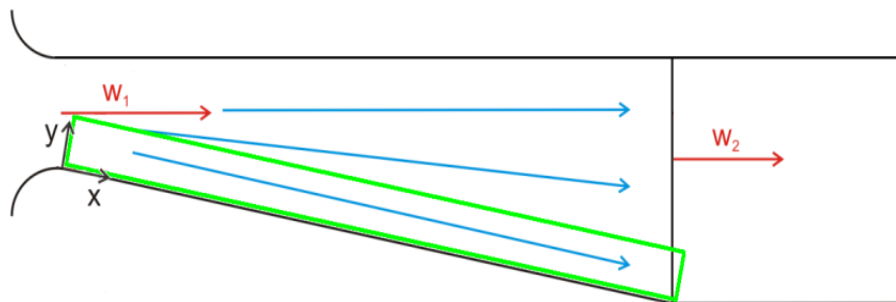
Obr. 6-8 Schéma zapojení pro měření rychlostního pole metodou PIV

Pro realizaci měření bylo potřeba převést přes speciální válcovou optiku laserový paprsek na laserovou rovinu a následně tuto rovinu přeměřovat pomocí speciálního zrcátka podélně do osy difuzoru. Tento způsob byl již ukázán na obr 5-1 v kapitole 5. Dále jsme museli zajistit sycení proudu stopovacími částicemi. V tomto případě byly použity částice na bázi oleje generované zařízením SAFEX, protože tyto částice jsou vhodné pro plyny. Se sycením proudu bylo spojeno nejvíce komplikací, jelikož se často stalo, že částice buď nebyly v proudu dostatečně rozptýleny v důležitých oblastech a nemohli jsme tedy zachytit požadovaný obraz nebo naopak se tvořily velké shluky částic a obrazy nebyly vhodné k dalšímu zpracování. Po různých pokusech o změnu systému sycení se podařilo získat kvalitní obrazy vhodné k vyhodnocení. Použité sycící zařízení je na obr. 6-9.



Obr. 6-9 Sycící zařízení

Obrazy byly snímány CCD kamerou a následně po dokončení dané sekce měření posílány do paměti počítače a ukládány do databáze v prostředí Dynamics Studio. V daném nastavení byla CCD kamera schopna zachytit přibližně 90 mm délky difuzoru, tudíž bylo nutné zaznamenat jednotlivě 5 takto velkých obrazů, abychom pokryly sledovanou stěnu difuzoru po celé délce. Pro lepší návaznost se obrazy překrývaly v délce 20 mm. Celá snímaná oblast je ohraničena zeleně na obr. 6-10. Snímky byly zaznamenávány s frekvencí 7,4 Hz při prostorovém rozlišení CCD chipu 2048 pixelů ve směru proudícího média a 800 pixelů ve směru kolmém na stěnu. Velikost vyhodnocovací oblasti byla zvolena 32x16 pixelů. Časový interval mezi pulzy laseru byl 70 μ s.



Obr. 6-10 Snímaná oblast

7 Vyhodnocení a výsledky měření

V této kapitole budou vyhodnocena všechna provedená měření a ukázány jejich výsledky. K vyhodnocení naměřených dat byly použity programy Dynamics Studio, MO Excel 2007 a Matlab R2010a.

7.1 Tlakový gradient

Tlakový gradient byl měřen při dvou různých vstupních rychlostech w_1 : 28 m/s a 18 m/s.

7.1.1 Rychlost $w_1 = 28$ m/s

Měření při rychlosti $w_1 = 28$ m/s probíhalo za těchto podmínek:

- $T = 26^\circ\text{C} = 299,15$ K ... teplota okolí
- $p_b = 96\,300$ Pa ... barometrický tlak
- $r = 287,1$ J/KgK ... plynová konstanta

Proudění bylo uvažováno jako nestlačitelné a z výše uvedených hodnot byla vypočtena hustota vzduchu ρ ze stavové rovnice plynu (4.5) upravené do tvaru:

$$\rho = \frac{p_b}{r \cdot T} = \frac{96300}{287,1 \cdot 299,15} = 1,12 \text{ kg/m}^3$$

Měřením bylo získáno 24 hodnot statických tlaků p_s podél difuzoru včetně hodnoty statického tlaku na vstupu p_{s1} . Dále byla získána hodnota dynamického tlaku p_{d1} na vstupu do difuzoru. Z hodnoty statického a dynamického tlaku na vstupu byla vypočtena hodnota celkového tlaku p_{c1} na vstupu do difuzoru:

$$p_{c1} = p_{s1} + p_{d1} = 95\,828 + 455 = 96\,283 \text{ Pa}$$

Pro výpočet skutečné rychlosti w_1 na vstupu do difuzoru bylo vycházeno z obecné Bernoulliho rovnice:

$$wdw = R_k dk - \frac{1}{\rho} \left(dp - \frac{\partial p}{\partial t} dt \right) \quad (7.1)$$

Následně budou aplikovány tyto zjednodušující předpoklady:

- proudění je stacionární: $\partial p / \partial t = 0$
- tekutina v gravitačním poli: $R_x = R_z = 0$, $R_y = -g$
- rovnici integrujeme podél proudnice
- proudění je nestlačitelné: $\rho = 0$

Po aplikaci těchto předpokladů byl určen vztah pro obyčejnou Bernoulliovu rovnice, která bude pro výpočet použita v tlakovém tvaru:

$$\rho \frac{w^2}{2} + \rho g y + p_s = p_c \quad (7.2)$$

a po následné úpravě pro tento případ

$$w_1 = \sqrt{2 \cdot \left(\frac{p_c - p_s}{\rho} - g y \right)} = \sqrt{2 \cdot \left(\frac{96\,284,05 - 95\,828,171}{1,12} - 9,81 \cdot 1 \right)} = 28,186 \text{ m/s}$$

Nyní jsme schopni vypočítat teoretické hodnoty statického tlaku $p_{s(i)}$ v libovolném místě podél difuzoru v závislosti na vstupních veličinách, naměřených i vypočtených, a v závislosti na průřezu difuzoru $S(i)$ v daném místě podle vztahu:

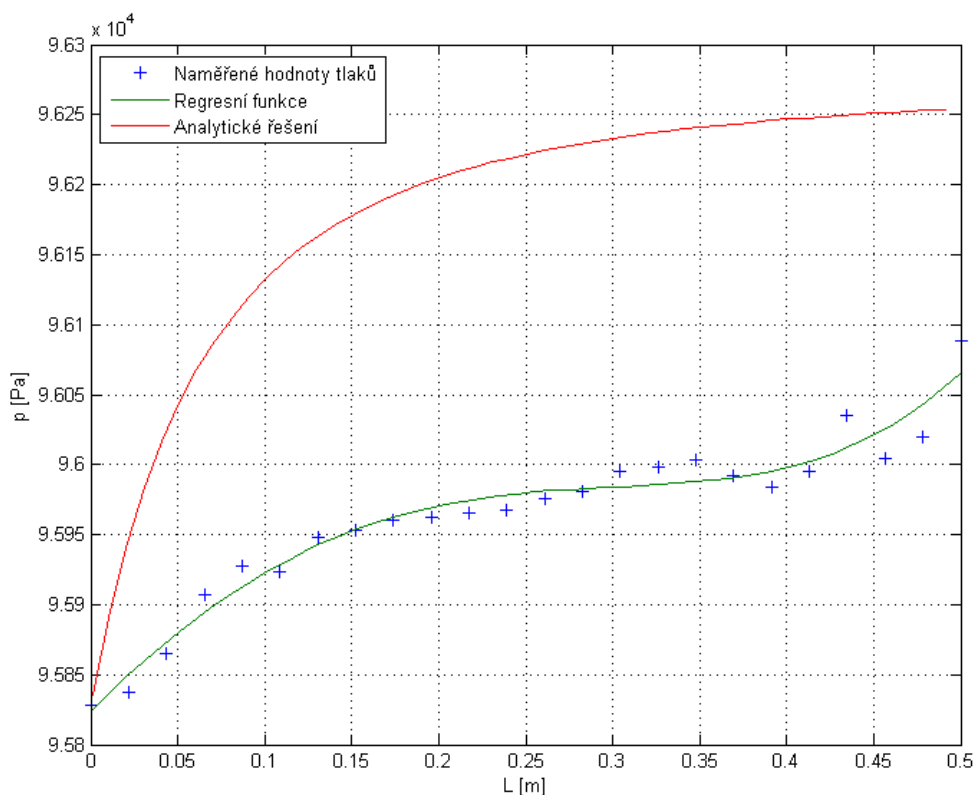
$$p_s(i) = p_{s1} + \rho \frac{w_1^2}{2} \cdot \left[1 - \left(\frac{S_1}{S(i)} \right)^2 \right] \quad (7.3)$$

kde $S(i)$ je průřez difuzoru v odpovídajícím místě statického tlaku $p_{s(i)}$ a v našem případě je dán vztahem:

$$S = b \cdot (H + L \cdot \operatorname{tg} \alpha) \quad (7.4)$$

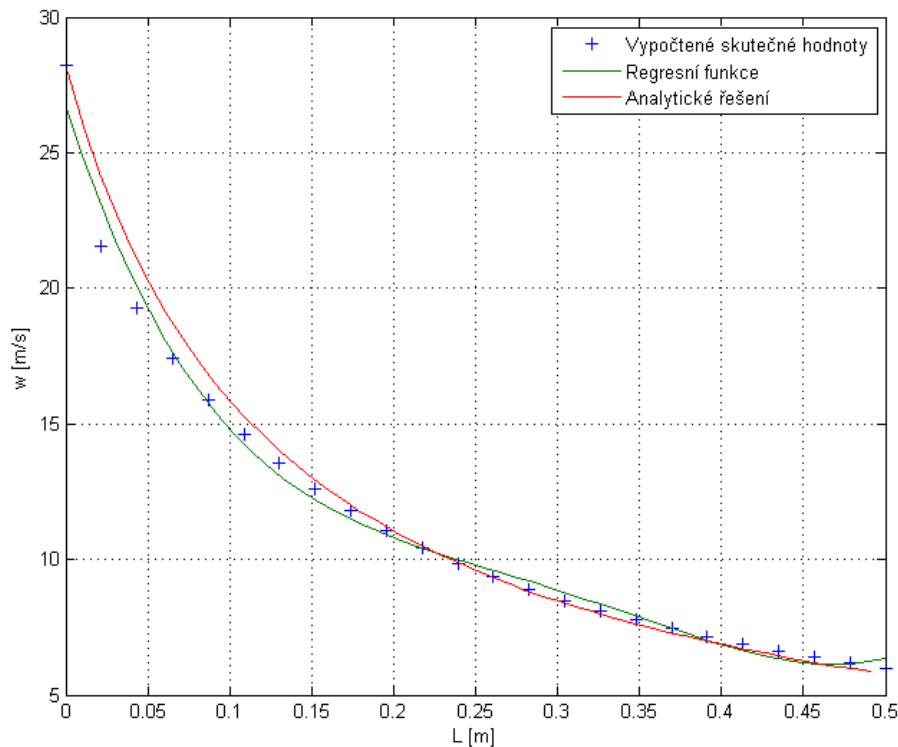
kde b je konstantní šířka difuzoru, H je výška vstupního průřezu, α je úhel rozevření difuzoru a L je vzdálenost mezi vstupem difuzoru a daným měřeným místem.

Po zpracování těchto veličin byl vytvořen graf průběhu statických tlaků podél difuzoru, viz obr. 7-1. V grafu můžete také vidět porovnání skutečných naměřených hodnot statických tlaků p_s s hodnotami ideálními vypočtenými analyticky.



Obr. 7-1 Průběh tlakového gradientu při $w_1 = 28 \text{ m/s}$

Toto porovnání je provedeno také pro průběh rychlosti w , viz obr. 7-2. Skutečné hodnoty rychlosti se od těch ideálních příliš neliší, nicméně mírný rozdíl je z grafu patrný.



Obr. 7-2 Průběh rychlosti podél měřicího úseku difuzoru

7.1.2 Rychlost $w_1 = 18 \text{ m/s}$

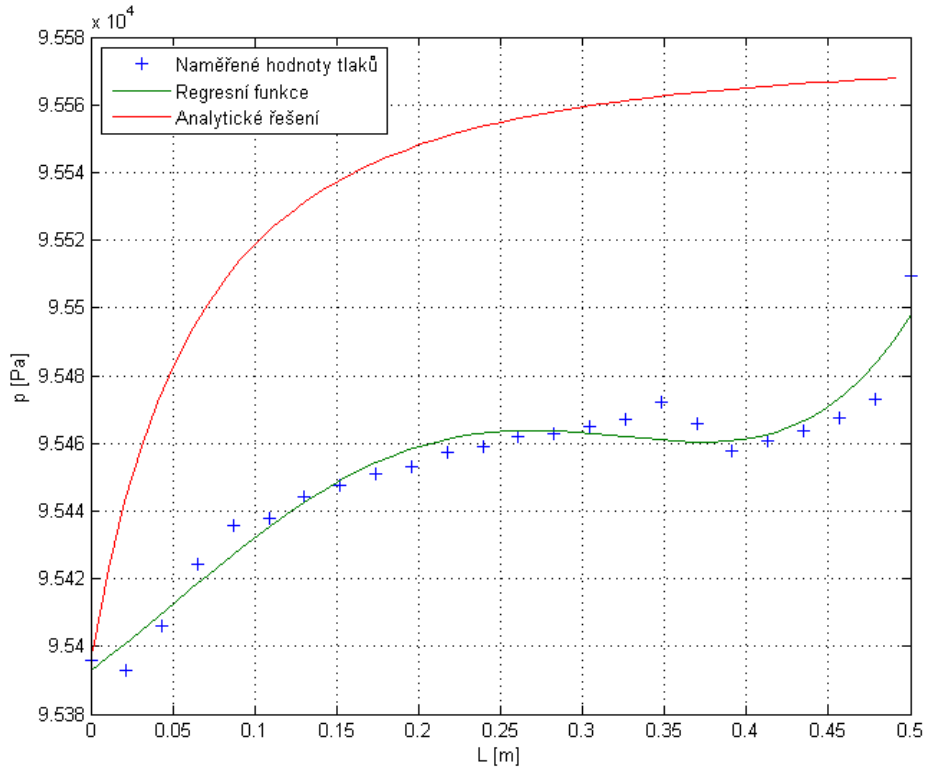
Měření tlakového gradientu při rychlosti $w_1 = 18 \text{ m/s}$ probíhalo za těchto podmínek:

- $T = 24,1^\circ\text{C} = 297,25 \text{ K}$... teplota okolí
- $p_b = 95\,600 \text{ Pa}$... barometrický tlak
- $r = 287,1 \text{ J/KgK}$... plynová konstanta

Postup výpočtu je stejný jako v předchozím případě, tudíž budou uvedeny pouze výsledky těchto výpočtů:

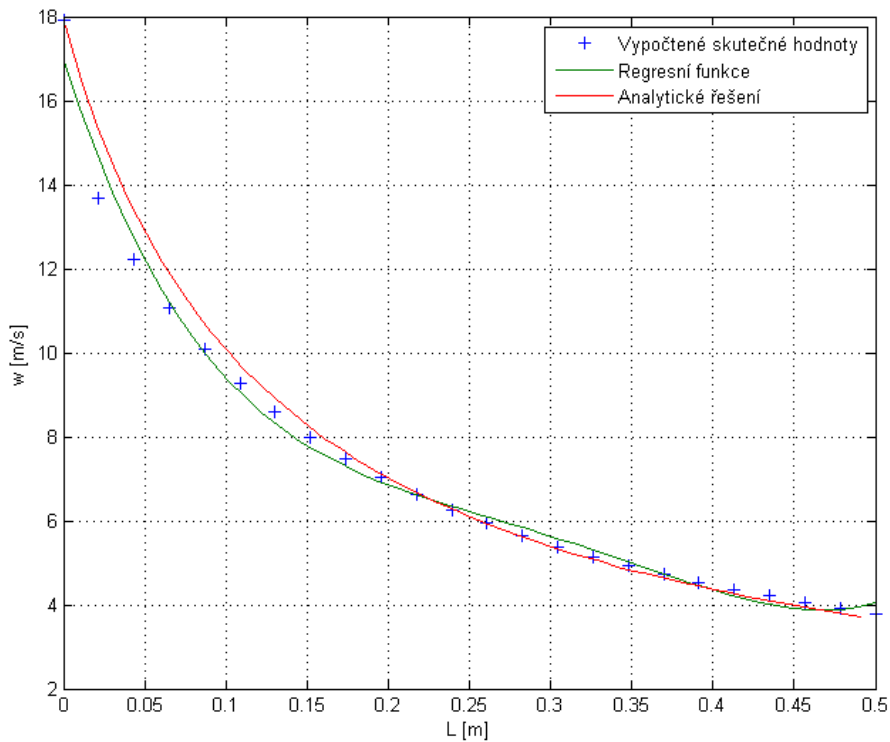
- $\rho = 1,12 \text{ kg/m}^3$
- $p_{c1} = p_{s1} + p_{d1} = 95\,395 + 190 = 95\,585 \text{ Pa}$
- $w_1 = 17,913 \text{ m/s}$

Pomocí opakovaných výpočtů byly určeny skutečné hodnoty statického tlaku podél difuzoru a následně byly tyto hodnoty vygenerovány do grafu, viz obr. 7-3. Opět je zobrazeno porovnání s ideálním průběhem tlakového gradientu. Při této rychlosti proudění bude také sledováno odtržení proudu od stěny. Jak je vidět z grafu, tlak od počátku narůstá o dost pomaleji než v ideálním případě. Ve vzdálenosti 200 mm od vstupního průřezu je nárůst tlaku velice nízký. Za povšimnutí stojí, že poslední naměřená hodnota statického tlaku dosáhla mnohem vyšší hodnoty než v předchozích místech. Tento jev je způsoben přechodem desky a lepeným spojem na konci měřicího úseku difuzoru, tudíž tuto hodnotu není možné brát v úvahu. Pomocí měření tlakového gradientu byla získána představa o tom, kde by se mělo odtržení proudu nacházet.



Obr. 7-3 Průběh tlakového gradientu při $w_1 = 18$ m/s

Jako v předchozím případě je po vykreslení průběhu tlakového gradientu možné vygenerovat i průběh skutečné a teoretické rychlosti, viz obr. 7-4.



Obr. 7-4 Průběh rychlosti podél měřicího úseku difuzoru

7.1.3 Nejistoty měření

Jelikož se jedná o experimentální měření, je vhodné určit nejistotu měření. Rychlost w byla vybrána jako veličina, ke které nejistotu měření stanovíme. Pro tento případ jsme provedli měření okamžitých hodnot dynamického tlaku, z kterých budeme vycházet. Jako dostačující počet pro určení nejistoty měření bylo zvoleno 200 hodnot dynamického tlaku. Postup výpočtu pro oba typy nejistoty měření byl uveden v kapitole 6.3. Nejprve byla určena hodnota rychlosti w pro všechny okamžité hodnoty dynamického tlaku p_d podle vztahu

$$w = \sqrt{2 \cdot \frac{p_d}{\rho}} \quad (7.5)$$

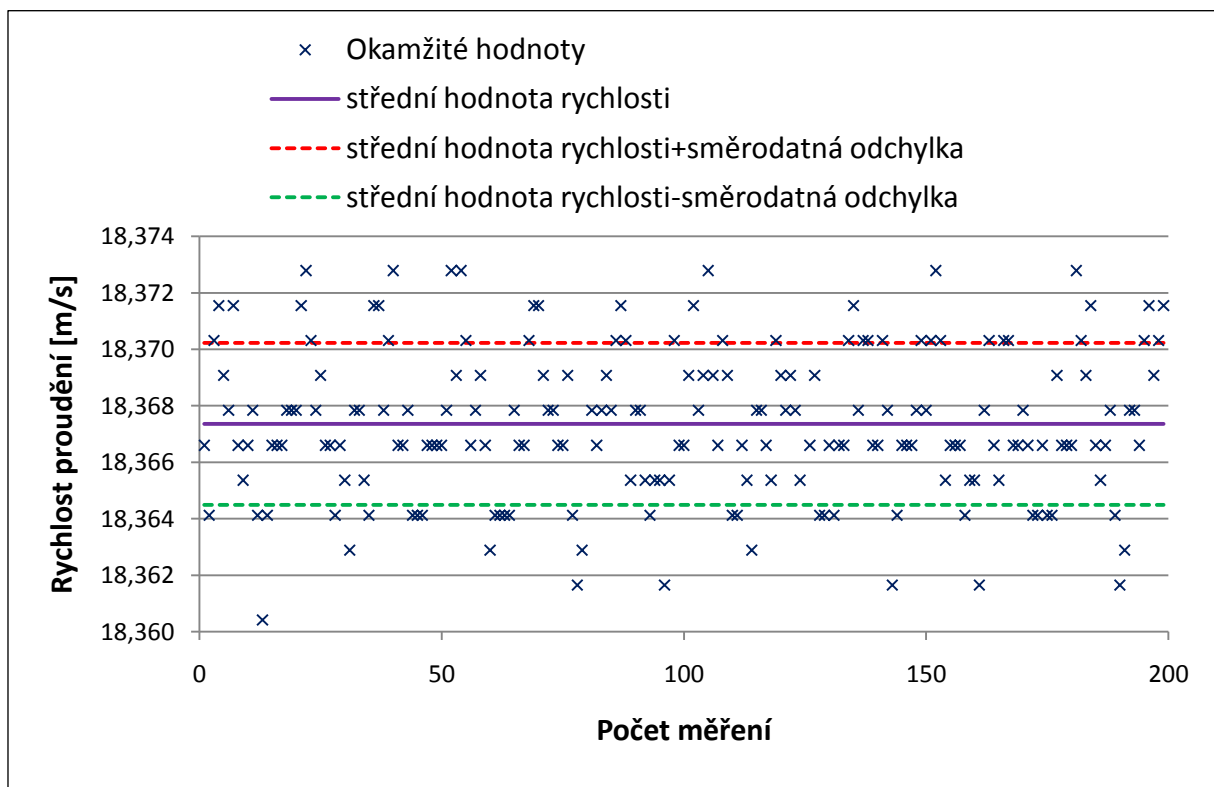
a následně aritmetický průměr již vypočtených rychlostí \bar{w} analogicky podle vztahu (6.1):

$$\bar{w} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n w_i = 18,367 \text{ m/s}$$

Výsledná nejistota typu A se stanoví opět analogicky podle vztahu (6.2):

$$u_A(w) = s_{\bar{w}} = \frac{s_w}{\sqrt{n}} = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (w_i - \bar{w})^2} = 0,003 \text{ m/s}$$

Na obr. 7-5 jsou znázorněny hodnoty rychlostí, které jsou vypočtené z okamžitých hodnot naměřených tlaků. Pomocí střední hodnoty rychlosti a směrodatné odchylky byla určena oblast, kde by se většina vypočtených hodnot měla nacházet. Je zřejmé, že se skutečně většina těchto hodnot v dané oblasti nachází.



Obr. 7-5 Vypočtené okamžité hodnoty rychlosti

Pro určení nejistoty typu B je nutné zjistit hodnoty dílčích nejistot jednotlivých zdrojů $u_B(z_j)$ a stanovit součinitele citlivosti jednotlivých zdrojů A_j . Tyto zdroje je možné vidět v rovnici (7.5), tudíž naše měření ovlivňuje dynamický tlak a hustota. Pomocí vztahu (7.5) budou určeny součinitele citlivosti pro oba zdroje. Součinitel citlivosti pro dynamický tlak je dán podle vztahu (6.5):

$$A_{p_d} = \frac{\partial w}{\partial p_d} = \frac{1}{2 \cdot p_d \cdot \rho} \quad (7.6)$$

Analogicky se stanoví součinitele citlivosti pro hustotu vzduchu:

$$A_\rho = \frac{\partial w}{\partial \rho} = \frac{p_d}{2 \cdot \rho^3} \quad (7.7)$$

Snadno se nyní určí nejistota typu B, která je dána vztahem (6.4):

$$u_B(w) = \sqrt{\sum_{j=1}^m A_j^2 \cdot u_B^2(z_j)} = 0,760 \text{ m/s}$$

Celková kombinovaná nejistota je podle (6.6):

$$u_c(w) = \sqrt{u_A^2(w) + u_B^2(w)} = 0,760 \text{ m/s.}$$

Výsledná rychlost vypočtená z naměřených okamžitých hodnot dynamického tlaku včetně kombinované nejistoty měření je:

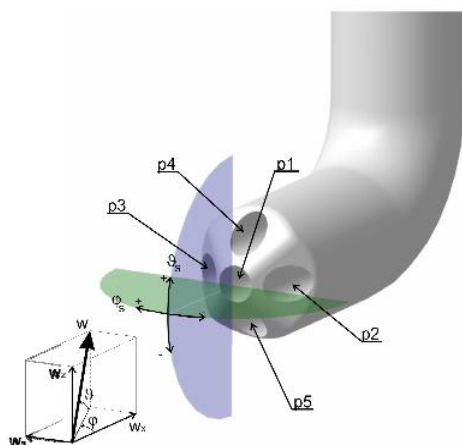
$$w_l = 17,913 \pm 0,760 \text{ m/s}$$

7.2 Rychlostní profil

Rychlostní profil na prodlouženém výstupu z difuzoru byl měřen pětiotvorovou sondou při následujících podmínkách:

- $T = 20,6^\circ\text{C} = 293,75 \text{ K}$... teplota okolí
- $p_b = 96\,900 \text{ Pa}$... barometrický tlak

Z těchto hodnot byla získána hustota ρ , kterou budeme později potřebovat pro výpočet rychlosti w . Jak již bylo uvedeno výše, sondou byl proměřen celý průřez difuzoru s krokem 5 mm a v každém měřicím bodu bylo získáno pět hodnot tlaků odpovídajících otvorům v sondě. Označení tlaků je znázorněno na obr. 7-6.



- p_1 ... střední odběr
- p_2 ... levý odběr
- p_3 ... pravý odběr
- p_4 ... horní odběr
- p_5 ... dolní odběr
- φ ... horizontální směr proudu
- ϑ ... vertikální směr proudu
- w_x, w_y, w_z ... složky rychlosti w

Obr. 7-6 Pětiotvorová sonda

Úhly φ_s a ϑ_s byly definovány při kalibraci, ale pro samotné vyhodnocení rychlostního profilu nejsou podstatné. Z hodnot tlaků na okraji sondy byla jednoduše vypočtena jejich průměrná hodnota p :

$$p = (p_2 + p_3 + p_4 + p_5) / 4 \quad (7.8)$$

Po vypočtení průměrného tlaku určíme hodnotu bezrozměrných koeficientů podle vztahů získaných při kalibraci:

$$C_p^{PHI} = \frac{p_2 - p_3}{p_1 - p} \quad (7.9)$$

$$C_p^{THETA} = \frac{p_4 - p_5}{p_1 - p} \quad (7.10)$$

Na obr. 7-6 je znázorněn obecný směr proudění a úhly, které proud svírá s příslušnými souřadnicovými osami a k nimž se tyto koeficienty vztahují. K dalšímu výpočtu zahrnující výše zmíněné koeficienty budou použity regresní rovnice vytvořené v programu Matlab. Výsledkem několika operací budou koeficienty C_p^{STAT} a C_p^{TOTAL} . Tyto koeficienty jsou také dány rovnicemi:

$$C_p^{STAT} = \frac{p_1 - p_s}{p_1 - p} \quad (7.11)$$

$$C_p^{TOTAL} = \frac{p_1 - p_c}{p_1 - p} \quad (7.12)$$

a jelikož bezrozměrné koeficienty C_p^{STAT} a C_p^{TOTAL} jsou známy, tak po jednoduché úpravě rovnic (7.11) a (7.12) bude vypočten statický tlak p_s a celkový tlak p_c :

$$p_s = p_1 - C_p^{STAT} \cdot (p_1 - p) \quad (7.13)$$

$$p_c = p_1 - C_p^{TOTAL} \cdot (p_1 - p) \quad (7.14)$$

Ze znalosti statického a celkového tlaku je určena hodnota dynamického tlaku

$$p_d = p_c - p_s \quad (7.15)$$

a následně vypočtena výsledná hodnota rychlosti w podle vztahu (7.5):

$$w = \sqrt{2 \cdot \frac{p_d}{\rho}}$$

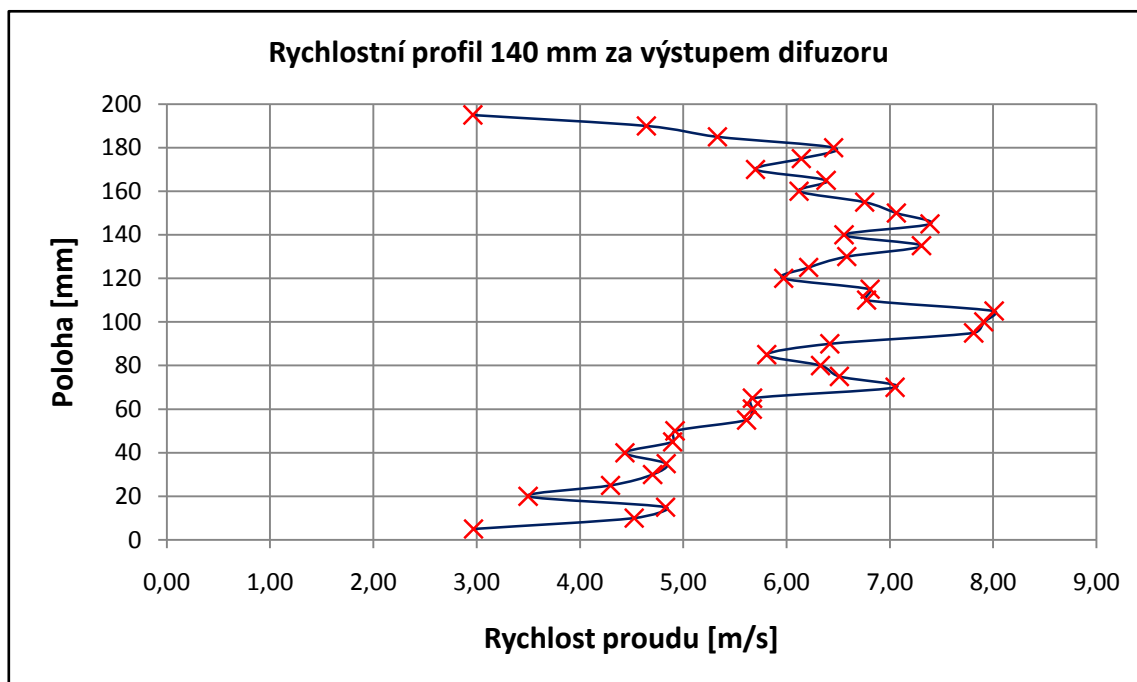
Celý tento postup se opakuje pro všechny polohy měření rychlostního profilu. Tímto budou získány vektory modulu rychlosti v odpovídajících měřicích bodech, z nichž jsme schopni vygenerovat rychlostní profil na výstupu difuzoru. Bohužel touto metodou jsme neobdrželi věrohodné výsledky z důvodu ucpaného kanálu pětiotvorové sondy a proto byl rychlostní profil měřen znovu, tentokrát ale pomocí Prandtlovy sondy ve vzdálenosti 140 mm za výstupem pracovní části difuzoru.

Pomocí Prandtlovy sondy byly získány přímo relativní hodnoty statického a celkového podtlaku. Dále s využitím barometrického tlaku byly vypočteny absolutní hodnoty statického a celkového tlaku. Z výše zmíněných hodnot absolutních tlaků byla určena absolutní hodnota dynamického tlaku. Toto měření probíhalo při těchto podmínkách:

- $T = 23,3^\circ\text{C} = 296,45 \text{ K}$... teplota okolí

- $p_b = 97\,700\text{ Pa}$... barometrický tlak

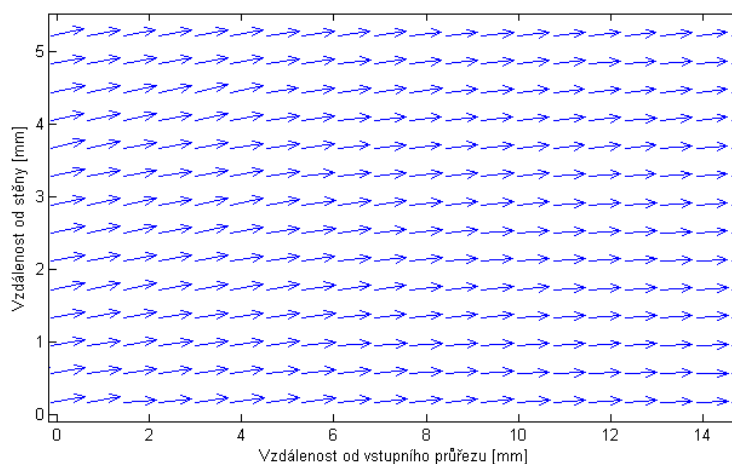
Uvedené hodnoty opět slouží k výpočtu hodnoty hustoty ze stavové rovnice plynu dle vztahu (4.5). Na závěr je vypočtena hledaná hodnota rychlosti v každém měřeném místě po celém průřezu difuzoru. Výsledný profil měřený pomocí Prandtlovy sondy je znázorněn na obr. 7-7.



Obr. 7-7 Výsledný rychlostní profil při $w_1 = 18\text{ m/s}$

7.3 Rychlostní pole metodou PIV a místo odtržení proudu

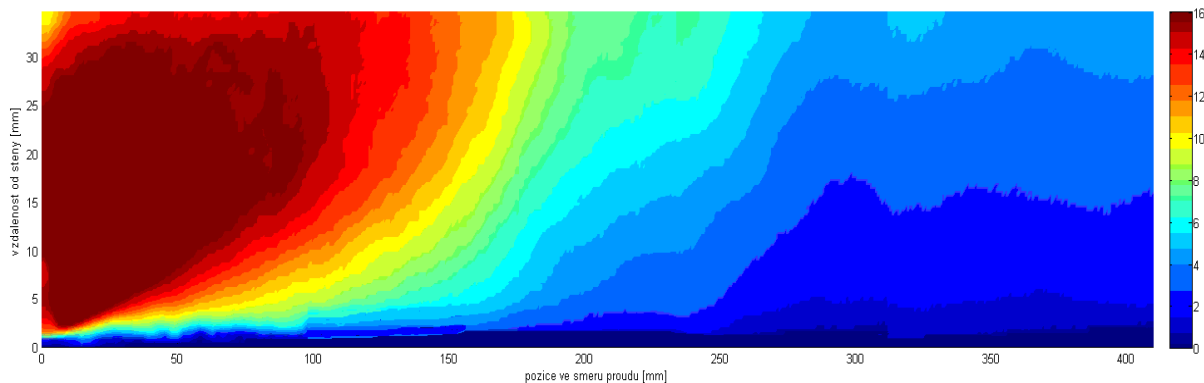
K tomuto měření byl využit program Dynamics Studio od firmy Dantec. K zpracování snímků byly použity analýzy Image Mean, Image Arithmetic, Adaptive Correlation a Moving Average Validation. Tímto postupem byly získány vektorové mapy rychlostního pole. Na obr. 7-8 je ukázána zvětšená část vektorové mapy rychlostí. Pro další zpracování byly tyto data exportovány do pracovního prostředí programu Matlab ve formě matic o velikosti 127x99, které obsahovaly hodnoty rychlostí a jejich příslušných poloh. Naším cílem bylo určit polohu místa odtržení proudu od stěny.



Obr. 7-8 Vektorová mapa rychlostního pole

7.3.1 Skalární pole rychlostí

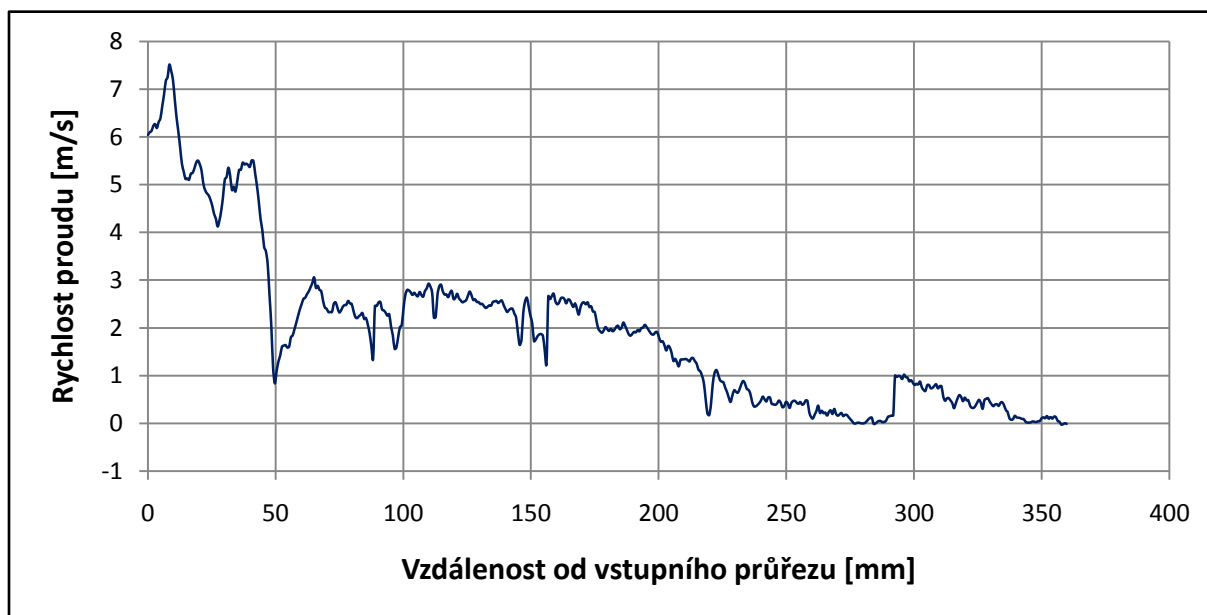
Z již výše zmíněných matic bylo možné vygenerovat skalární pole rychlostí obsahující časově střední hodnoty rychlostí vypočtené z okamžitých hodnot zaznamenaných metodou PIV. Pro 5 měřených poloh byly vygenerovány jednotlivá skalární pole a jejich složením vzniklo výsledné skalární pole rychlostí, viz obr. 7-9. Zde je vidět, že k odtržení proudu od stěny skutečně došlo. Počátek odtržení je možné zaregistrovat přibližně už 170 mm od vstupního průřezu difuzoru.



Obr. 7-9 Skalární pole rychlostí

7.3.2 Nulová rychlost u stěny

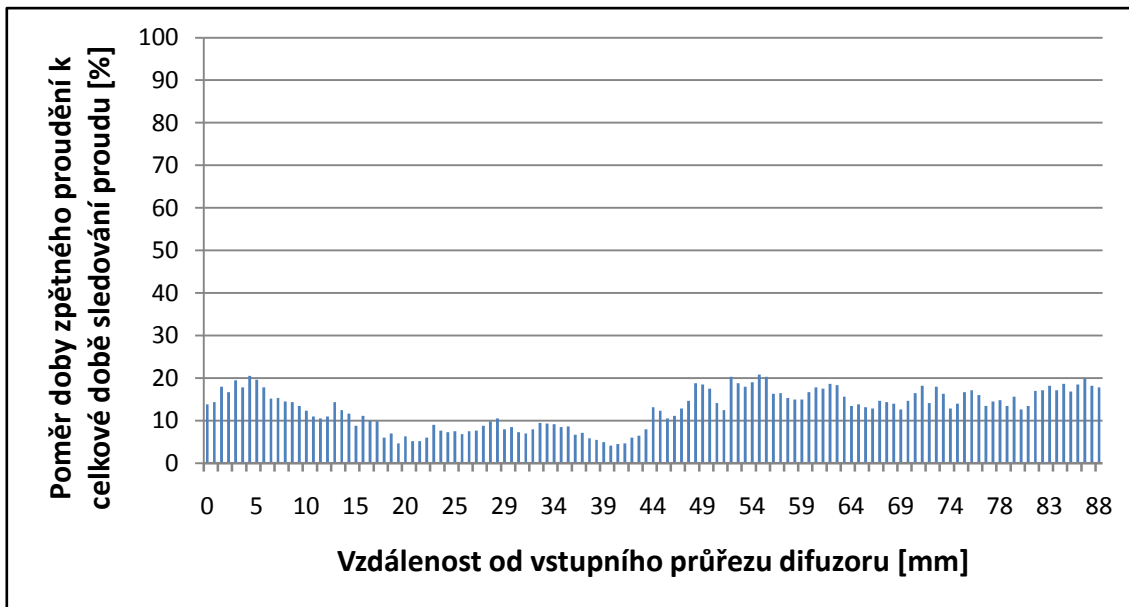
Určení místa odtržení touto metodou spočívá v nalezení nulové hodnoty rychlosti blízko stěny, přibližně 1 mm nad stěnou. Jelikož byla stanovena nejistota měření rychlosti $u_c(w) = 0,76$ m/s, je možné předpokládat, že k odtržení proudu od stěny může nastat i při vypočtených nízkých kladných rychlostech s horní mezí rovnající se právě uvedené nejistotě měření. Z tohoto předpokladu se při vyhodnocení vycházelo. Jako v předchozím případě byly jednotlivé obrazy měřené v pěti polohách složeny do jednoho a vygenerován celkový průběh rychlosti, viz obr. 7-10. Již od počátku rychlost u stěny klesá a přibližně ve vzdálenosti 220 mm od vstupního průřezu dosahuje téměř nulové hodnoty. Je tedy zřejmé, že v tomto místě s jistotou došlo k odtržení proudu od stěny.



Obr. 7-10 Výsledná rychlost proudu 1 mm nad stěnou

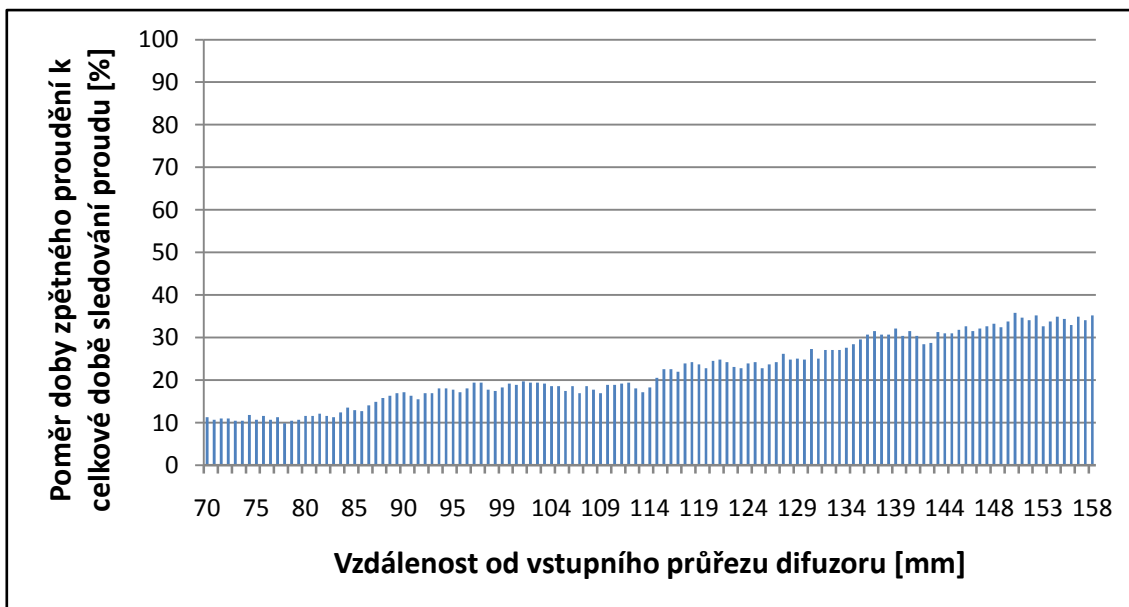
7.3.3 Doba zpětného proudění

V tomto případě byla pro vyhodnocení dat využita ekvivalentní náhrada koeficientu FFF. Cílem je určit poměr mezi dobou zpětného proudění a celkovou dobou proudění v daném místě podél celé pracovní části difuzoru taktéž blízko stěny. Doba proudění je zastoupena počtem získaných hodnot rychlostí. V každém místě byl určen počet hodnot, při nichž bylo proudění zpětné, tedy se záporným znaménkem včetně uvažování vypočtené kombinované nejistoty měření. Jednoduchým výpočtem, ovšem složitější aplikací, byl získán hledaný poměr vyjádřený v %. Jako místo odtržení proudu můžeme už považovat oblast, kde tato hodnota dosáhne 50 %. Tato metoda byla provedena jednotlivě pro všechny zaznamenané polohy kamery.



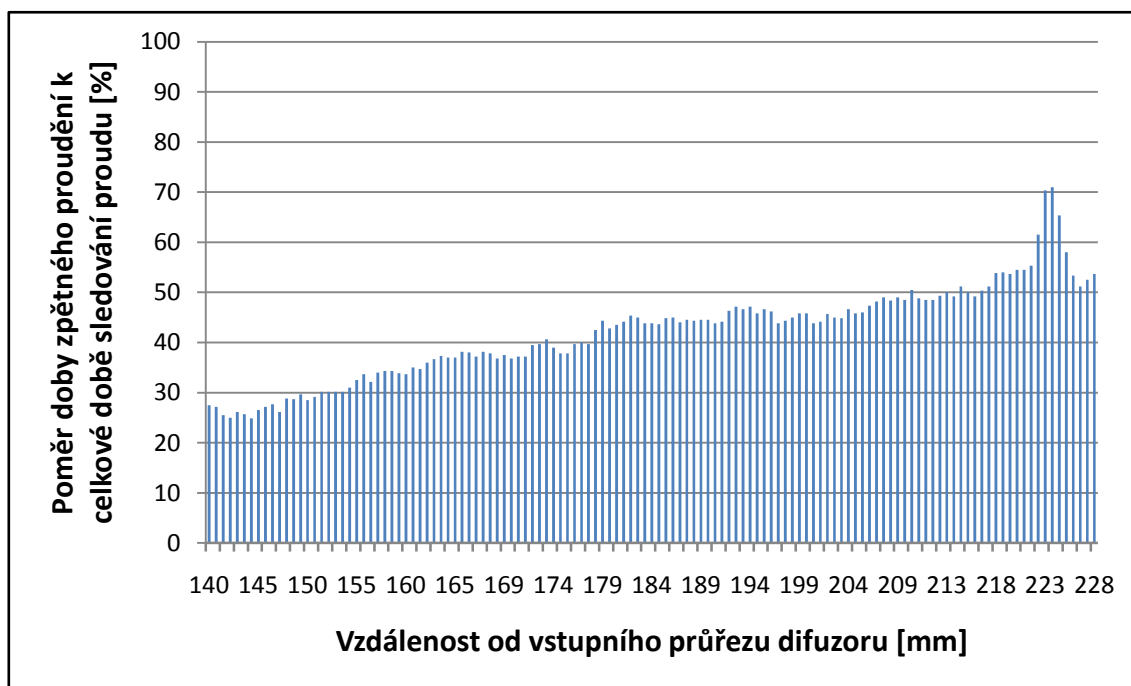
Obr. 7-11 Koncentrace zpětného proudění – poloha 1

V poloze 1 se hledaný poměr pohybuje ve velmi nízkých hodnotách, viz obr. 7-11. Odtržení proudu nenastává.



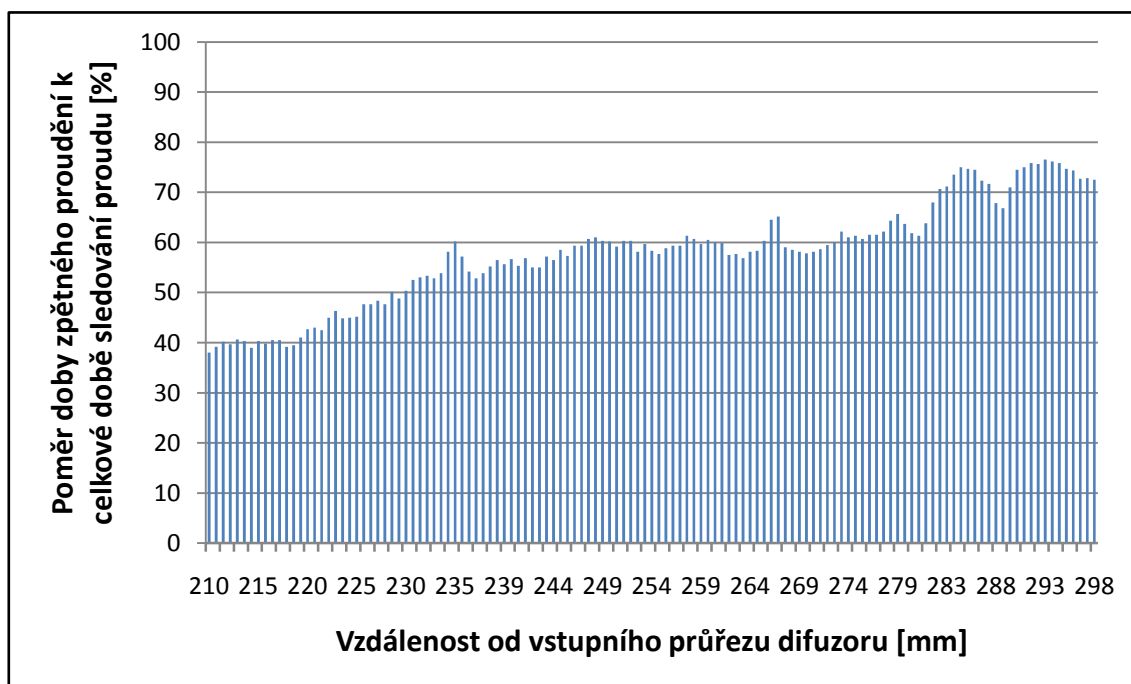
Obr. 7-12 Koncentrace zpětného proudění – poloha 2

V poloze 2 už je znatelný narůst výskytu zpětného proudění se zvyšující se vzdáleností od vstupní průřezu, viz obr. 7-12. Nejvýraznější hodnoty dosahují kolem 30 % ve vzdálenosti přibližně 160 mm od vstupu, což potvrzuje i počátek obr. 7-13, protože se obrazy v délce 20 mm překrývají.



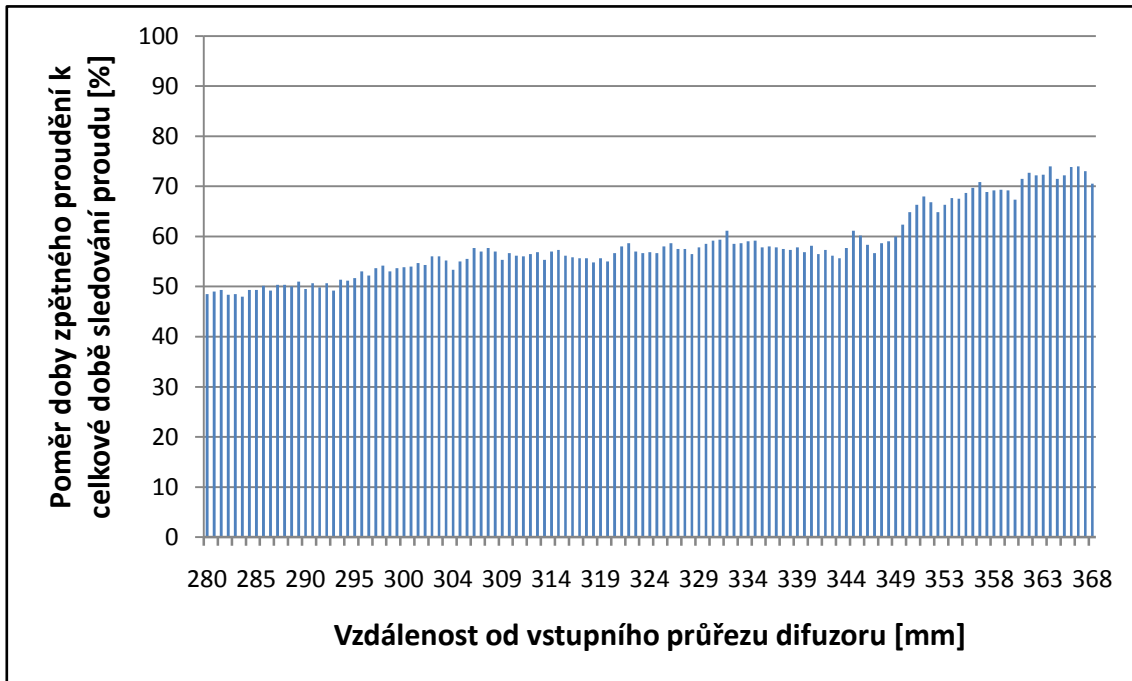
Obr. 7-13 Koncentrace zpětného proudění – poloha 3

Na obr. 7-13 je znázorněn výskyt zpětného proudění v poloze 3. V tomto případě poměr doby zpětného proudění k celkové době sledování proudu stále narůstá a přibližně ve vzdálenosti 220 mm od vstupu přesahuje mezní hodnotu 50 %. V tomto místě už je možno tvrdit, že odtržení proudu od stěny nastalo.



Obr. 7-14 Koncentrace zpětného proudění – poloha 4

V poloze 4 koncentrace zpětného proudění ve vzdálenosti 230 mm od vstupního průřezu nepřetržitě převyšuje mezní hodnotu 50 %, viz obr. 7-14. Nyní je odtržení mezní vrstvy potvrzeno.



Obr. 7-15 Koncentrace zpětného proudění – poloha 5

Pro polohu 5 platí téměř to samé jako pro koncovou část polohy 4. Hodnoty v drtivé většině překračují hranici 50 %, viz obr. 7-15.

8 Závěr

Cílem této práce bylo získat polohu místa odtržení proudu od stěny. Výchozí data měly být získány pomocí měření rychlostního pole metodou PIV. Dále bylo také provedeno měření tlakového gradientu podél horní plochy měřicího úseku difuzoru. Pomocí různých metod vyhodnocení bylo zjištěno:

- měřením tlakové gradientu byla získána hrubá představa o poloze místa odtržení a byla určena vzdálenost přibližně 200 mm od vstupního průřezu
- při vyhodnocení polohy místa odtržení s využitím skalárního pole rychlostí získaného pomocí měření metodou PIV byl patrný počátek odtržení už ve vzdálenosti 170 mm od vstupního průřezu měřicího prostoru difuzoru
- z totožného měření PIV byla metodou nulové rychlosti 1 mm nad stěnou určena poloha místa odtržení ve vzdálenosti 220 mm od vstupního průřezu
- pro potvrzení výsledků byla použita metoda vyhodnocení, která je ekvivalentní s vyhodnocením pomocí koeficientu FFF, z níž byly obdrženy výsledky o poloze místa odtržení ve vzdálenosti 220 mm od vstupního průřezu, což nám potvrzuje předchozí případ

Z uvedeného plyne, že počátek odtržení je možné zachytit už ve vzdálenosti 170 mm od vstupního průřezu. S jistotou je možné od polohy místa odtržení hovořit ve vzdálenosti 220 mm.

Dále byl také změřen rychlostní profil pomocí Prandtlovy sondy 140 mm za výstupem z měřicího úseku difuzoru. U stěny nabývala hodnota rychlosti kolem 3 m/s a maximální rychlost volného proudu dosahovala až 8 m/s při vstupní rychlosti 18 m/s.

Pro úspěšné zvládnutí všech těchto měření bylo nutné získat velké množství informací z různých technických oblastí. Všechny tyto nezbytné informace pro pochopení základů a principů měření jsou také obsahem této práce.

9 Seznam použité literatury

- [1] HOZNEDL, M.: *Difuzorová proudění se specifickými okrajovými podmínkami*. Disertační práce. Plzeň, 1983.
- [2] SIMPSON R. L.: *Aspekt of turbulent boundary layer separation*. USA, 1995.
- [3] URUBA V., KNOB M.: *Dynamics of controlled boundary layer separation*. Praha, 2007.
- [4] URUBA V., KNOB M., POPELKA L.: *Control strategies for boundary layer separation*. Praha.
- [5] CHANG P. K.: *Separation of flow*.
- [6] RAFFEL M., WILLERT C., KONPENHANS J.: *Particle image velocimetry*. Springer, 1998.
- [7] SCHLICHTING H., GERSTEN K.: *Boundary layer theory*. Springer, 2000.
- [8] DEJČ M. E.: *Technická dynamika plynů*. SNTL Praha, 1967.
- [9] JANALÍK J.: *Obtékání a odpor těles*. Ostrava, 2008.
- [10] JANALÍK J.: *Vybrané kapitoly z mechaniky tekutin*. Ostrava, 2008.
- [11] JANALÍK J.: *Měření turbulentních fluktuací rychlosti*. Ostrava, 2006.
- [12] LINHART J.: *Mechanika tekutin I*. Plzeň, 2009.
- [13] MILČÁK P., SEDLÁK K., KRIVÁNK A D.: *Kalibrace pětiovorové sondy*. Technická zpráva. Plzeň, 2008.
- [14] BRODSKÝ J.: *Měření rychlostního pole pomocí metody PIV – LIF*. Bakalářská práce. Plzeň, 2009.
- [15] BARTOŠÍK P.: *Nejistoty měření I – III*. *Časopis pro automatizační techniku*. Praha, 2001.
- [16] SEDLÁK K., VOREL J., LINHART J.: *Charakteristiky rovinného podzvukového difuzoru*. Plzeň, 2012.
- [17] PAVELEK P.: *Vizualizační a optické měřicí metody*. <http://ottp.fme.vutbr.cz/~pavelek/optika/0307.htm> Brno, 2007.
- [18] VÍT T., DANDOVÁ P., TRÁVNÍČEK Z.: *MM Průmyslové spektrum*. <http://www.mmspektrum.com/clanek/syntetizovany-proud-synthetic-jet.html> Liberec, 2007.

10 Seznam příloh

Příloha 1 – Diferenční tlakový snímač BHV 5355

