

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
FAKULTA STROJNÍ

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

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Experimentální vyšetření vlastností syntetizovaného paprsku

Autor: **Robert Kalista**
Vedoucí práce: **Prof. Ing. Jiří Linhart, CSc.**
Konzultant práce: **Ing. Kamil Sedlák**

Akademický rok 2012/2013

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI

Fakulta strojní

Akademický rok: 2012/2013

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Robert KALISTA**
Osobní číslo: **S09B0328P**
Studijní program: **B2301 Strojní inženýrství**
Studijní obor: **Stavba energetických strojů a zařízení**
Název tématu: **Experimentální vyšetření vlastností syntetizovaného paprsku**
Zadávací katedra: **Katedra energetických strojů a zařízení**

Z á s a d y p r o v y p r a c o v á n í :

1. Provést rešerši literatury, týkající se měření vlastností syntetizovaného paprsku, včetně způsobů realizace jeho buzení.
2. Provést měření přenosové charakteristiky amplitudově frekvenční a fázově frekvenční operačního zesilovače a syntetizovaného paprsku.
3. Sestavit časový průběh rychlostního pole generovaného syntetizovaného paprsku v klidném prostředí. Nakreslit výkres sestavy měřicího úseku experimentálního zařízení a detail měření.

Semestrální projekt:

Dtto bod 1, 2, výkres sestavy generátoru syntetického paprsku a výrobní výkres vybrané součásti.




Rozsah grafických prací: 2 výkresy
Rozsah pracovní zprávy: 30 stran
Forma zpracování bakalářské práce: tištěná/elektronická
Seznam odborné literatury:

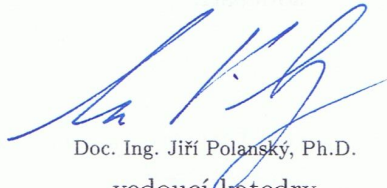
- Goldstein R. J.: Fluid mechanics measurements, Taylor and Francis 1996
- Rafael: Particle Image velocimetry
- Simpson R. L.: Aspekt of turbulent boundary layer separation
- Uruba V.: Flow control using synthetic jet actuators, ENGINEERING MECHANICS 2004
- Uruba V.: On physics of a synthetic jet. ENGINEERING MECHANICS 2005
- Uruba V.: On a synthetic jet flow. ENGINEERING MECHANICS 2005
- Glezer A., Amitay M.: Synthetic jet. Annu. Rev. Fluid Mech. 2002. 34:503-29
- Smith B. L., Shift G. W.: A comparison between synthetic jets and continuous jets Experiments in Fluids, Experimental Methods and their Applications to Fluid Flow
- Kopecký V., Kotek M., Pírková L.: Měření nestacionárního proudění synthetic jet metodou PIV. Symposium on anemometry 2005
- Crook A., Wood N. J.: Measurement and visualisation of synthetic jets. 39th Aerospace sciences Meeting and Exhibit, 2001

Vedoucí bakalářské práce: **Prof. Ing. Jiří Linhart, CSc.**
Katedra energetických strojů a zařízení
Konzultant bakalářské práce: **Ing. Kamil Sedlák**
Katedra energetických strojů a zařízení

Datum zadání bakalářské práce: **5. listopadu 2012**
Termín odevzdání bakalářské práce: **28. června 2013**


Doc. Ing. Jiří Staněk, CSc.
děkan




Doc. Ing. Jiří Polanský, Ph.D.
vedoucí katedry

V Plzni dne 1. listopadu 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

Poděkování

Tímto bych chtěl poděkovat vedoucímu této bakalářské práce prof. Ing. Jiřímu Linhartovi, Csc. a konzultantovi Ing. Kamilu Sedlákovvi za poskytnuté materiály, odborné rady a konzultace, bez kterých by tato práce nemohla být realizována.

Robert Kalista

ANOTAČNÍ LIST BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

AUTOR	Příjmení Kalista	Jméno Robert	
STUDIJNÍ OBOR	2301 R016 „Stavba energetických strojů a zařízení“		
VEDOUcí PRÁCE	Příjmení (včetně titulů) Prof. Ing. Linhart, CSc.	Jméno Jiří	
PRACOVIŠTĚ	ZČU - FST - KKE		
DRUH PRÁCE	DIPLOMOVÁ	BAKALÁŘSKÁ	Nehodící škrtněte
NÁZEV PRÁCE	Experimentální vyšetření vlastností syntetizovaného paprsku		

FAKULTA	strojní	KATEDRA	KKE	ROK ODEVZD.	2013
----------------	---------	----------------	-----	------------------------	------

POČET STRAN (A4 a ekvivalentů A4)

CELKEM	55	TEXTOVÁ ČÁST	53	GRAFICKÁ ČÁST	2
---------------	----	---------------------	----	--------------------------	---

<p style="text-align: center;">STRUČNÝ POPIS (MAX 10 ŘÁDEK)</p> <p>ZAMĚŘENÍ, TÉMA, CÍL POZNATKY A PŘÍNOSY</p>	<p>Tato práce obsahuje potřebnou teoretickou část k úspěšnému provedení experimentálního měření syntetizovaného paprsku. Experiment je dále popsán a zabývá se sledováním časového vývoje rychlostního pole syntetizovaného paprsku, jeho struktury, parametrů a charakteristik, při různých frekvencích buzení. K měření je použito tři na sobě nezávislých metod a sice metod Constant Temperature Anemometry (CTA), Particle Image Velocimetry (PIV) a Stereo Particle Image Velocimetry (STEREO PIV). Na závěr jsou uvedeny výsledky všech měření.</p>
<p style="text-align: center;">KLÍČOVÁ SLOVA</p> <p style="text-align: center;">ZPRAVIDLA JEDNOSLOVNÉ POJMY, KTERÉ VYSTIHUJÍ PODSTATU PRÁCE</p>	<p>Syntetizovaný paprsek, turbulence, disipace, rychlostní pole, PIV, CTA</p>

SUMMARY OF BACHELOR SHEET

AUTHOR	Surname Kalista	Name Robert	
FIELD OF STUDY	2301 R016 „Design of Power Machines and Equipment“		
SUPERVISOR	Surname (Inclusive of Degrees) 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 properties of synthetic jet		

FACULTY	Mechanical Engineering	DEPARTMENT	KKE	SUBMITTED IN	2013
----------------	------------------------	-------------------	-----	---------------------	------

NUMBER OF PAGES (A4 and eq. A4)

TOTALLY	55	TEXT PART	53	GRAPHICAL PART	2
----------------	----	------------------	----	-----------------------	---

BRIEF DESCRIPTION TOPIC, GOAL, RESULTS AND CONTRIBUTIONS	Presented work contains knowledge to carry out experimental measurement of synthetic jet. Experiment is explained and deals with investigation of velocity field over time. Furthermore, structure, characteristics, parameters of synthetic jet are examined for different frequencies. For measurement, three types of method are used: Constant Temperature Anemometry (CTA), Particle Image Velocimetry (PIV) and Stereo Particle Image Velocimetry (STEREO PIV). In conclusion, the results are presented and evaluated.
KEY WORDS	Synthetic jet, turbulence dissipation, velocity field, PIV, CTA

Použité symboly a zkratky:

h	šířka štěrbinu paprsku	[m]
ν	kinematická viskozita	[m ² /s]
Re	Reynoldsovo číslo	[-]
Ma	Machovo číslo	[-]
St	Stokesovo číslo	[-]
Sh	Strouhalovo číslo	[-]
F^+	bezrozměrná frekvence	[-]
f	frekvence	[Hz]
Lo	stroke length	[m]
t	čas	[s]
Δt	časový interval	[s]
T	doba periody	[s]
T	teplota	[K]
T_w	teplota na stěně	[K]
T_f	teplota látky	[K]
g	gravitační zrychlení	[m ² /s]
p_b	barometrický tlak	[Pa]
ρ	měrná hmotnost	[kg/m ³]
ρ_N	měrná hmotnost za normální teploty	[kg/m ³]
r	individuální plynová konstanta	[J/kg.K]
U,V,W	složky rychlosti	[m/s]
w	rychlost	[m/s]
w_x, w_y	složky rychlosti	[m/s]
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	posunutí v daném směru	[m]
x,y,z	geom. vzdálenost v dané ose	[m]
κ	Poissonova konstanta	[-]
S, A	Plocha	[m ²]
α	součinitel přestupu tepla	[W/m ² .K]
α, θ	úhel	[°]
\dot{Q}	tepelný tok	[J/s]
λ	vlnová délka	[m]
P	el. příkon	[W]
R	el. odpor	[Ω]
I	el. proud	[A]
$\vec{\omega}$	rotor rychlosti	[rad.s ⁻¹]
∇	Hamiltonův operátor nabla	[-]
$\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$	jednotkový vektor	[-]

Obsah

1 Úvod	9
2 Syntetizovaný paprsek	10
2.1 Buzení syntetizovaného paprsku	10
2.2 Vývoj syntetizovaného paprsku	11
2.3 Charakterizující bezrozměrné parametry	13
2.4 Využití syntetizovaného paprsku	15
3 Měření rychlostního pole	16
4 Žárová anemometrie	17
4.1 Metoda konstantní teploty CTA	17
4.2 Druhy sond	18
4.3 Kalibrace	19
4.4 Výhody a nevýhody žárové anemometrie	19
5 Metoda PIV	19
5.1 Princip metody PIV	20
5.2 Vyšetřovaná oblast	21
5.3 Sycení proudového pole stopovacími částicemi	22
5.4 Hustota stopovacích částic v proudovém poli	23
5.4.1 Nízká hustota částic	24
5.4.2 Střední hustota částic	24
5.4.3 Vysoká hustota částic	24
5.5 Základní technické vybavení PIV	25
5.5.1 Dvoukomorový Nd: YAG laser	25
5.5.2 Digitální CCD kamera	26
6 Metoda Stereo PIV	27
6.1 Princip metody Stereo PIV	27
6.2 Scheimpflugova podmínka	27
6.3 Kalibrace kamer	28
7 Vlastní měření	29
7.1 Generování syntetizovaného paprsku	29
7.2 Měření metodou CTA	30
7.2.1 Zařízení potřebné pro měření	31
7.2.2 Postup měření syntetizovaného paprsku	32
7.2.3 Postup měření Bodeho přenosové charakteristiky	33
7.2.4 Okolní prostředí při měření	34
7.3 Měření metodou PIV	35
7.3.1 Postup měření	35
7.4 Měření metodou Stereo PIV	38
7.4.1 Postup měření	38
8 Vlastní výsledky měření a jejich vyhodnocení	40
8.1 Výsledky z měření metodou CTA	40
8.2 Výsledky z měření metodou PIV	46
8.3 Výsledky z měření metodou Stereo PIV	49
9 Závěr	50
10 Seznam použité literatury	51
11 Seznam příloh	53

1 Úvod

Syntetizovaný paprsek je proud tekutiny generovaný periodickým nasáváním a vyfukováním pracovního média. Vzniká tak tekutinový proud složený z diskretních vírových struktur a jeho typických vlastností se stále více využívá v nejrůznějších technických odvětvích. Syntetizovaný paprsek je také stále vděčným tématem v experimentální mechanice a k dispozici je mnoho publikací na toto téma. Za základní literaturu naprosté většiny prací lze považovat publikaci od Glezer a Amitay [4].

Hlavním cílem této práce je experimentální ověření základních vlastností syntetizovaného paprsku, který je buzen dvojicí hlubokotónových reproduktorů. Konkrétně se jedná o prozkoumání časového vývoje rychlostního pole paprsku, jeho struktury, parametrů a charakteristik při různých frekvencích buzení. Získaná představa o chování syntetizovaného paprsku je pak důležitá pro jeho co nejefektivnější využití v praxi. Celé experimentální měření bylo prováděno v laboratořích Katedry energetických strojů a zařízení.

V následujícím textu je na základě vybrané literatury udělán stručný náhled do fyziky syntetizovaného paprsku včetně jeho použití, je řešena problematika měření rychlostního pole a to především metodami CTA, PIV a Stereo PIV, které byly při tomto experimentálním měření využity. Následuje popis experimentálního zařízení, postup měření a samotné vyhodnocení výsledků.

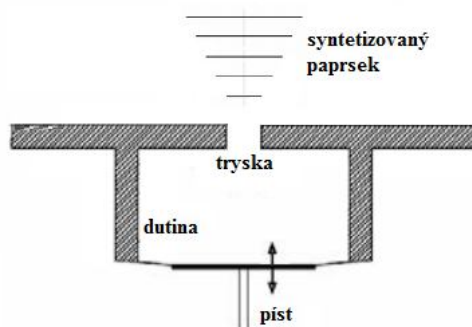
2 Syntetizovaný paprsek

Syntetizovaný paprsek (anglicky „synthetic jet“) lze definovat jako tekutinový proud, který je složen z řady po sobě následujících pulzů tekutiny. Právě z tohoto principu skládání (syntézy) z jednotlivých pulzů tekutiny se uchytil dnes už běžně používaný název „syntetizovaný paprsek“. Generátor syntetizovaného paprsku je v podstatě jednoduché zařízení, skládající se z dutiny s jednou, popřípadě více pohyblivými stěnami [3]. Tato pohyblivá stěna je buzena harmonickým signálem, čímž jsou generovány jednotlivé pulzy, které vychází jediným otvorem v dutině (tryskou). Syntetizovaný paprsek tedy vzniká periodickým nasáváním a vyfukováním tekutiny vhodně tvarovanou štěrbinou. Takto generovaný proud tekutiny má tu vlastnost, že přímo ve štěrbině je časově střední rychlost proudění nulová a tím je nulová i střední hodnota hmotnostního průtoku. To ovšem neznamená, že je nulová i energie, která je syntetizovaným paprskem dodávána do prostředí [7]. V určité vzdálenosti od štěrbiny pak dochází k rozpadu vírových struktur a následně k utlumení pulzací. Výsledné rychlostní pole vykazuje pouze stejnosměrnou hodnotu rychlosti. Tato vlastnost je poměrně dobře viditelná nejen z fázově středních průběhů rychlosti, ale také například ze spektra získaného signálu.

Z předešlého textu vyplývá, že syntetizovaný paprsek je tvořen čistě v rámci pracovního media konkrétního zařízení a není tedy nutné přivádět popřípadě odvádět další medium [2]. Tím se výrazně usnadňuje samotná konstrukce zařízení a především tato vlastnost umožňuje širší uplatnění syntetizovaného paprsku. Zejména se jedná o fakt, že ke generátoru paprsku je nutné přivádět jen elektrický signál, což významně ovlivňuje velikost zástavbového prostoru.

2.1 Buzení syntetizovaného paprsku

Samotné buzení syntetizovaného paprsku je způsobeno oscilací pohyblivé stěny, která svým pohybem periodicky vytváří přetlak, popř. podtlak, čímž jsou vytvořeny podmínky pro periodické nasávání a vyfukování pracovního media v jinak uzavřené dutině. Tryska může být kruhová případně obdélníková. Zařízení generující syntetizovaný paprsek se mohou podstatně lišit svou konstrukcí, nicméně uvedený základní mechanismus a princip činnosti zůstává stejný. Jeden ze způsobů konstrukce generátorů syntetizovaného paprsku je vidět na obr. 2-1, kde pohyblivou stěnou je obyčejný píst, poháněný klikovým mechanismem, který ovšem není na obrázku vykreslen. Další možností je nahrazení pístu oscilující membránou, která může být uváděná do pohybu například mechanicky, elektrodynamicky nebo piezoelektricky. Optimální typ a konstrukce budícího členu se volí s ohledem na rozsah pracovních frekvencí, požadovaný výkon zařízení a druh pracovního media. Každé řešení má své výhody, ale samozřejmě i nevýhody.



obr. 2-1: Generátor syntetizovaného paprsku [1].

Buzení syntetizovaného paprsku pístem s klikovým mechanismem má omezení v dosahovaných nejvyšších frekvencích a amplitud pístu. Na druhou stranu je výhodou pevně daná mechanická vazba mezi otáčkami hřídele a pohybem pístu. To je výhodné především při regulaci. Pozitivně se to projeví i na linearitě pohybu.

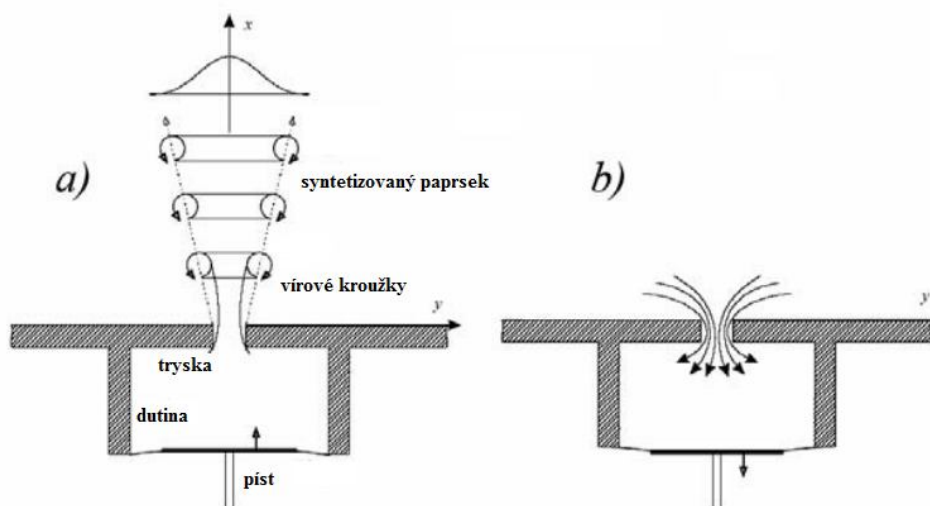
Použitím membrány místo pístu se značně zmenší kmitající hmota a tím se zvyšuje možnost dosažení vyšších frekvencí. Amplituda výchylky membrány je ovšem výrazně omezena kvůli velikosti použité cívky, popř. piezokrystalu.

Buzení membrány je možné provést různými způsoby. Velmi často se používá k buzení syntetizovaného paprsku obyčejný reproduktor, což není nic jiného, než pohybující se membrána za využití cívky a permanentního magnetu. Využitím elektrické vazby mezi budícím signálem a výchylkou membrány se usnadní samotná regulace frekvence a amplitudy. Na druhou stranu nevýhodou je možnost vychýlení membrány mimo homogenní magnetické pole, čímž je narušena lineární vazba mezi budícím a výstupním signálem. Využit lze i piezoelektrického jevu, kdy působení vnějšího elektrického pole vyvolává deformaci krystalů. Dosáhnout lze pak vyšších frekvencí, ale při nižších amplitudách výchylky membrány, více například v [10].

2.2 Vývoj syntetizovaného paprsku

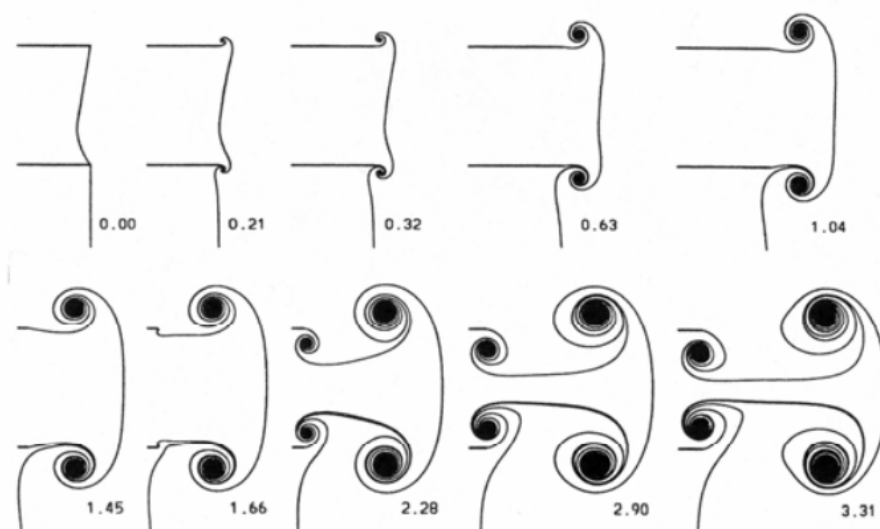
Pro generování samotného syntetizovaného paprsku je důležitý vznik a vývoj diskretních vírových struktur, který byl předmětem experimentálního, ale také numerického zkoumání mnoha autorů, viz například Glezer [4], Crook [5] nebo Uruba [1]. V následujícím textu je tento vývoj vírových struktur stručně popsán, kdy jsou veškeré poznatky uváděny pro případ izolovaného paprsku, což znamená, že generátor paprsku je umístěn v klidném prostředí a výsledné vektorové pole rychlostí není narušováno jinými okolními vlivy.

Jak už bylo několikrát zmíněno, tak pro buzení syntetizovaného paprsku je využito jedné nebo více periodicky kmitajících stěn v uzavřené dutině. Dochází tak k periodickému nasávání a vyfukování pracovního média přes výstupní trysku. Obě fáze jsou zobrazeny na obr. 2-2. Výsledné proudové pole syntetizovaného paprsku je tvořeno vzájemnou interakcí shluků jednotlivých vírových struktur, označovaných jako vírové kroužky nebo také dvojice vírů.



obr. 2-2: Schéma generování syntetizovaného paprsku [1].
a) výfuk b) sání

Hydrodynamický impuls, nezbytný k vytvoření každého z těchto vírů, musí být dostatečně velký aby překonal odpor štěrbiny a proud tekutiny se pak odtrhl na hraně výstupní trysky a vytvořila se dvojice vírů. Takto vytvořená vírová struktura se dále roluje do izolovaného víru, který je dále unášen rychlostí, jež sám indukuje. V závislosti na pravidelnosti opakování, rychlosti a dynamice vírových struktur dochází k vzájemné interakci, která poté vede k určité prostorové evoluci, pozoruhodně odlišné od vývoje obyčejného kontinuálního proudu [4]. Rozhodující fáze procesu vytváření syntetizovaného paprsku je tvorba vírů. Na obr. 2-3 je zobrazen postupný vývoj diskrétní vírové struktury jako výsledek působící vazkosti v kruhové trysce, kde hydrodynamický impuls je vyvolán pohybem pístu. Jedná se o numerickou simulaci proudění, převzatou od V. Uruba [1], jež článek uveřejnil na základě výzkumu M. Nitscheho.

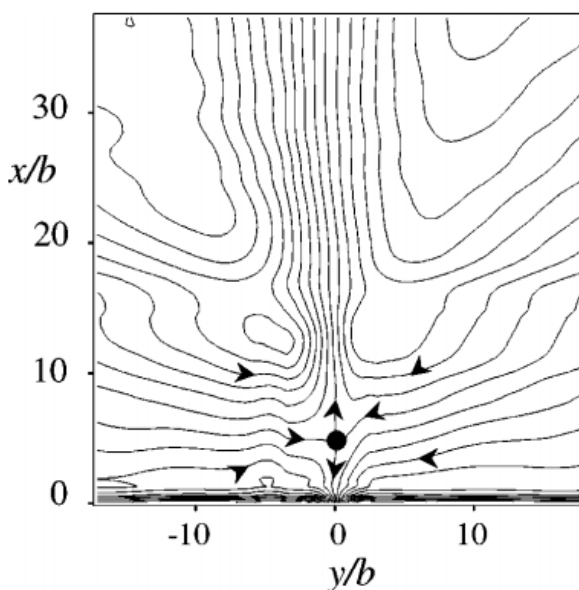


obr. 2-3: Vývoj diskrétní vírové struktury [1].

Podrobné studium procesu tvorby vírů ukazuje, že při vypuzování tekutiny výstupní tryskou je vířivost generována na vnitřní stěně trysky v důsledku tzv. no-slip okrajové podmínky. To znamená, že při vzniku vírů se projevuje vazkost na stěně kruhové trysky a při jejím opouštění se vytváří válcovitý vířivý list, který se okamžitě roluje do spirály. Když vír dosáhne určité velikosti, odtrhne se od stěny a začne se vzdalovat. Poté píst dosáhne své horní úvratě, začne se pohybovat opačným směrem a nastává fáze sání. Tím se na vnitřní hraně trysky vytváří sekundární dvojice vírů s opačnou cirkulací, než mají víry vnější. Tyto sekundární víry se pohybují směrem k pístu, zatímco hlavní pohybující se vír se zformuje do odpovídajícího tvaru jakéhosi zploštělého elipsoidu [1].

Stupeň interakce mezi hlavním vírem a obráceným tokem, který je vyvolaný sáním tekutiny, je závislý na velikosti dodávaného impulsu a na vzdálenosti víru od ústí trysky. Samozřejmě je snahou, indukovat dostatečně velkou rychlost, aby dvojice vírů byla v okamžiku nasávání tekutiny v dostatečné vzdálenosti od štěrbiny a fáze nasávání je tak ovlivňovala co nejméně. Studie ukázaly, že v blízkosti výstupní trysky dochází k časově periodickému formování vírových kroužků, jejich odtrhávání a následné interakci [9]. Nakonec dochází k disipaci vírů a vývoji turbulentního proudění. Celý prostor generovaného paprsku se tak dá v podstatě rozdělit na dvě oblasti. První oblast je v těsné blízkosti za výstupní tryskou a je charakteristická svým pseudoperiodickým chováním, kdy dochází k již zmiňovanému formování vírů, jejich odtrhávání a následné interakci. V druhé vzdálenější oblasti pak dochází k rozpadu vírů a vývoji turbulentního paprsku.

V důsledku sání je časově průměrný statický tlak v blízkosti výstupní trysky menší, než je tlak okolního prostředí. Dochází tak ke změně nejen velikosti, ale také směru vektoru rychlosti. Periodické střídání fáze výfuku a sání tak způsobuje pravidelné obracení směru toku, to vede ke vzniku jakéhosi „stagnačního“ bodu s nulovou rychlostí. Situace je schematicky znázorněna na obr. 2-4, kde je stagnační bod zřetelně vidět mezi vykreslenými proudnicemi vektorového pole rychlostí syntetizovaného paprsku. Obrázek byl převzat z publikace Glezer a Amitay [4], když mapa proudnic vznikla na základě PIV měření rychlostního pole syntetizovaného paprsku při budící frekvenci 600 Hz.



obr. 2-4: Znázornění stagnačního bodu [4].

2.3 Charakterizující bezrozměrné parametry

Samotný syntetizovaný paprsek je popsán několika základními veličinami, které ho charakterizují a jsou nadále používány pro srovnávání různých syntetizovaných paprsků nebo i ke srovnání s paprskem kontinuálním, viz například Smith [6]. Tyto veličiny jsou používány ve většině článků, viz například Glezer a Amitay [4] nebo Uruba [1] a zde je uveden jejich stručný přehled.

V procesu generování syntetizovaného paprsku jsou důležité především viskózní účinky, které jsou definovány Reynoldsovým číslem. Vyjádření Reynoldsova čísla je možné několika způsoby. Asi nejčastěji je používáno vyjádření založené na referenční rychlosti U_{\max} , na charakteristickém rozměru štěrbině h (průměr nebo šířka štěrbině) a samozřejmě na viskozitě tekutiny ν . Referenční rychlost U_{\max} je v tomto případě maximální rychlost tekutiny ve výstupní štěrbině během vyfukovací fáze. Reynoldsovo číslo je pak vyjádřeno rovnicí (1).

$$\text{Re}_{\max} = \frac{U_{\max} \cdot h}{\nu} \quad (1)$$

Další možností vyjádření Reynoldsova čísla je použití odlišné referenční rychlosti U_0 . Tato rychlost je založena na veličině nazývané „stroke length“, což lze přeložit jako „délka zdvihu“. Jinak řečeno se jedná o délku jakéhosi fiktivního elementu tekutiny, který byl

vytlačen štěrbinou během vyfukovací fáze. Tato veličina se běžně označuje L_0 a je vyjádřena rovnicí (2),

$$L_0 = \int_0^{T/2} u_0(\bar{x}, t) dt \quad (2)$$

kde $u_0(\bar{x}, t)$ je prostorově střední časový průběh rychlosti ve výstupní štěrbině, $t = 0$ je začátek vyfukovací fáze a $T = 1/f$ je doba periody dána převrácenou hodnotou budící frekvence. Referenční rychlost U_0 je pak vyjádřena rovnicí (3) a odpovídající Reynoldsovo číslo vztahem (4).

$$U_0 = L_0 \cdot f \quad (3)$$

$$\text{Re}_0 = \frac{U_0 \cdot h}{\nu} \quad (4)$$

Jiné Reynoldsovo číslo je založeno na impulzu I_0 , což je v podstatě měrná hybnost, dodávaná do systému během vypuzování tekutiny, viz rovnice (5) a (6).

$$\text{Re}_{I_0} = \frac{I_0}{\nu \cdot \rho \cdot h} \quad (5)$$

$$I_0 = \rho \cdot h \int_0^{T/2} u_0^2(\bar{x}, t) dt \quad (6)$$

Kde ρ je hustota tekutiny, h je charakteristický rozměr štěrbin, T doba periody a $u_0(\bar{x}, t)$ je prostorově střední časový průběh rychlosti ve výstupní štěrbině.

Vedle Reynoldsova čísla je dalším bezrozměrným parametrem, charakterizující daný syntetizovaný paprsek, Strouhalovo číslo, viz (7). Ze vztahu je patrné, že k výpočtu Strouhalova čísla lze použít i poměru Stokesova a Reynoldsova čísla. Výpočet Stokesova čísla je uveden vztahem (8).

$$Sh = \frac{f \cdot h}{U} = \frac{St}{\text{Re}} \quad (7)$$

$$St = \frac{U \cdot h^2}{\nu} \quad (8)$$

Strouhalovo číslo porovnává danou budící frekvenci a dobu nutnou k průchodu charakteristického elementu tekutiny skrz výstupní trysku. Čím vyšší je Strouhalovo číslo, tím vyšší je počet cyklů, nutných k průchodů charakteristického elementu tekutiny. Dalším a posledním užitečným parametrem je bezrozměrná frekvence F^+ , která je měřítkem celkového impulzu za jednotku času a je využívána k porovnávání různých paprsků podle jejich intenzity, viz rovnice (9).

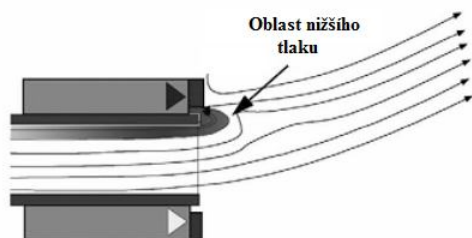
$$F^+ = \frac{f \cdot \int_0^{T/2} \int_A u_0^2(\bar{x}, t) dAdt}{v^2} \quad (9)$$

Kde f je buď frekvence a $u_0(\bar{x}, t)$ je prostorově střední časový průběh rychlosti ve výstupní štěrbině.

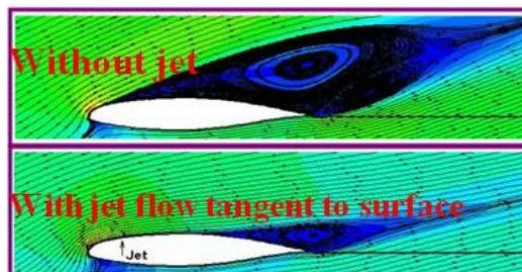
Určení těchto charakterizujících parametrů se podstatně zjednoduší, když budící signál syntetizovaného paprsku bude harmonický. Pak tyto parametry budou záviset především na frekvenci a amplitudě budícího mechanismu (píst nebo membrána), které nemohou být na sobě nezávisle měněny [1].

2.4 Využití syntetizovaného paprsku

Syntetizovaný paprsek nachází v současné době stále více uplatnění v různých oblastech mechaniky tekutin a termodynamiky. Lze ho například využít k řízení směru proudu tekutiny, jak je patrné na obr. 2-5. Zde je vidět malý generátor syntetizovaného paprsku těsně nad tryskou, ze které vytéká kontinuální proud tekutiny. Pokud by tento proud nebyl nijak ovlivněn, proudil by přímým směrem. Vlivem syntetizovaného paprsku se však vytvoří v místě nad ústím trysky oblast s nižším statickým tlakem a dojde tak k vychýlení proudu z přímého směru. Toho může být využito například v letectví. Na obr. 2-6 je znázorněno proudění kolem leteckého profilu s velkým úhlem náběhu, což se může objevovat například při vzletu a přistávání letadla, ale také při některých režimech letu. Z obrázku je patrné výrazné zlepšení obtékání leteckého profilu při použití syntetizovaného paprsku.



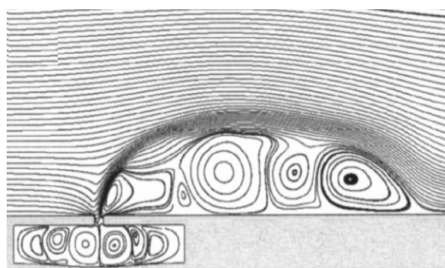
obr. 2-5: Řízení směru proudu tekutiny [1].



obr. 2-6: Obtékání leteckého profilu s velkým úhlem náběhu [24].

Další možnost uplatnění při obtékání leteckých profilů je využití zajímavé vlastnosti syntetizovaného paprsku, vlivem které je při interakci s příčným proudem podporován vznik tzv. recirkulační bubliny, viz obr. 2-7. V místě vzniku recirkulační bubliny dochází ke změně tvaru proudnic a tím k „virtuální změně tvaru“ obtékaného profilu. Tento jev bývá označován jako „Virtual Aeroshaping“. Více například v [1].

Další použití lze najít v automobilovém průmyslu, viz obr. 2-8. Konkrétně u firmy Renault, která na odtokovou hranu střechy svého modelu Renault Altica nainstalovala štěrbinu širokou 2 mm, přes kterou je syntetizovaný paprsek generován. Tento systém aktivně řídí odtržení (separaci) vzduchu od karoserie. Udává se, že při rychlosti 130 km/h se při použití syntetizovaného



obr. 2-7: Vznik recirkulační bubliny [1].

paprsku sníží odporový součinitel až o 15%. To se samozřejmě kladně projeví na jízdních vlastnostech automobilu a především na spotřebě paliva [23].

Syntetizovaný paprsek je také úspěšně aplikován v oblasti sdílení tepla. Už samotný pulzační charakter proudu a jeho vysoká intenzita turbulence dává dobré předpoklady pro dosažení vysokých hodnot součinitele přestupu tepla. Tomu dávají za pravdu experimenty, které dokázaly, že vlivem dopadání syntetizovaného paprsku na stěnu o rozdílné teplotě dojde k intenzivnímu přestupu tepla, z pravidla intenzivnějšího než při dopadu obyčejného kontinuálního proudu o stejném Reynoldsově čísle [14]. Z tohoto důvodu je syntetizovaný paprsek perspektivní alternativou pro mnohé případy chlazení.



obr. 2-8: Použití syntetizovaného paprsku u automobilu Renault Altica [23].

3 Měření rychlostního pole

Rychlostní pole v proudící tekutině lze měřit různými způsoby. Využít se může například mechanických nebo žárových anemometrů. Použit lze také laserový anemometr tzv. LDA (Laser Doppler Anemometry) nebo jeho rozšířenou formu PDA (Phase Doppler Anemometry), využívající Dopplerova efektu, podle kterého dojde při střetu laserového paprsku s částicemi měřeného proudícího prostředí k interferenci světla, a tím i ke změně frekvence a vlnové délky zachycovaného signálu oproti vysílanému. Další možností měření rychlostí v proudící tekutině je využití optických metod jako je PIV (Particle Image Velocimetry), PTV (Particle Tracking Velocimetry) a další. V této práci bylo k praktickému měření využito žárového anemometru, metody PIV a Stereo PIV. Proto byly principy těchto měřících metod podrobněji vysvětleny.

4 Žárová anemometrie

Měření rychlosti žárovým anemometrem je založeno na konvektivním přenosu tepla mezi žhaveným drátkem a okolím. Využívá se dvou principů. První je založený na žhavení drátku konstantním proudem, kdy při jeho ochlazení vlivem proudící tekutiny dojde ke změně jeho teploty a tím i ke změně elektrického odporu a následně i napětí. Změna napětí je měřena a přepočítávána na hodnotu rychlosti. Metoda využívající tento princip se nazývá CCA - Constant Current Anemometry. K praktickému měření v této práci byl využit druhý princip žárové anemometrie, spočívající ve žhavení drátku na konstantní teplotu. Při snížení teploty drátku vlivem proudícího media dojde opět ke změně elektrického odporu. Tato změna musí být okamžitě vyrovnána změnou elektrického proudu tak, aby teplota drátku zůstala konstantní. Opět se zaznamenávají změny napětí a to na jedné z úhlopříček Wheatstonova můstku. Výsledná napětí se poté podle předem provedené kalibrace převádějí na hodnoty rychlostí. Tato metoda se nazývá CTA - Constant Temperature Anemometry.

4.1 Metoda konstantní teploty CTA

Tato metoda spočívá ve žhavení tenkého drátku (tělíška) na konstantní teplotu. Drátek obvykle bývá o průměru 5 μm a délky 1,25 mm. Elektrický proud, procházející drátkem, generuje Joulovo teplo, viz (10), které musí být vyváženo ztrátou tepla do okolí tak, aby se dosáhlo rovnovážného stavu. Tato ztráta spočívá především v konvektivním přenosu tepla, popsáno rovnicí (11) [11].

Elektrický příkon pro ohřev tělíška:

$$P = R \cdot I^2 \quad (10)$$

kde:

- R elektrický odpor tělíška [Ω]
- I elektrický proud procházející elementem [A]

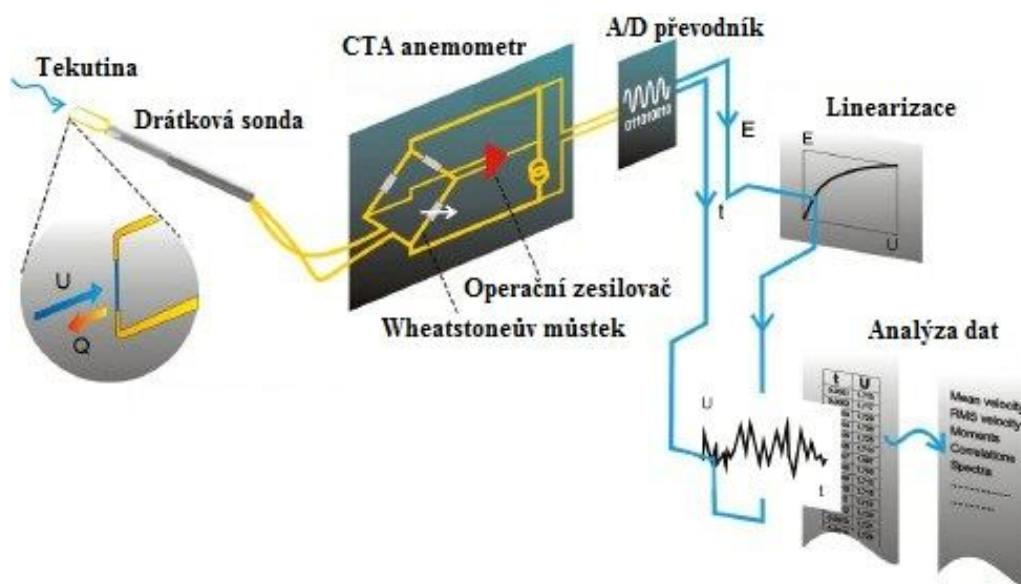
Konvektivní přenos tepla:

$$\dot{Q} = S \cdot \alpha \cdot (T_w - T_f) \quad (11)$$

kde:

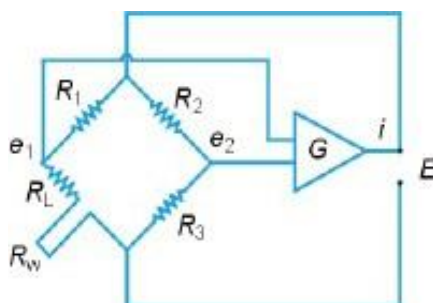
- S povrch elementu [m^2]
- α součinitel přestupu tepla konvekcí [$W / m^2 K$]
- T_w teplota povrchu elementu [$^{\circ}C$]
- T_f teplota proudící látky [$^{\circ}C$]

Na obr. 4-1 je vidět princip měření metodou CTA. Elektrický obvod je tvořen sondou, zapojenou do jedné větve Wheatstonova můstku, operačním zesilovačem se zpětnou vazbou, který zesiluje rozvážení můstku, A/D převodníkem a vyhodnocovacím zařízením s příslušným softwarem.



obr. 4-1: Princip měření metodou CTA [22].

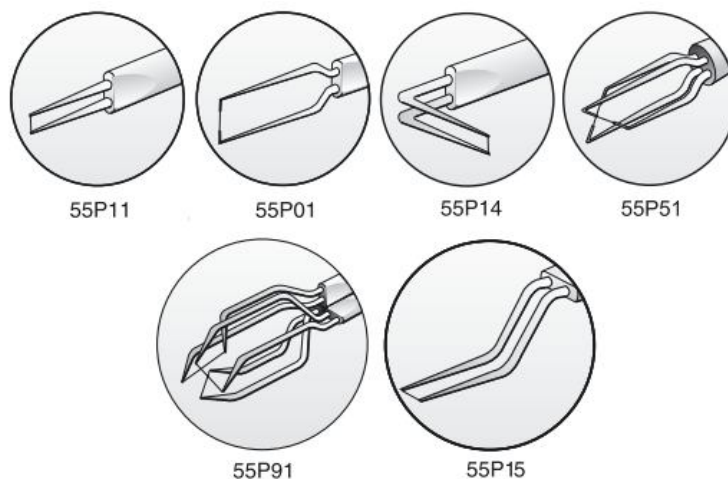
Wheatstoneův můstek je lépe vidět na obr. 4-2. Sonda R_w je připojena k jedné větvi můstku a je žhavana elektrickým proudem. Operační zesilovač G udržuje můstek v rovnováze řízením elektrického proudu tak, že teplota sondy, respektive odpor, zůstává konstantní. Napětí na můstku E pak je přímým nositelem informace o rychlosti proudící tekutiny.



obr. 4-2: Zapojení Wheatstoneova můstku [22].

4.2 Druhy sond

Sondy se žhaveným drátkem jsou tvořeny kovovým drátkem nebo tenkou folií. Drátky bývají z wolframu nebo platiny o délce 1,25 a průměru $5 \mu m$ [22]. Žhavené folie se vyrábějí z niklu. Rozeznáváme 1, 2 nebo 3 drátkové sondy různých tvarů a počtů vidlic. Některé z nich jsou vidět na obr. 4-3. Na obrázku je vidět i sonda 55P14 použitá při tomto experimentu. Výběr vhodné sondy závisí na proudící látce, předpokládaném rozsahu rychlostí, počtu měřených složek rychlostí, dostupném prostoru pro měření a jiných dalších parametrech, které závisí na informaci, jež má být získána.



obr. 4-3: Některé typy drátkových sond [19].

4.3 Kalibrace

Vyhodnocování rychlosti proudící tekutiny se provádí pomocí předem provedené kalibrace. Ta spočívá v umístění sondy do známého prostředí, kde je vystavena sérii známých rychlostí. Doporučuje se zvolit alespoň 10 kalibračních bodů v rozmezí mezi minimální a maximální očekávanou rychlostí při vlastním měření. Data získaná při kalibraci pak slouží k nalezení přenosové funkce systému, která se pak používá pro převod dat z napětí na rychlost [13]. Ke kalibraci slouží buďto speciální kalibrační zařízení nebo lze kalibraci provést například v aerodynamickém tunelu. Kalibrace se rozeznává rychlostní a směrová a její použití záleží na informaci, kterou je potřeba měřením získat.

4.4 Výhody a nevýhody žárové anemometrie

Mezi výhody žárové anemometrie patří celkem velký rozsah měřených rychlostí a to u vzduchu od 0,01 m/s do 5 Ma, kdy se do budoucna předpokládá použití i o vyšších rychlostech. Měřit lze i celkem vysoké frekvence (až 400 kHz). Dále je výhodou vysoká citlivost a přesnost sondy (0,1-0,2 %) [20]. To vše při relativně nízkých nákladech v porovnání s ostatními měřicími metodami, především LDA.

Asi největší nevýhodou žárových anemometrů, například oproti optickým metodám, je rušivá přítomnost sondy v měřeném proudu. Nicméně výběrem vhodně tvarované sondy lze toto ovlivnění minimalizovat na zanedbatelnou míru. Další nevýhoda je poměrně křehká sonda, citlivá na znečištění.

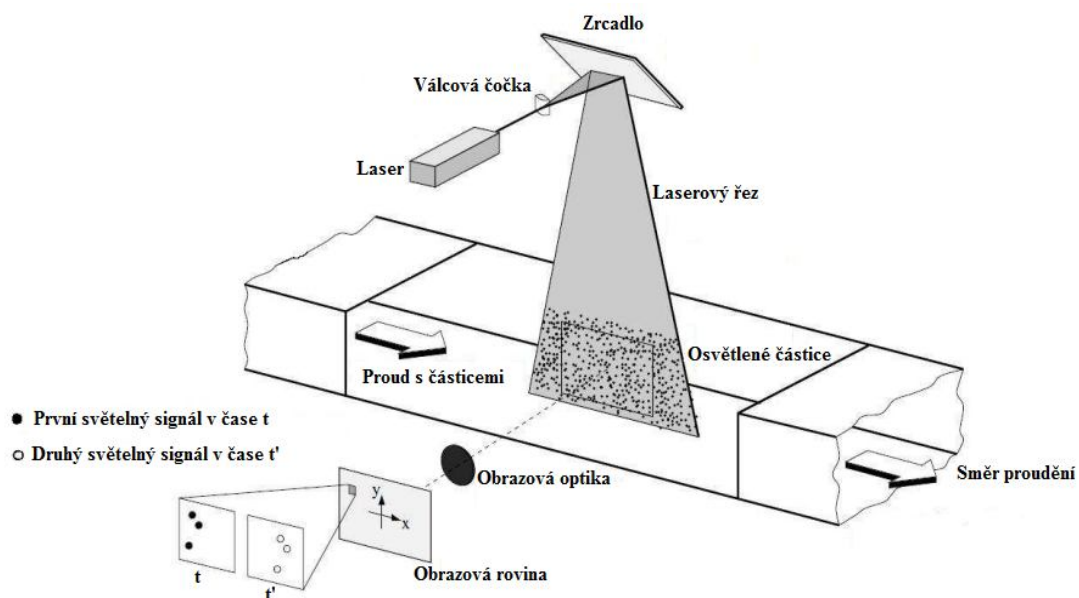
5 Metoda PIV

Vývoj měřících metod v experimentální mechanice tekutin jde neustále kupředu. Jedna z moderních metod poslední doby sloužící pro výzkum proudění kapalin a plynů je optická metoda PIV (Particle Image Velocimetry). Tento název by se mohl volně přeložit jako „měření rychlosti obrazu částic“. Cílem metody je vizualizace proudění zaváděním tzv. stopovacích částic do tekutiny a následné získávání pole jejich posuvů, z nichž je možné na základě známého časového zpoždění dvojice snímků vyhodnotit vektory rychlostí, vířivost vybraných oblastí a podobně. V následujících několika kapitolách je uveden stručný souhrn nejdůležitějších částí týkajících se této problematiky. Více informací je možné získat například v publikaci M. Raffela [8].

5.1 Princip metody PIV

Jak už bylo výše zmíněno, cílem metody je získat vektorové pole rychlostí proudícího media. K tomu slouží sycení media tzv. stopovacími částicemi a následné zaznamenávání obrazu těchto částic unášených proudem. Pomocí vyhodnocovací techniky je pak možné vyhodnotit posun jednotlivých částic případně celé skupiny za určitý čas a tím zjistit jejich rychlost. Z uvedeného je patrné, že samotné měření tedy nezjišťuje přímo rychlost proudu, ale rychlost stopovacích částic, u kterých se předpokládá, že mají stejnou rychlost jako tekutina, která je unáší. Princip měření PIV je vidět na obr. 5-1. Stopovací částice jsou ve sledované oblasti osvětleny pomocí 2 pulzů laserového záření o známé vzorkovací frekvenci, které jsou soustavou čoček a speciální válcovou optikou usměrněny do světelné roviny nazývané také jako „laserový řez“. Takto osvětlené částice jsou zaznamenávány nejčastěji pomocí CCD kamery umístěné kolmo k laserovému řezu tak, aby laserový řez byl rovnoběžný s rovinou CCD čipu. Jen tak je dosaženo nej přesnějšího měření. Mimo CCD kamer se poslední dobou také stále více využívá tzv. CMOS kamer, které vynikají vysokou vzorkovací frekvencí v řádech kHz při relativně nízké úrovni šumu. Pulzní laser musí být s kamerou synchronizován tak, aby při prvním pulzu (v čase t) byla osvětlená stopovací částice zachycena na první snímek kamery a při druhém pulzu (v čase t') byla stejná částice zachycena na snímek druhý. Takto jsou získány obrazy částic ve dvou těsně po sobě následujících, přesně definovaných okamžicích. Z nich je poté možné získat střední hodnoty posunutí částic Δx a Δy a ze znalosti časového intervalu Δt mezi jednotlivými snímky pak vyhodnotit dle elementárních vztahů (12) příslušné složky rychlostí w_x a w_y a také výsledný vektor rychlosti w .

$$w_x = \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad w_y = \frac{\Delta y}{\Delta t} \quad w = \sqrt{w_x^2 + w_y^2} \quad (12)$$

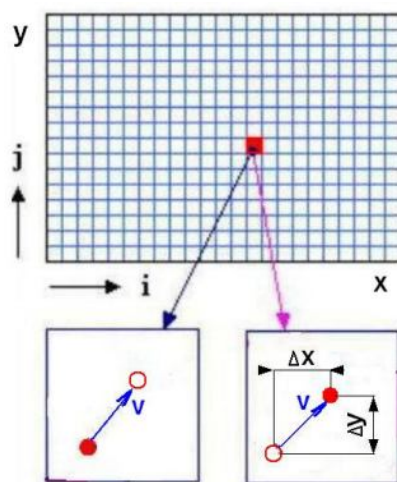


obr. 5-1: Princip metody PIV [8].

5.2 Vyšetřovaná oblast

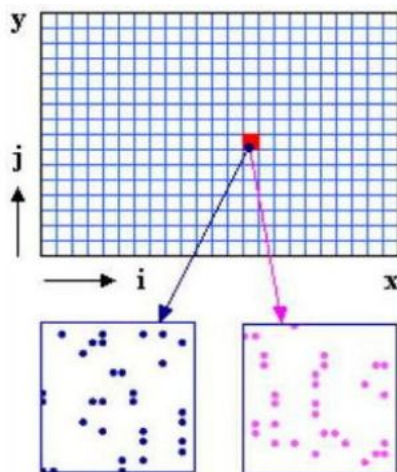
Proces vyhodnocování posunutí částic Δx a Δy lze provádět různými způsoby. Nejčastěji se obraz získaný kamerou rozdělí na menší pravoúhlé elementy, které se nazývají vyšetřované oblasti. Jedna taková vyšetřovaná oblast přitom představuje dostatečně malou část obrazu s dostatečným počtem stopovacích částic. Ze samotného cíle, vyhodnotit střední hodnotu posunutí částic vyplývá, že v každé vyšetřované oblasti musí být minimálně jedna stopovací částice. Doporučený počet je ovšem více než čtyři částice na jednu vyšetřovanou oblast [8]. Vyšetřovaná oblast by měla přitom být tak malá, aby případné zrychlující síly, které hrají významnější roli především při větším rychlostním gradientu, neměly výraznější vliv na výsledky.

Samotné vyhodnocení posunutí částic pak závisí právě na počtu částic ve vyšetřované oblasti. Za předpokladu, že v obrazovém elementu je pouze jedna částice, lze její posunutí určit z prostého rozdílu poloh částice v jednotlivých snímcích, viz obr. 5-2.



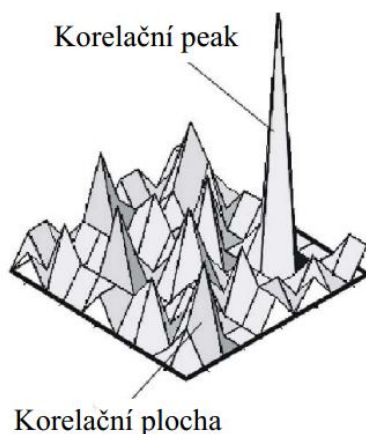
obr. 5-2: Vyhodnocení posuvu jedné částice [12].

Tento případ, kdy ve vyšetřované oblasti je pouze jedna částice, je prakticky téměř neuskutečnitelný. Navíc v případě, že cílem je získat kromě vektorů rychlostí i informaci například o rotaci částic, je potřeba jejich většího počtu. Proto se v praxi musí řešit problém, kdy je v obrazovém elementu částic více, viz obr. 5-3.



obr. 5-3: Vyhodnocení posuvu více částic [12].

V tomto případě pak není tak triviální přiřadit částicím z prvního snímku jejich polohu na snímku druhém a k určení průměrného posunutí částic se musí použít vhodná vyšetřovací metoda. Nejčastěji se používá metoda vzájemné korelace. Vzájemná korelace je statistická metoda, která v podstatě dává informaci o podobnosti, respektive lineární závislosti dvojice signálů. Tedy v tomto případě je hledána závislost v poloze částic na druhém záběru oproti záběru prvnímu. Výsledkem korelační analýzy je tzv. plocha peaků v korelační rovině, viz obr. 5-4. Každý peak je charakterizován svojí výškou a plochou vůči ostatním a určuje, s jakou statistickou pravděpodobností došlo v příslušné vyšetřované oblasti k posunutí částic. Toto posunutí je reprezentováno vektorem s počátečním bodem v počátku souřadnicového systému korelační roviny a koncovým bodem ve středu každého dalšího peaku. Výpočet nejpravděpodobnějšího posunutí se tak zredukuje na hledání nejvyššího peaku [21]. Po aplikaci tohoto postupu na všechny vyšetřované oblasti je výsledkem vektorová mapa posunutí stopovacích částic. Při znalosti časového intervalu mezi jednotlivými snímky se pak může provést výpočet tzv. "hrubých,, vektorů rychlostí. Takto získané pole "hrubých,, vektorů rychlostí se ještě musí podrobit několika dalším validačním analýzám (například adaptivní korelace s částečným překrytím vyšetřovaných oblastí) pro označení vektorů, které statisticky neodpovídají požadované kvalitě signálu. Takto označené vektory se následně odfiltrují. Tímto se odstraní nežádoucí šumový signál a výsledkem tak je tzv. potvrzená mapa vektorů rychlostí, kterou je poté možné podrobit dalšímu vyhodnocování. Takto popsaná analýza získaných dat spadá spíše do problematiky použitého softwaru a přesahuje obsah této práce. Proto tato problematika není dále podrobněji popisována.



obr. 5-4: Plocha peaků v korelační rovině [21].

5.3 Sycení proudového pole stopovacími částicemi

Podstatou metody PIV, jak už bylo několikrát zmíněno, je určování vzdálenosti, kterou urazí stopovací částice mezi prvním a druhým pulzem laserového paprsku. Z toho je patrné, že samotné stopovací částice jsou nedílnou součástí celého procesu, a proto jsou na ně kladeny určité nároky. Ideální stopovací částice by pravděpodobně měla minimální hmotnost a byla by neutrálně unášena proudem tekutiny. Účinky zrychlení a jiných silových poměrů na částici by pak byly minimální. Aby stopovací částice správně plnily svoji funkci, měly by mít následující vlastnosti [21]:

- schopnost dobře následovat proudění
- vysokou světelnou odrazivost
- snadno vyrobitelné
- levné

- netoxické, korozivzdorné a neabrazivní
- netěkavé nebo jen pomalu se vypařující
- chemicky neaktivní

Výběr vhodných stopovacích částic závisí na mnoha faktorech a je mu třeba věnovat náležitou pozornost pro dosažení dobrých výsledků měření. Záleží na druhu proudícího media, na jeho rychlosti nebo i na osvětlovacím systému.

Následující tabulka (tab.1) ukazuje stručný přehled nejčastěji používaných částic pro proudící plyny.

Druh	Materiál	Průměr částice v [μm]
Tuhé	Polystyren	0,5 - 10
	Oxid hlinitý - Al_2O_3	0,2 - 5
	Oxid titaničitý - TiO_2	0,1 - 5
	Skleněné mikro-kuličky	0,2 - 3
Kapalné	Různé oleje	0,5 - 10
	Heliem plněné mýdlové bubliny	1000 - 3000

Tab. 1 - Stopovací částice pro proudící plyn [8].

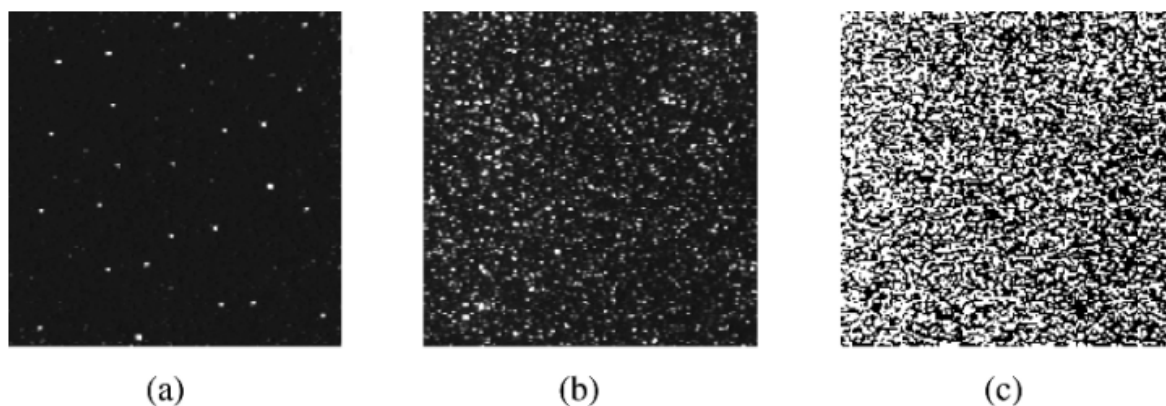
Z tabulky je patrné, že důležitým faktorem stopovacích částic je jejich velikost. Příliš velké částice nebudou dostatečně unášeny proudícím médiem, zatímco jejich minimální velikost je podmíněna schopností použité kamery tyto částice zaznamenat. Velikost částic se odvíjí od rychlosti proudění, turbulencí a rychlostního gradientu. Z praxe je doporučena minimální velikost stopovací částice dva pixely kamery. Velmi dobrých výsledků měření se však dosáhne i s velikostí částice tři až pět pixelů [21].

5.4 Hustota stopovacích částic v proudovém poli

Schopnost okolního proudění unášet stopovací částice závisí především na tvaru a velikosti částice. Nicméně změny rychlosti a citlivost částic na rychlostní gradient ovlivňuje i jejich hustota, se kterou jsou v proudící tekutině nasyceny. Vzájemná interakce mezi částicemi ovlivňuje jejich pohyb. Nejvíce se v praxi využívá tzv. střední sycení proudu, kdy vzdálenost mezi částicemi se pohybuje v oblastech několika průměrů částice a vzájemná interakce se pak dá většinou zanedbat. Většinou lze zanedbat i působení ostatních sil jako je například gravitační síla nebo síla odstředivá. Pokud by se ovšem jednalo o proudění například s rázovými vlnami nebo s velmi vysokým rychlostním gradientem, musí být příslušné síly uvažovány.

Hustota částic pak hraje významnou roli i při samotném snímání obrazu kamerou. Jak bylo zmíněno v kap. 5.2, tak pro správné vyhodnocení posunutí částic musí být v každé vyšetřované oblasti určitý minimální počet částic. Z hlediska koncentrace částic v proudícím médiu rozeznáváme následující tři případy [8]:

- nízká hustota částic, viz obr. 5-5a
- střední hustota částic, viz obr. 5-5b
- vysoká hustota částic, viz obr. 5-5c



obr. 5-5: Tři případy hustoty stopovacích částic [8].

5.4.1 Nízká hustota částic

V tomto případě je hustota částic v proudící tekutině tak malá, že pravděpodobnost výskytu více jak jedné částice ve vyšetřované oblasti je minimální. Pokud by opravdu nastal tento mezní případ, že ve dvou po sobě následujících snímcích by v každé vyšetřované oblasti byla právě jedna stopovací částice, potom by samotné vyhodnocování posunutí bylo, jak se uvádí v kap. 5.2, dosti jednoduché. Jak už bylo ovšem také výše zmíněno, tento minimální počet částic se nedoporučuje a pro získání určitých informací je nedostačující. Samotné sycení proudu na nízkou hustotu částic je velmi problematické. Kvůli náhodnému výskytu stopovacích částic je téměř nemožné najít v každé vyhodnocovací oblasti jednoho snímku právě tu částici, která by reprezentovala její počáteční polohu a na snímku druhém polohu koncovou. Proto se volí raději větší hustota částic, při které je podstatně větší pravděpodobnost, že vektor posunutí lze najít v každé vyšetřované oblasti. To ovšem znamená, že při vyhodnocování se musí použít složitějších algoritmů, jako je například už výše zmiňovaná korelace.

5.4.2 Střední hustota částic

Případ střední hustoty částic je nejpoužívanější ze všech tří možných. Pravděpodobnost výskytu dostatečného počtu částic ve vyšetřované oblasti je velmi vysoká. Zároveň je koncentrace částic ještě v takové míře, že zaznamenávací zařízení je schopné jednotlivé částice rozlišovat.

5.4.3 Vysoká hustota částic

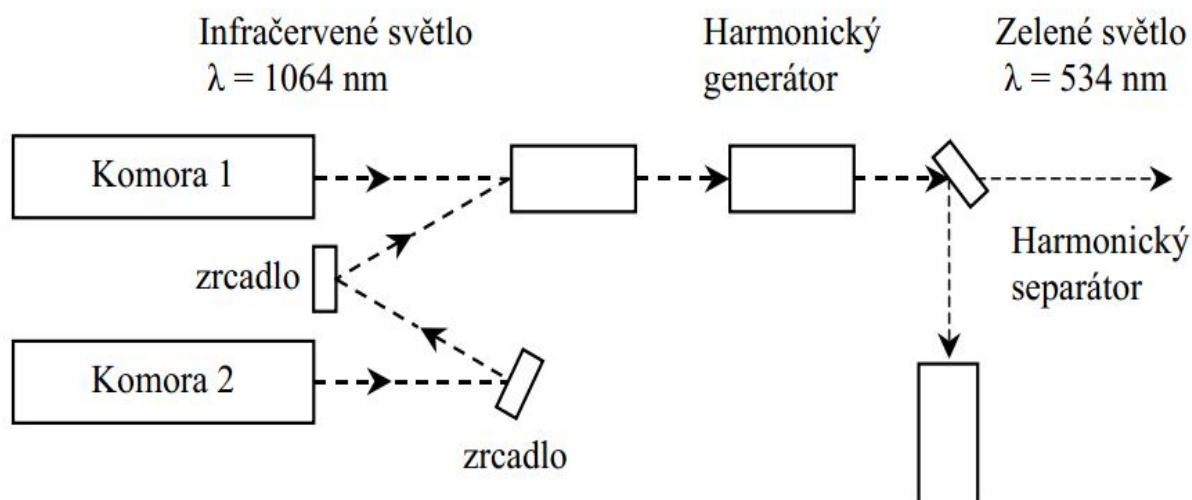
Koncentrace částic je už tak vysoká, že zaznamenávací zařízení není schopné rozlišovat jednotlivé částice. Částice vytvářejí shluky, které se na PIV záznamu projevují jako pohybující se skvrny. Posunutí shluků stopovacích částic se potom rovná posunutí skvrn v obrazové rovině. Vhodnými algoritmy lze opět toto posunutí určit, ale celkově se tato možnost používá mnohem méně, než sycení proudu na střední hustotu částic.

5.5 Základní technické vybavení PIV

Mezi základní technické vybavení PIV patří zdroj světla a zaznamenávací zařízení. Zdroj světla je nutný pro osvětlení proudového pole, které je poté snímáno vhodným zaznamenávacím zařízením. V průběhu praxe se jako nejlepší zaznamenávací zařízení osvědčily CCD případně CMOS kamery. Jako zdroj světla se zase osvědčila laserová výbojka a to především pro svou schopnost vyřazovat monochromatické světlo o jedné vlnové délce s vysokou hustotou energie, které může být snadno usměrněno do tenké světelné roviny. V této práci byl při měření použit dvoukomorový Nd: YAG laser, který společně s CCD kamerou je v následujících kapitolách podrobněji popsán.

5.5.1 Dvoukomorový Nd: YAG laser

K správné funkci PIV je zapotřebí dvou světelných pulzů, které dostatečně osvětlí měřený prostor. Délka pulzu a zároveň i časový interval mezi oběma pulzy ovšem nemůže být libovolný. Čas jednoho pulzu musí být takový, aby se stopovací částice během jeho trvání významně nepohnula. Mezi oběma pulzy musí být takový interval, aby se částice posunula ze své polohy a zároveň neunikla z měřeného prostoru, přesněji z vyšetřované oblasti. Řádově se časový interval mezi oběma pulzy může pohybovat v jednotkách až stovkách mikrosekund. Jelikož není možné za tak krátký čas nabít laser po prvním pulzu a vyslat druhý, používá se dvoukomorový pulzní Nd: YAG laser, který má v každé komoře samostatný laser a časový interval mezi oběma pulzy je pak libovolně nastavitelný. Problém pak ale nastává v tom, že laserové paprsky nevychází z jednoho bodu. K odstranění tohoto nedostatku slouží soustava zrcadel, které usměrní paprsek z druhého laseru do osy laseru prvního. Do válcové optiky pak už oba paprsky vstupují ze stejného směru. Schéma uspořádání dvoukomorového Nd: YAG laseru je vidět na obr. 5-6. Z obrázku je patrné, že Nd: YAG lasery produkují infračervené světlo o vlnové délce 1064 nm . To ovšem není pro účely PIV nejvhodnější, protože většina CCD kamer je na infračervené světlo málo citlivá [21]. Zároveň je infračervené světlo pouhým okem neviditelné a to by při samotné obsluze zařízení mohlo být nebezpečné. Z těchto důvodů je do cesty laserového záření vložen harmonický generátor, který převede toto světlo na viditelné zelené světlo o vlnové délce 534 nm . Harmonický generátor ovšem nedokáže převést veškeré infračervené světlo, a proto zbylé světlo je nutné odfiltrovat harmonickým separátorem.

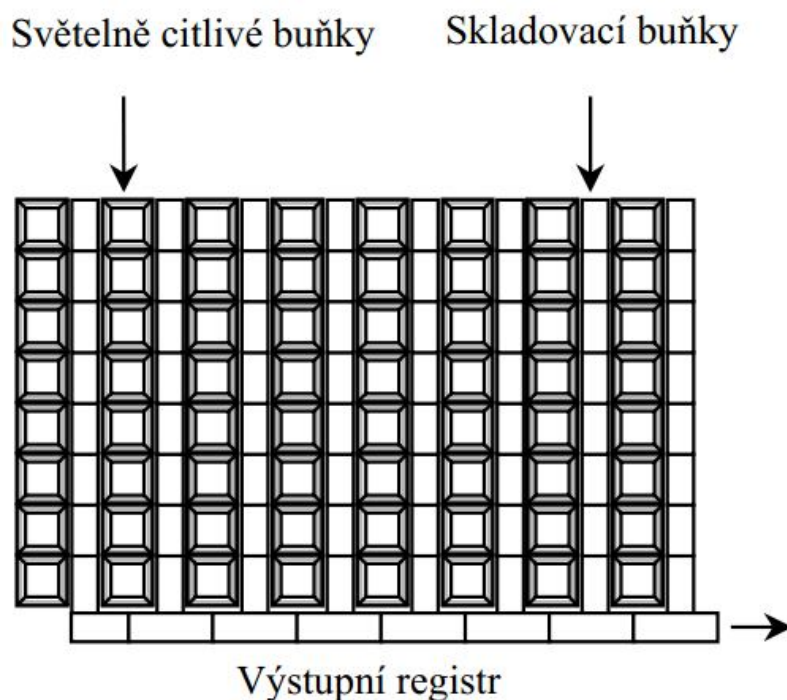


obr. 5-6: Dvoukomorový Nd: YAG laser [21].

5.5.2 Digitální CCD kamera

Způsoby zaznamenávání proudového pole mohou být různé. Před uvedením CCD kamer na trh se běžně používaly obyčejné fotografické aparáty, kdy se světlo rozptýlené na stopovacích částicích zaznamenávalo na fotografický papír. Podobně se poté používala i filmová kamera. Získané snímky se ovšem nedaly digitalizovat a musely se pracně vyhodnocovat ručně. Tento problém se odstranil nástupem digitálních fotoaparátů a kamer. Přetrval však problém při zkoumání rychlého proudového pole, kdy bylo nutné pořídít dva snímky po sobě v rychlém sledu, třeba i několika mikrosekund. V tom se jeví asi největší přednost CCD kamery, která je schopná zaznamenat dva snímky v rychlém sledu po sobě, v intervalu kratším než jedna mikrosekunda [21]. Proto jsou tyto kamery vhodné pro PIV měření, kde je třeba zaznamenat obrazy proudového pole osvětlené dvěma, rychle po sobě následujícími, laserovými pulzy.

Novější typ CCD kamery se liší progresivní ukládací architekturou čipu, viz obr. 5-7, který obsahuje dva druhy buněk. A sice buňky světelně citlivé a buňky tzv. skladovací. Světelně citlivé buňky detekují první světelný pulz a takto získaný signál převedou do buněk skladovacích. Tím se vyprázdní a jsou schopné detekovat další světelný signál druhého pulzu. Na konci druhého světelného pulzu je ve skladovacích buňkách obsažen snímek s počátečními polohami stopovacích částic a v buňkách citlivých na světlo je snímek s koncovými polohami. Oba snímky jsou pak převedeny do výstupního registru a odeslány do počítače k dalšímu zpracování.



obr. 5-7: CCD čip s progresivní ukládací architekturou [21].

6 Metoda Stereo PIV

Metoda Stereo Particle Image Velocimetry, zkráceně označovaná Stereo-PIV, oproti konvekční metodě PIV používá dvě kamery. Cílem je získat informaci o všech třech složkách rychlosti. Vychází se z podobnosti s lidským zrakem když dvě kamery v podstatě plní funkci lidských očí a důmyslný algoritmus, stejně tak jako lidský mozek, je s pořízené dvojice snímků schopný rekonstruovat trojrozměrný obraz sledovaného objektu.

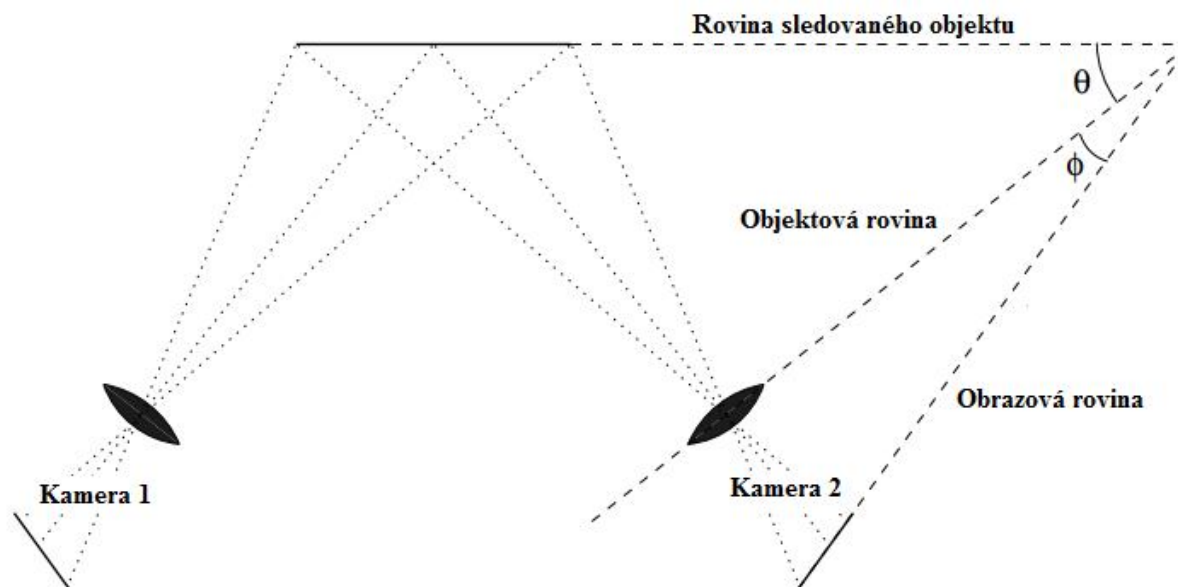
6.1 Princip metody Stereo PIV

Metoda 3D-PIV, stejně jako konvekční dvojrozměrná (2D) metoda PIV, měří posunutí tzv. stopovacích částic, kterými je nasyceno proudící medium. Vyšetřovaná oblast je opět osvětlená laserovým řezem, ovšem na rozdíl od konvekčního PIV je ke sledování pohybu stopovacích částic využito dvou kamer. Obě kamery snímají proudové pole z různých úhlů a ze získané kombinace dvojrozměrných posunutí, pořízených oběma kamerami, je možné stanovit skutečné trojrozměrné posunutí sledovaných částic.

Udává se, že nejpřesnějšího měření je dosaženo, když osy objektivů kamer svírají úhel 90° [8]. Kvalita i přesnost měření také závisí na dodržení tzv. Scheimpflugovi podmínky.

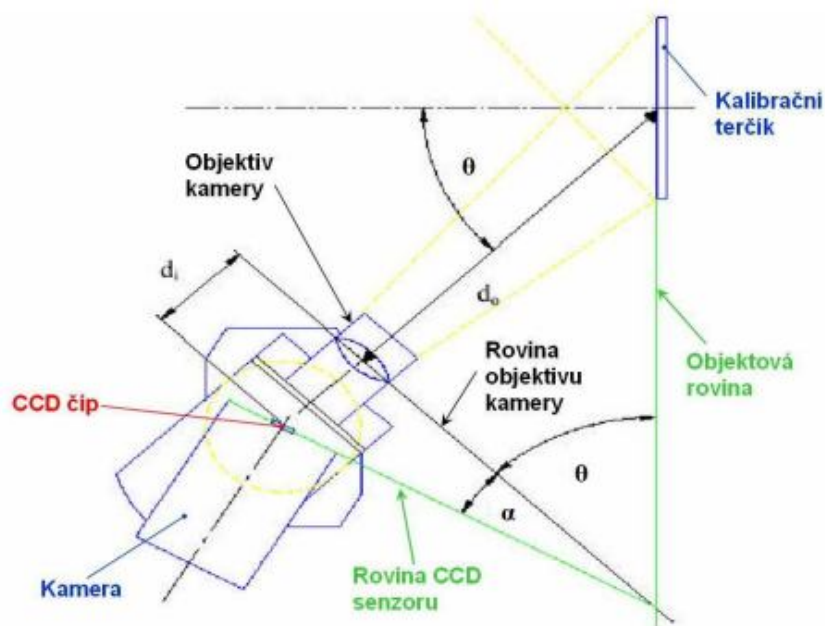
6.2 Scheimpflugova podmínka

Podle této podmínky by se měla rovina sledovaného objektu, obrazová rovina (rovina CCD senzoru) i rovina objektivu každé kamery protínat v jedné společné přímce v prostoru [8]. Při dodržení této podmínky je objektová rovina ideálně zaostřena v celém zorném poli CCD kamery, což se výrazně projevuje na kvalitě a přesnosti měření. Schéma takového nastavení je zobrazeno na obrázku 6-1.



obr. 6-1: Schéma nastavení Scheimpflugovy podmínky [8].

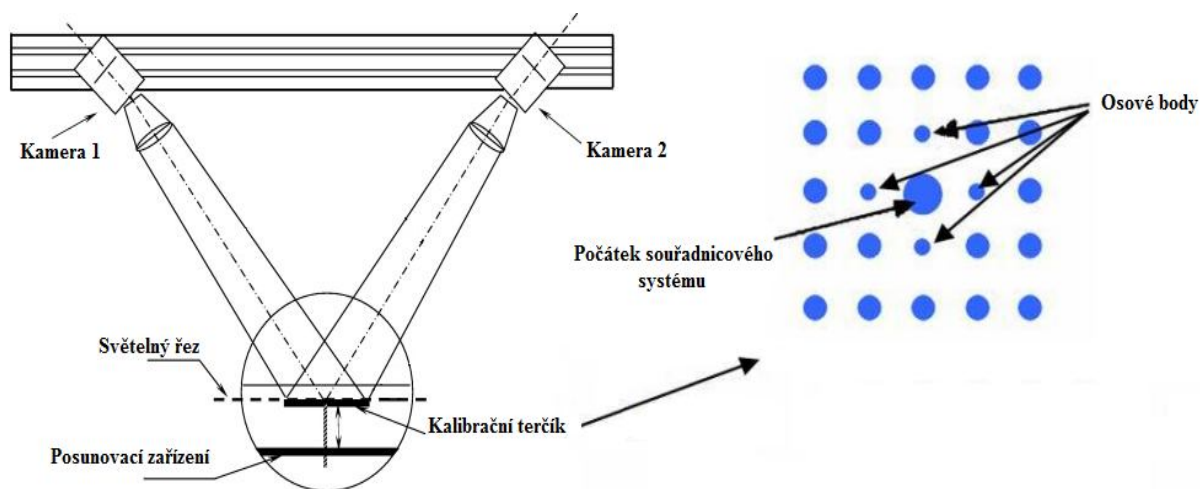
Technické řešení dodržení Scheimpflugovy podmínky závisí na správném nastavení CCD kamer. To spočívá v odklonění roviny CCD senzoru od roviny objektivu o vhodný úhel α , jak je znázorněno na obr. 6-2. Tento úhel lze buďto dopočítat nebo ho lze nastavit experimentálně, což spočívá v zaostření kamer na střed kalibračního terčíku a naklání roviny CCD senzoru, dokud se nedosáhne nejlepšího možného zaostření skrz celý snímek.



obr. 6-2: Technické řešení nastavení Scheimpflugovy podmínky [16].

6.3 Kalibrace kamer

Při kalibraci se využívá kalibračních terčů s přesně definovanou sítí bodů. Tento kalibrační terč je nastaven rovnoběžně se světelným řezem a bývá obvykle připevněn na posuvném zařízení, které zajišťuje přesný pohyb ve směru kolmém k laserovému řezu. Tímto posuvným zařízením se nastaví několik poloh terče, které jsou zaznamenávány kamerami. Ve středu kalibračního terče je větší bod, obklopený čtyřmi menšími body. Pro úspěšné provedení kalibrace je nutné nalezení a označení tohoto bodu oběma kamerami, kdy tento bod značí počátek souřadnicového systému a menší body určují směry os x a y . Osa z je určena posuvem kalibračního terče. Porovnáním známých poloh bodů kalibračního terče a jejich odpovídajících poloh na snímcích, pořízenými oběma kamerami, se určí kalibrační koeficienty daného obrazového modelu. Schéma kalibrace a kalibračního terčiku je znázorněno na obrázku 6-3.



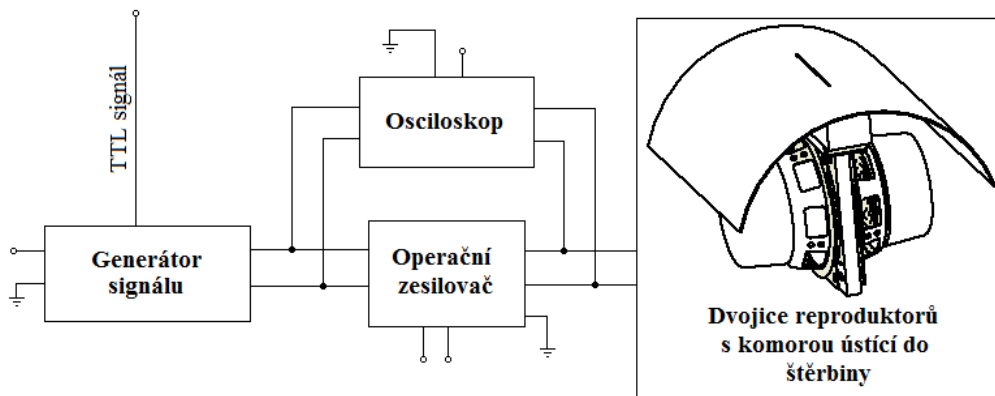
obr. 6-3: Schéma kalibrace kamer

7 Vlastní měření

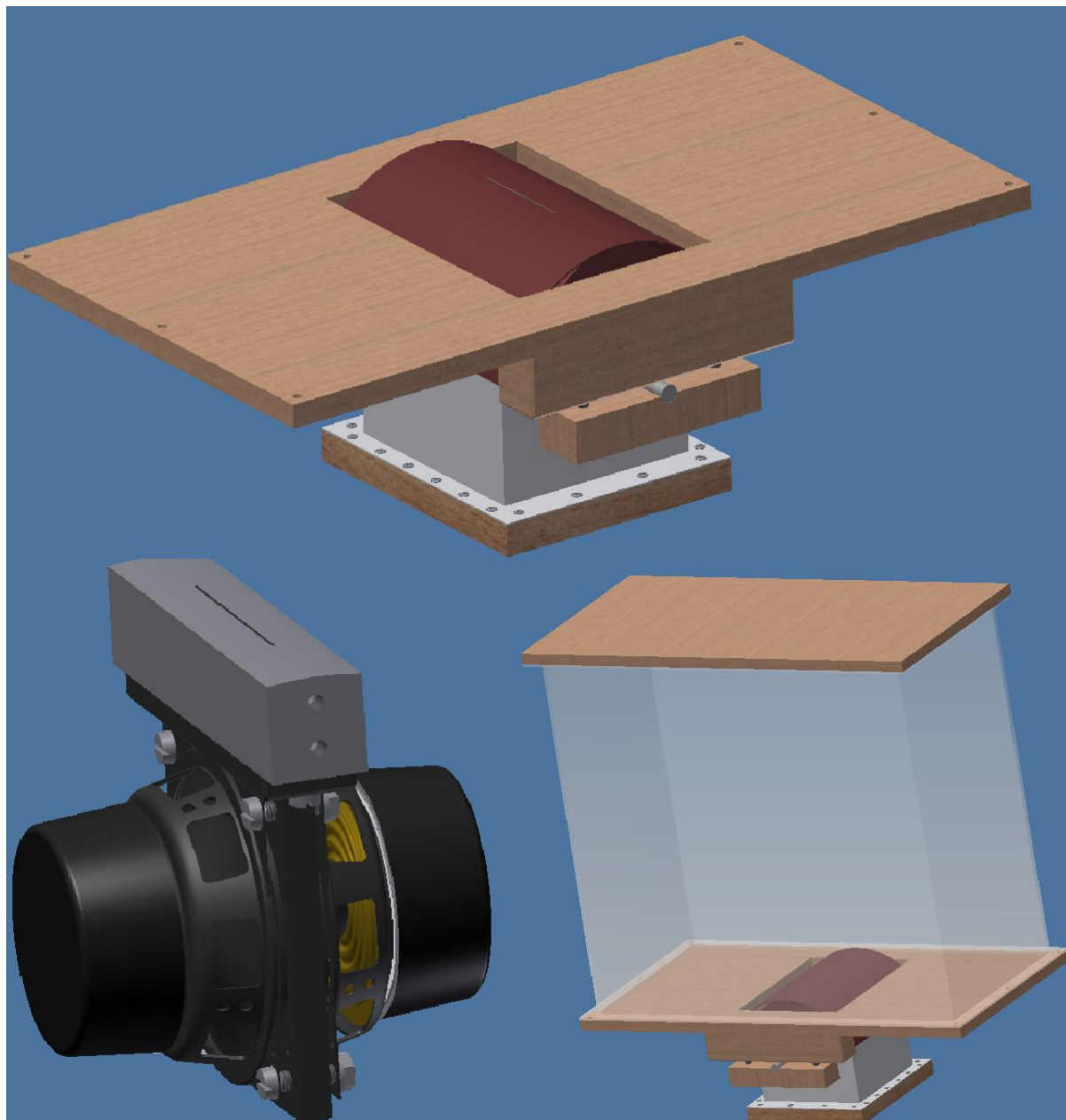
Jak už bylo výše zmíněno, tak cílem této práce je prozkoumání vybraných vlastností syntetizovaného paprsku, který je generován v klidném prostředí. Měření probíhalo v laboratořích Katedry Energetických strojů a zařízení a bylo prováděno dvojicí na sobě nezávislých a principiálně zcela odlišných metod. Jedná se o metodu CTA a PIV. Třetí metodou byla modifikace konvekčního PIV a sice Stereo PIV. Každá z těchto metod má své silné a slabé stránky. Metoda CTA se vyznačuje poměrně vysokou vzorkovací frekvencí a tím i schopností zaznamenat rychlé děje, odehrávajících se v jednom předem určeném bodě měřené oblasti. Na druhou stranu metoda PIV poskytuje obraz celého vektorového pole rychlostí, ovšem za cenu relativně nízké vzorkovací frekvence. Vhodnou kombinací obou metod a promyšleném nastavením je možné získat potřebnou představu o chování syntetizovaného paprsku, průběhu jeho tvorby a následného vývoje.

7.1 Generování syntetizovaného paprsku

Samotné generování syntetizovaného paprsku je provedeno dvojicí protilehlých hlubokotónových reproduktorů typu ARN-100-60/8, které jsou umístěné v komoře, ústící do vhodně tvarované štěrbiny. Tyto reproduktory jsou buzeny harmonickým signálem, který zajišťuje generátor signálu Metex MS-9150. Ten je dále veden přes operační zesilovač, díky kterému je možné nastavit potřebné výstupní parametry. Nevýhodou použití zesilovače je ovšem fázové a amplitudové zkreslení výstupního signálu oproti signálu vstupnímu. Tento problém byl vyřešen korekcí výstupního signálu na základě Bodeho přenosové charakteristiky zesilovače. Důležitým prvkem kompletu generující syntetizovaný paprsek je i čtyřkanálový osciloskop Tektronix TDS2014B. Schéma zapojení je vidět na obr. 7-1. Z obrázku je patrná možnost vyvedení TTL signálu pevně spojeného s budícím signálem, čehož lze využít k synchronizaci budícího signálu s měřicí aparaturou. Další výhodou vyvedení TTL signálu je možnost využití fázového středování k zpracování naměřených dat a výrazně tak zredukovat jejich množství a získat charakteristický průběh snímané veličiny v rámci jedné periody. Na dalším obrázku 7-2 v levé části dole je znázorněno uspořádání reproduktorů v komoře ústící do štěrbiny. Takto uspořádané reproduktory jsou poté vloženy do vhodně přizpůsobeného rámu. Celý sestavený komplet generátoru syntetizovaného paprsku je vidět v horní části obrázku. Na obrázku vpravo dole je pak znázorněn i průhledný kryt z plexiskla, který byl použit při měření metodou PIV, kdy sloužil k oddělení vnějšího prostředí od měřené oblasti, nasycené stopovacími částicemi. Tento 3-D model zařízení byl vytvořen v programu Inventor Professional 2012.



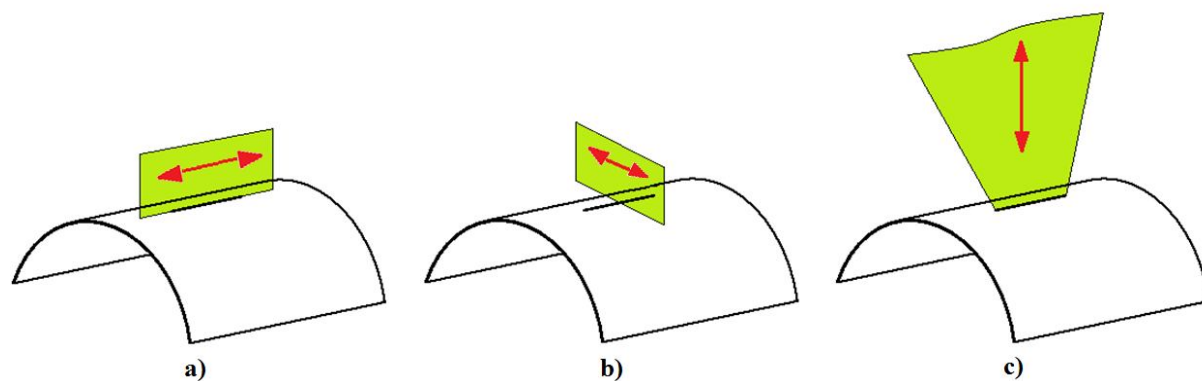
obr. 7-1: Schéma zapojení experimentálního zařízení.



obr. 7-2: Model generátoru syntetizovaného paprsku.

7.2 Měření metodou CTA

Měření syntetizovaného paprsku metodou CTA, prováděné při tomto experimentu, lze rozdělit do 2 samostatných částí. První část se zabývala rozložením rychlosti podél a napříč generovaným syntetizovaným paprskem a průběhem rychlosti ve středu paprsku v závislosti na vzdálenosti od vyfukovací štěrby, viz obr. 7-3. Ve druhé části bylo využito metody CTA ke stanovení úplné Bodeho charakteristiky celého systému skládajícího se z generátoru signálu, operačního zesilovače a generátoru paprsku, viz obr. 7-1.

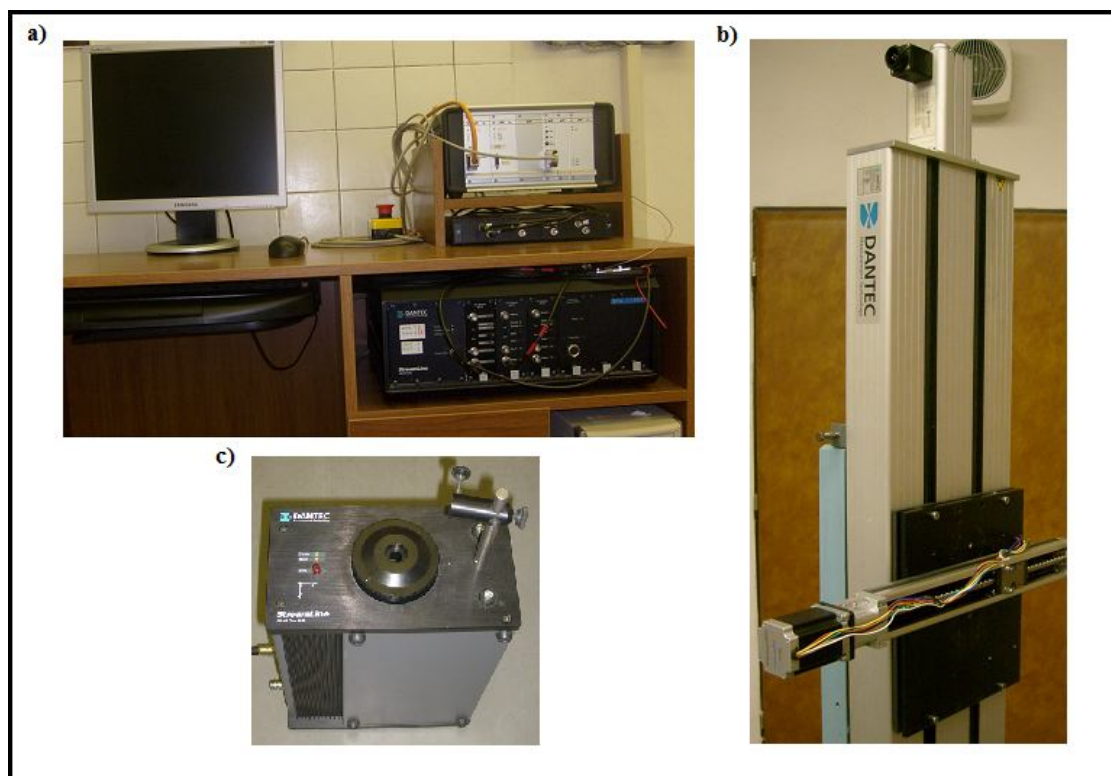


obr. 7-3: Znázornění směrů měření metodou CTA.
a) podélný směr b) příčný směr c) vzdálenost od štěrbin

7.2.1 Zařízení potřebné pro měření

Laboratoř, ve které byl experiment prováděn, je vybavena měřicím zařízením pro žárovou (drátkovou) anemometrii od firmy Dantec Dynamics, a to včetně softwaru StreamWare. Tento systém se skládá z následujících základních komponent (obr. 7-4):

- měřicí ústředna
- měřicí software StreamWare
- měřicí sondy pro tří-, dvou- a jednoosé měření
- kalibrační zařízení
- polohovací zařízení (traverzér)



obr. 7-4: Základní komponenty systému od Dantec Dynamics pro měření metodou CTA.
a) měřicí ústředna b) traverzér c) kalibrační zařízení

7.2.2 Postup měření syntetizovaného paprsku

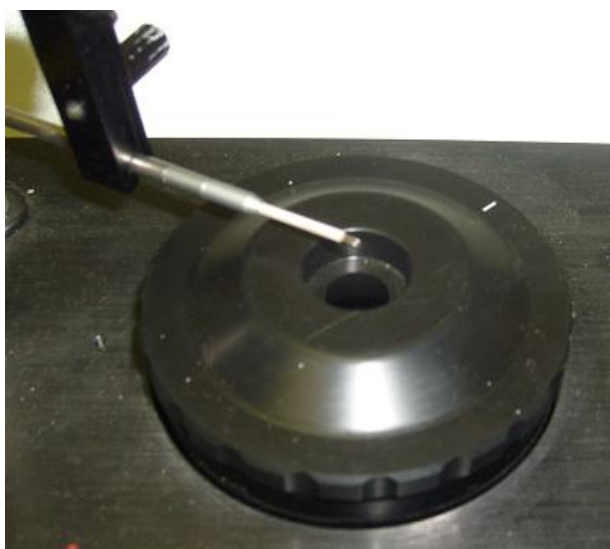
V této části je stručně popsán postup při měření rychlosti podél a napříč generovaným syntetizovaným paprskem a rychlosti ve středu paprsku v závislosti na vzdálenosti od štěrbin. Postup při těchto měřeních je prakticky totožný a liší se pouze ve sledované rovině vzhledem k ústí syntetizovaného paprsku, viz obr. 7-3.

Měření se opakovalo pro 10 různých budících frekvencí v rozmezí od 25 do 650 Hz.

1) Rychlostní kalibrace měřící sondy

Pro měření byla shodně použita jednodrátková sonda 55P14, která svým tvarem umožňuje měřit přímo ve výstupní štěrbině generátoru syntetizovaného paprsku. Před samotným měřením bylo nutné sondu zkalibrovat, viz kapitola 4.3.

Sonda byla umístěna do držáku kalibračního zařízení se stejnou orientací drátku, jako byla použita během experimentu, viz obr. 7-5. Po ustavení do požadované polohy byla sonda vystavena proudění vzduchu o rychlostech v rozmezí 0,5 až 30 m/s, což jsou mezní předpokládané dosažené rychlosti syntetizovaného paprsku během měření. Počítač s příslušným kalibračním softwarem poté našel závislost mezi výstupem CTA a rychlostí proudění. Tento vztah byl následně uložen a použit při samotném měření.



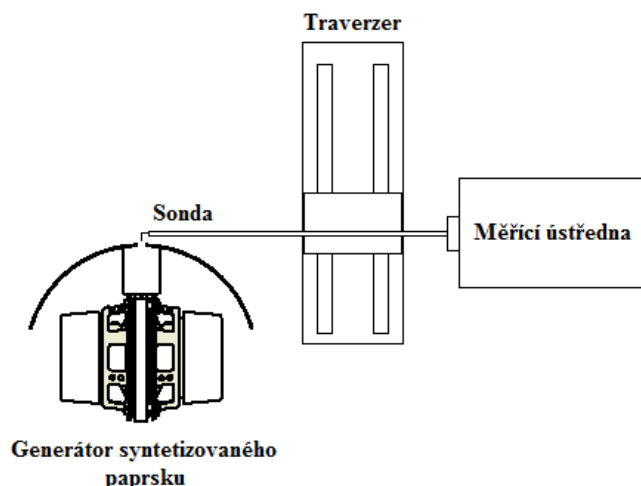
obr. 7-5: Kalibrace sondy 55P14

2) Ustavení polohy zařízení

Dalším krokem samotného měření bylo uspořádání měřící aparatury a generátoru syntetizovaného paprsku do vzájemné polohy vhodné k měření. Schéma takového uspořádání je vidět na obrázku 7-6. Z obrázku je patrné, že měřící sonda je nesena traverzérem, který umožňuje přesný, počítačem řízený pohyb sondy v daném směru vzhledem ke štěrbině a tím lze získat určitou představu o prostorovém průběhu rychlosti.

Pomocí úhelníků a digitální vodováhy byla nastavena vzájemná rovnoběžnost měřící sondy a vyfukovací štěrbině tak, aby se sonda pohybovala v požadované rovině. Posledním krokem bylo nastavení výchozí polohy sondy. Pro měření podél a napříč syntetizovaného paprsku byla sonda nastavena do středu štěrbině ve výšce 0,5 mm nad její okraj tak, aby při pohybu sondy nedošlo k vzájemné kolizi a tím ke zničení sondy. Pro měření rychlosti v závislosti na vzdálenosti od štěrbině byla sonda umístěna přímo do ústí štěrbině a z této výchozí polohy docházelo k jejímu postupnému vzdalování. Vzhledem ke křehkosti sondy se jednalo o

náročné nastavení, kdy k nastavení polohy sondy bylo využito katetometru. Příklad nastavené výchozí polohy pro měření je vidět na obr. 7-7.



obr. 7-6: Schéma uspořádání zařízení při měření metodou CTA



obr. 7-7: Příklad výchozí polohy sondy

3) Samotné měření

Po nastavení výchozí polohy sondy může následovat samotné měření. To se v tomto případě lišilo pouze ve směru pohybu sondy, v počtu měřených bodů a délkou měřeného úseku. Pro snazší zobecnění úlohy a získaných výsledků jsou měřené intervaly udávány v rámci bezrozměrné souřadnice x/h , kde h je šířka vyfukovací štěrbin.

Parametry jednotlivých měření při tomto experimentu jsou uvedeny v následující tabulce.

způsob měření	měřený interval	počet bodů
podélný směr	$0 \leq x/h \leq 76$	26
příčný směr	$-4 \leq x/h \leq 4$	17
vzdalování se od ústí štěrbin	$-5 \leq x/h \leq 30$	36

Tab. 2 - Parametry jednotlivých měření metodou CTA

Jednotlivá měření byla opakována pro 10 budících frekvencí v rozmezí od 25 do 650 Hz. Tyto frekvence společně s amplitudou budícího signálu byly nastavovány pomocí operačního zesilovače, viz obr. 7-1. Vzorkovací frekvence byla pro jednotlivé budící frekvence volena tak, aby se vždy dosáhlo zaznamenání jednotného počtu period pro každý měřený bod. Tomu odpovídá rozmezí vzorkovacích frekvencí od 7500 do 195000 Hz. Zde se projevuje přednost CTA, kdy je možné dosáhnout poměrně velkých vzorkovacích frekvencí.

7.2.3 Postup měření Bodeho přenosové charakteristiky

Cílem tohoto měření bylo sestavit amplitudově a fázově frekvenční charakteristiku celého experimentálního zařízení (viz. obr. 7-1), použitého při měření metodou CTA. Jedná se v podstatě o 2 grafy, které zobrazují odděleně modul a argument přenosové funkce systému v závislosti na frekvenci.

1) Rychlostní kalibrace měřící sondy a ustavení polohy zařízení

Pro měření bylo opět využito jednodrátkové sondy 55P14 a její kalibrace, stejně jako ustavení zařízení do měřící polohy probíhalo obdobným způsobem jako v kapitole 7.2.2. Měřící poloha sondy byla v tomto případě ve středu vyfukovací šterbiny, ve výšce 0,5 mm nad jejím okrajem.

2) Samotné měření

Při měření se určovala odezva soustavy na harmonický vstupní signál o konstantní amplitudě 6,4 V. K tomuto účelu bylo využito osciloskopu, zapojeného dle obr. 7-1. Měření bylo prováděno v rozsahu frekvencí od 25 do 700 Hz a byla sledována změna amplitudy a fázové posunutí výstupního signálu (syntetizovaného paprsku) oproti signálu vstupnímu.

7.2.4 Okolní prostředí při měření

Při měření je nutné také sledovat teplotu a tlak v místnosti, ve které se provádí experiment. Znalost těchto veličin je nutná pro stanovení hustoty vzduchu, která je zapotřebí při určování charakteristik syntetizovaného paprsku, viz kap. 2.3. K určení hustoty vzduchu lze využít stavové rovnice dle (13).

$$\rho = \frac{p_b}{r \cdot T} \quad (13)$$

kde: p_b barometrický tlak vzduchu [Pa]

r plynová konstanta - pro vzduchu $r = 287 \left[\frac{J}{kg \cdot K} \right]$

T teplota vzduchu [K]

K měření teploty a tlaku vzduchu v místnosti bylo využito staničního barometru. Při měření tlaku staničním barometrem se odečítá výška rtuťového sloupce, která se přepočítá dle (14) na barometrický tlak, působící na volnou hladinu v nádobce se rtutí. Jelikož hustota rtuti se s teplotou mění, dosazuje se obvykle hustota rtuti $\rho_N = 13595 \text{ kg/m}^3$ za normální teploty $T_N = 273,15 \text{ K}$ a skutečný změřený sloupec h se přepočte na délku h_N , která by připadala teplotě T_N . Použit je přitom součinitel délkové roztažnosti rtuti ve skle $\alpha = 0,000172 \text{ K}^{-1}$. Pro barometrický tlak p_b pak platí vztah (15), [15].

$$p_b = \rho \cdot g \cdot h \quad (14)$$

$$p_b = \rho \cdot g \cdot h = \rho_N \cdot g \cdot h_N = \rho_N \cdot g \cdot h [1 - \alpha(T - T_N)] \quad [Pa] \quad (15)$$

7.3 Měření metodou PIV

Měření syntetizovaného paprsku metodou PIV bylo provedeno pro vybranou frekvenci buzení, a sice 150 Hz. Cílem bylo získat časový průběh vektorového pole rychlostí syntetizovaného paprsku, v rámci jedné periody jeho generování. Ze získaných složek rychlostí U a V pak bylo možné mimo jiného sledovat průběh vzniku vírových struktur, vířivost nebo průběh šířky syntetizovaného paprsku v rámci sledované oblasti.

Ke zpracování primárních dat do podoby vektorových polí rychlosti bylo využito softwaru Dynamic Studio v 3.14. Také bylo využito speciálních funkcí z kategorie „scalar derivatives“. Další specifické analýzy byly prováděny v prostředí Matlab R2010b.

7.3.1 Postup měření

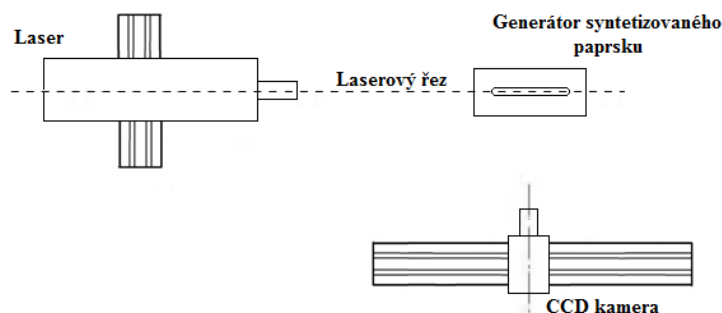
Postup měření se dá shrnout do několika operací.

- Ustavení zařízení do vhodné polohy k měření
- Kalibrace systému
- Nastavení laseru a CCD kamer
- Definice masky
- Samotné měření
- Vzájemná korelace, validace a filtrace
- Další analýzy

1) Ustavení zařízení do vhodné polohy k měření

Před samotným měřením je nutné uspořádat veškeré zařízení potřebné k měření do vhodné polohy, viz půdorysné schéma na obrázku 7-8. Správné ustavení měřicího zařízení spočívá v následujících krocích:

- Nastavení kolmosti
 - mezi laserovým řezem a vyfukovací štěrbinou generátoru syntetizovaného paprsku
 - mezi laserovým řezem a CCD kamerou
- Nastavení vhodné vzdálenosti
 - mezi objektivem CCD kamery a laserovým řezem (zhruba 0,5 metru)
 - mezi laserem a vyfukovací štěrbinou (zhruba 1,5 metru)
- Ustavení veškeré aparatury do vodorovné polohy



obr. 7-8: Uspořádání zařízení při měření PIV

2) Kalibrace systému

Pro správný převod rozměrů mezi sledovaným objektem a získaným snímkem vyšetřované oblasti je nutné nastavení měřítka. K tomuto účelu bylo využito ocelového pravítka s milimetrovou stupnicí, umístěného kolmo k CCD kameře v rovině měření. Z nahraného snímku a známé vzdálenosti dvou bodů poté příslušný software vypočítá měřítko objekt/ obraz.

3) Nastavení laseru a CCD kamer

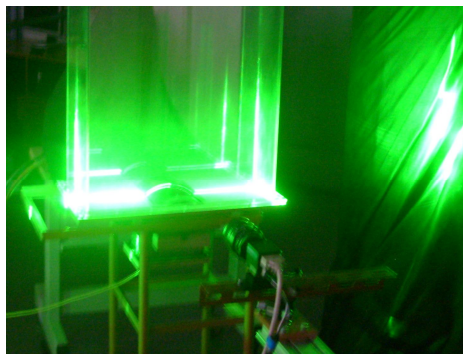
Při nastavení laseru je nejdůležitější zvolení správného časového intervalu mezi jednotlivými laserovými pulsy. Ten je v podstatě možné volit v závislosti na použitém systému. Při tomto měření byla zvolen časový interval $150 \mu s$. Dále je potřeba nastavit intenzitu laseru a zaostřit CCD kameru. To je nutné provést tak, aby na pořízeném snímku byly jasně identifikovatelné značkovací částice.

4) Definice masky

Definice masky znamená označení oblasti v měřeném poli, ve kterém není potřeba provádět výpočet vzájemné korelace. Jedná se o případy, kdy součástí měřené oblasti je stěna nebo jiné tuhé těleso, obtékané zkoumanou tekutinou. Při tomto měření tedy bylo nutné označit oblast měřené oblasti, do které zasahoval samotný generátor syntetizovaného paprsku.

4) Samotné měření

Měření bylo prováděno pro 18 diskretních časových okamžiků, popisující celou periodu buzení syntetizovaného paprsku. Pro každé měření bylo zaznamenáváno 300 snímků. Sycení měřené oblasti značkovacími částicemi bylo prováděno pomocí zařízení označované jako 10F02, které je založeno na principu Laskinovy dýzy, viz [25] a [26]. Jako značkovací částice posloužily rozptýlené částice stolního olivového oleje. Oddělení nasycené oblasti od vnějšího prostředí bylo provedeno krytem z plexiskla, jak je zobrazeno na obr. 7-2. Ze samotného principu PIV vyplývá, že měření bylo nutné provádět v zatemněné místnosti, viz obrázek 7-9.



obr. 7-9: Měření metodou PIV

5) Vzájemná korelace, validace a filtrace

Po získání soboru snímků proudového pole je následně využito vzájemné korelace k získání tzv. mapy hrubých vektorů posunutí značkovacích částic. Validace poté označí statisticky nevyhovující vektory, které se při filtraci odstraní.

6) Další analýzy

Další analýza naměřených dat může obsahovat speciální analýzy, které uživatel potřebuje při řešení svého problému. Pro účely této práce bylo třeba aplikovat analýzy vyšetřující vířivost

daného proudového pole. Jednalo se o 3 na sobě nezávislé kritéria výpočtu, označené jako vorticity, lambda 2 a 2nd invariant Q.

Vířivost v daném bodě je určena jako rotor rychlostního pole dle rovnice (16), kdy každá závorka v uvedeném vztahu popisuje vířivost okolo osy x, y respektive osy z. Pro 2D rychlostní pole se vztah zjednoduší na (17), [18].

$$\vec{\omega} = \text{rot}(\vec{U}) = \nabla \times \vec{U} = \left(\frac{\partial W}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial z} \right) \vec{i} + \left(\frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\partial W}{\partial w} \right) \vec{j} + \left(\frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \right) \vec{k} \quad (16)$$

$$\omega_z = \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \quad (17)$$

Další použitá kritéria jsou založena na tenzoru J definovaného dle vztahu (18), [17].

$$J = \nabla \vec{U} = \begin{bmatrix} \partial U / \partial x & \partial U / \partial y & \partial U / \partial z \\ \partial V / \partial x & \partial V / \partial y & \partial V / \partial z \\ \partial W / \partial x & \partial W / \partial y & \partial W / \partial z \end{bmatrix} \quad (18)$$

Princip kritéria lambda 2 spočívá v rozdělení tenzoru J na symetrickou část S a antisymetrickou část R , dle rovnic (19) a (20).

$$S = \frac{1}{2(J + J^T)} \quad (19)$$

$$R = \frac{1}{2(J - J^T)} \quad (20)$$

Dalším krokem je výpočet vlastních hodnot tenzoru $S^2 + R^2$. Výsledkem jsou 3 vlastní hodnoty λ splňující podmínku $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$. Vyšetřovaný bod je součástí víru v případě, když $\lambda_2 < 0$.

Druhý invariant Q tenzoru J je definován vztahem (21).

$$Q = \left(\frac{\partial U}{\partial x} \frac{\partial V}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial x} \frac{\partial U}{\partial y} \right) + \left(\frac{\partial V}{\partial y} \frac{\partial W}{\partial z} - \frac{\partial W}{\partial y} \frac{\partial V}{\partial z} \right) + \left(\frac{\partial U}{\partial x} \frac{\partial W}{\partial z} - \frac{\partial W}{\partial x} \frac{\partial U}{\partial z} \right) \quad (21)$$

Pokud hodnota druhého invariantu Q je kladná, daný bod je součástí víru.

7.4 Měření metodou Stereo PIV

Cílem měření syntetizovaného paprsku metodou Stereo PIV bylo získat, stejně jako u měření konvekční metodou PIV, časový průběh vektorového pole rychlostí syntetizovaného paprsku v rámci jedné periody jeho generování. Rozdílem ovšem bylo získání všech tří složek rychlostí U , V a W . Také v tomto případě bylo měření prováděno pro frekvenci buzení 150 Hz.

7.4.1 Postup měření

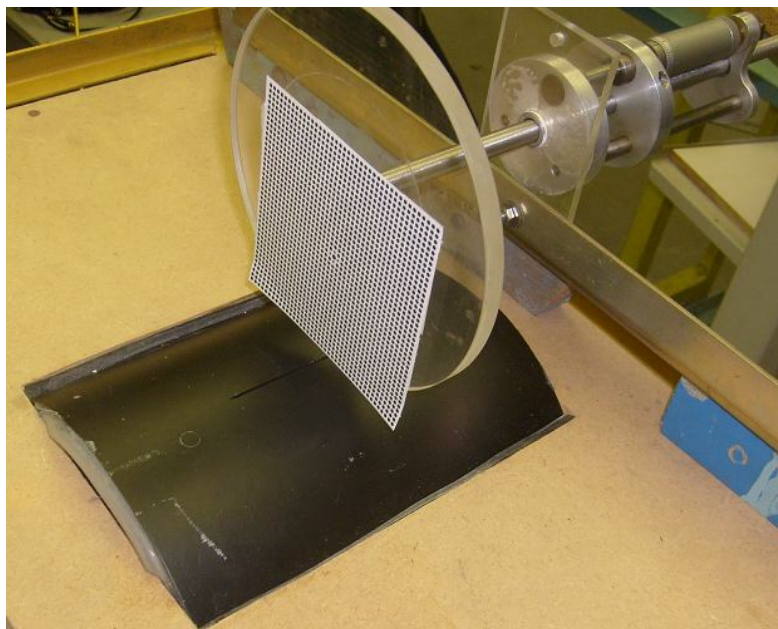
Postup měření je velmi podobný měření konvekční metodou PIV. Z důvodu použití dvou kamer se výrazně liší pouze nastavení CCD kamer pro dodržení Scheimpflugovy podmínky a následná kalibrace. Proto jsou tyto dva kroky při měření v následujícím textu podrobněji popsány.

1) Nastavení CCD kamer

Pro Stereo PIV je zapotřebí dvou kamer, které svírají úhel 90° . Při ostření kamer na kalibrační terč bylo nutné vychýlit rovinu CCD čipu o určitý úhel, z důvodu splnění Scheimpflugovy podmínky, viz kapitola 6.2. Tento úhel se nastavil experimentálně tak, aby ostrost obrazu kalibračního terče byla co možná nejlepší.

2) Kalibrace

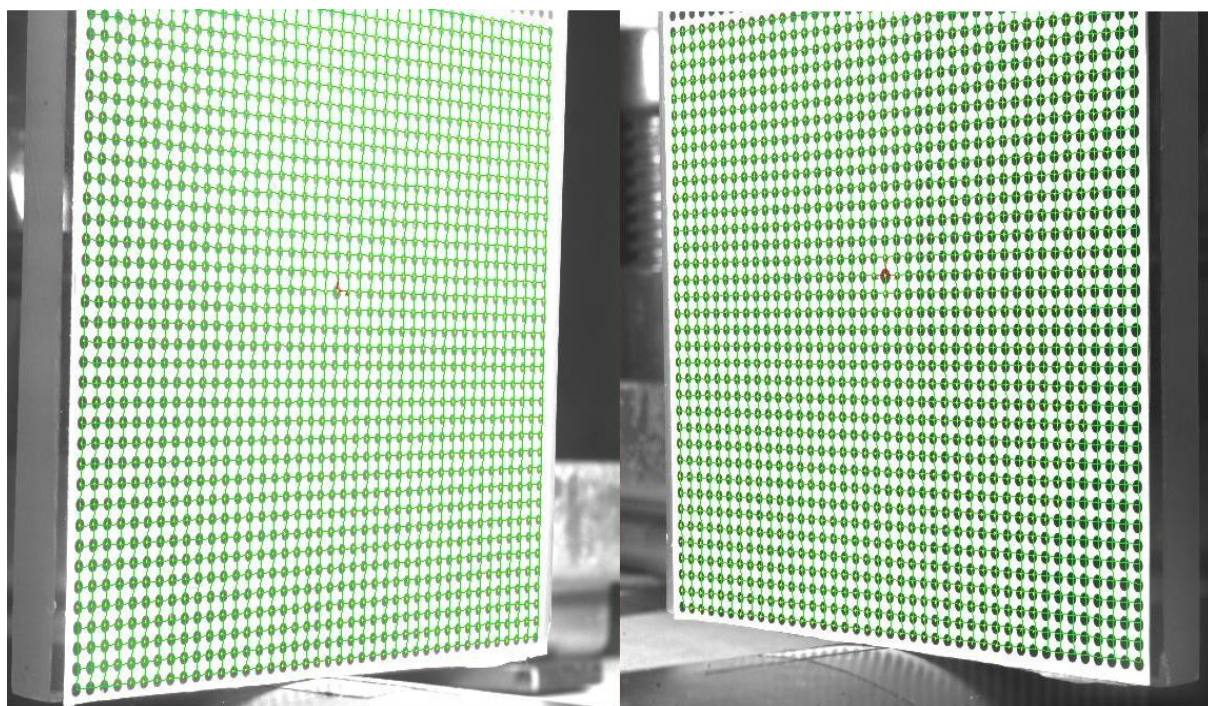
Ke kalibraci byl zvolen kalibrační terč o rozměrech 100x100 mm, který byl vytisknut na obyčejný bílý papír a přilepen na podložku z plexiskla. Posuv terče zajišťoval traverzér s mikrometrickým šroubem, viz obr. 7-10.



obr. 7-10: Kalibrace pro měření Stereo PIV

Postup kalibrace:

- Kalibrační terč připevněný na traverzěru se umístil do středu vyfukovací štěrby generátoru syntetizovaného paprsku. Tato výchozí poloha kalibračního terče byla uložena do databáze počítače a označena jako poloha $Z = 0$.
- Z výchozí polohy se pomocí traverzěru s mikrometrickým šroubem pohybovalo s kalibračním terčem o hodnotu 0,5 mm do dalších 6 poloh. Z toho byly 3 polohy v kladném směru (blíže ke kamerám) a 3 polohy ve směru záporném (dále od kamer). Všechny nastavené polohy byly snímány a ukládány do databáze počítače.
- Následovalo zpracování kalibračních snímků pomocí příslušného softwaru. Ten našel na kalibračním terči osové body a určil počátek souřadnicového systému a směry jednotlivých os, viz kapitola 6.3. Výsledkem byly dva snímky, pořízené jednotlivými kamerami, s kalibrační sítí a počátkem souřadnicového systému, viz obrázek 7-11.



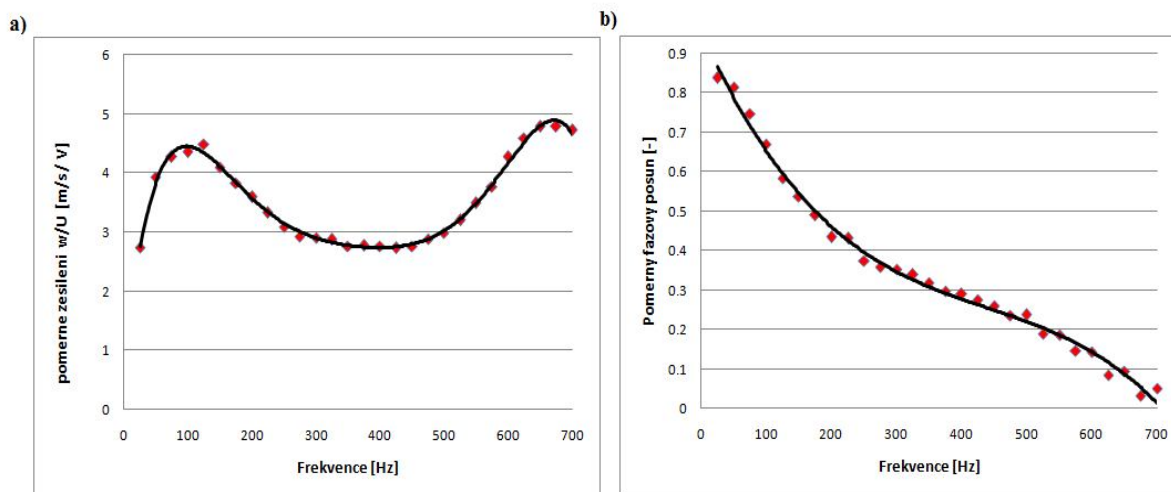
obr. 7-11: Kalibrační snímky pořízené oběma kamerami

8 Vlastní výsledky měření a jejich vyhodnocení

Experimentální měření vlastností syntetizovaného paprsku byla prováděna pomocí 3 metod. Metody CTA, PIV a Stereo PIV. V následující kapitole jsou uvedeny výsledky, získané z jednotlivých měření. K vyhodnocení naměřených dat byly použity programy Matlab R2010b, Dynamics Studio a MS Excel 2007.

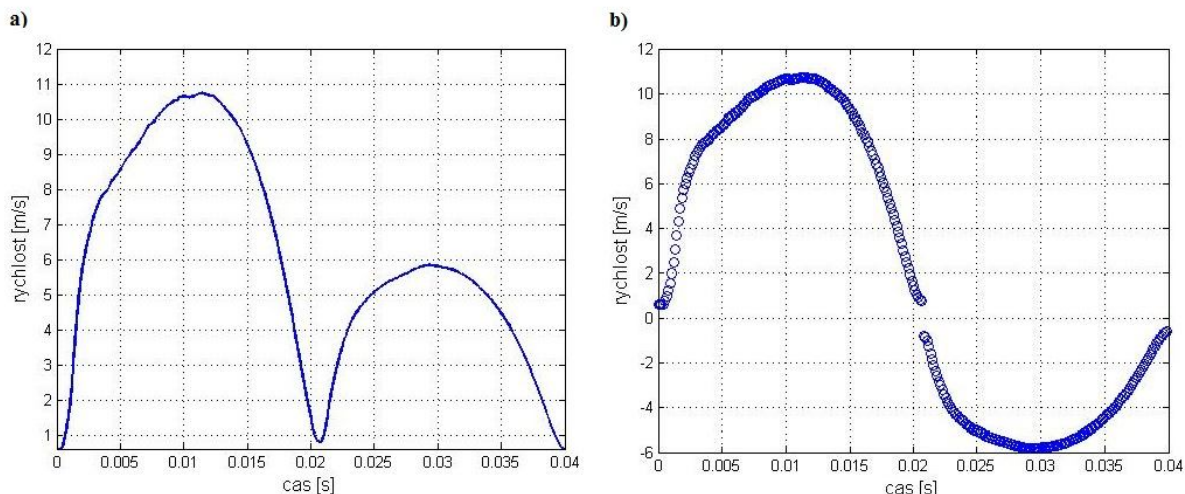
8.1 Výsledky z měření metodou CTA

První měření se zabývalo určením frekvenčních charakteristik experimentálního zařízení. Oblastí zájmu bylo rozmezí frekvencí od 25 do 700 Hz. Z frekvenčních charakteristik na obrázku 8-1 je vidět kolísavý průběh amplitudového zesílení signálu, který v podstatě dosahuje dvou špiček, a sice při frekvencích zhruba 120 a 670 Hz. Změna fázového posunutí je prakticky plynulá a se zvyšující se frekvencí se posun zmenšuje.



obr. 8-1: Frekvenční charakteristiky experimentálního zařízení.

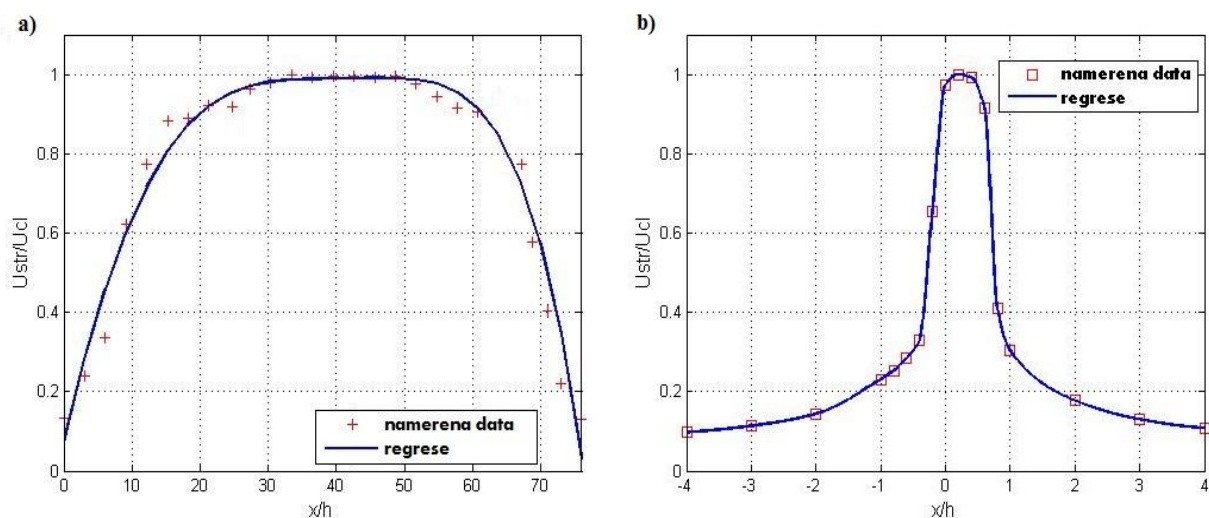
Další měření se věnovala už samotnému syntetizovanému paprsku. Při měření drátkovou sondou bylo možné díky poměrně vysoké vzorkovací frekvenci naměřit hodnoty okamžitých rychlostí a využít fázového středování, pro další zpracování získaných hodnot. Na obrázku 8-2 je zobrazen typický průběh rychlosti v rámci jedné periody, který byl změřen v daném bodě jednodrátkovou sondou 55P14. Tato sonda už ze své podstaty dokáže zachytit pouze absolutní velikost vektoru rychlosti, nikoliv jeho směr. To je patrné na levé části obrázku, kde záporná část periody, která odpovídá sací fázi, je překlopena do kladných hodnot. V pravé části obrázku už je naměřený signál dále upravený tak, aby byla zřetelně oddělena fáze sání a vyfukování tekutiny. Pro zdůraznění toho, že se stále jedná o diskrétní signál, je tato jedna perioda zobrazena jako jednotlivé naměřené rychlosti. Při tomto zobrazení je také dobře patrná celkem velká vzorkovací frekvence a určitý nedostatek měřicí metody, kdy při nízkých rychlostech, blízkých se k nule, měření selhává. To se projevuje ve formě chybějících dat.



obr. 8-2: Průběh rychlosti v rámci jedné periody.
a) neupravený fázový střed b) upravený fázový střed

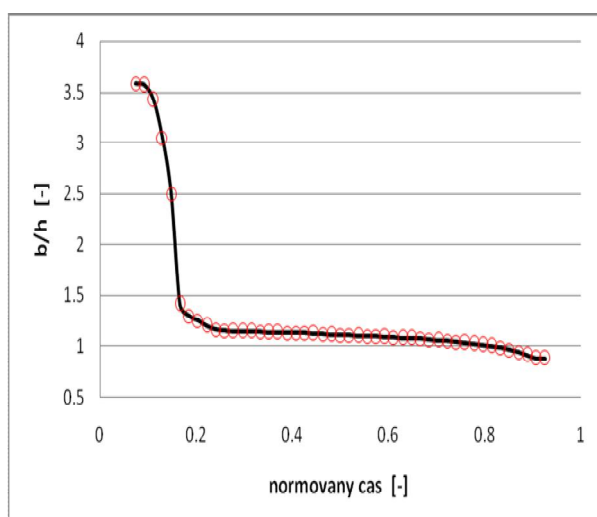
Dále byl výzkum zaměřen na rozložení rychlostí podél a napříč syntetizovaným paprskem. Rychlostní profily byly vyhodnoceny ve vzdálenosti 0,5 mm nad vyfukovací štěrbinou v rámci několika bodů, pohybujících se v intervalu bezrozměrné souřadnice $0 \leq x/h \leq 76$ pro podélný profil a $-4 \leq x/h \leq 4$ pro příčný profil, kde h je šířka vyfukovací štěrbin. Vzhledem k periodickému průběhu rychlosti byl rychlostní profil sestavován na základě střední rychlosti U_{str} , která byla pro snazší zobecnění výsledků normována střední základní rychlostí v ose syntetizovaného paprsku U_{cl} tak, aby se průběh rychlosti dal vykreslovat na intervalu $\langle 0,1 \rangle$. Na obr. 8-3 jsou uvedeny získané rychlostní profily pro vybranou frekvenci buzení 150 Hz. Obdobných výsledků bylo dosaženo i pro ostatní frekvence. Z obrázku je vidět, že maximální rychlost syntetizovaného paprsku je ve středu štěrbin a při přibližování se ke krajům vyfukovací štěrbin rychlost klesá. Jak je ovšem patrné, tak i v oblastech mimo štěrbinu rychlost nedosahuje nulových hodnot. To svědčí o sice malém, ale určitém ovlivnění oblasti, v těsné blízkosti kolem štěrbin.

Vypozorovat lze i určitou středovou nesouměrnost vykreslených profilů, což lze přisuzovat pravděpodobně nepřesnému nastavení výchozí polohy sondy do středu vyfukovací štěrbin, ale především také geometrické nepřesnosti dané výrobou.

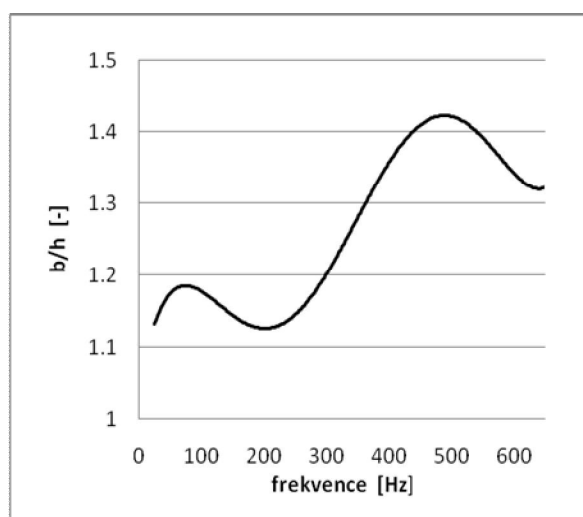


obr. 8-3: Rychlostní profily syntetizovaného paprsku
a) podél štěrbin b) napříč štěrbinou

Při měření rozložení rychlostí napříč šterbinou bylo také zajímavé sledovat průběh šířky syntetizovaného paprsku během vyfukování, tedy v rámci intervalu $\left\langle 0; \frac{T}{2} \right\rangle$, kde T je doba periody. K určení šířky paprsku se obecně využívá znalosti rychlosti ve středu paprsku U_{cl} , kdy šířka paprsku je určena dvojicí bodů, kde rychlost $U = U_{cl} / 2$. Získaný průběh pro zvolenou frekvenci 150 Hz je vidět na obr. 8-4, kde šířka paprsku b je opět normována šířkou vyfukovací šterbiny h . Čas na vodorovné ose byl normován časem $\frac{T}{2}$. Z obrázku je patrné, že největší šířky paprsku je dosaženo v počátku vyfukování, poté nastává prudké ztenčení paprsku a před začátkem sání je tloušťka prakticky minimální. Chyba měření v podobě chybějících dat na mezích celého intervalu je způsobena velmi malými rychlostmi v této oblasti, které neumožňovaly šířku paprsku dostatečně vyhodnotit. Jako další experiment se nabízelo vyhodnotit průběh šířky paprsku v daném okamžiku vyfukování v závislosti na budící frekvenci. Poměrně dobře měřitelným bodem byla polovina vyfukovací části, tedy čas odpovídající $\frac{1}{4}$ periody T . Na obr. 8-5 je znázorněna regresní křivka získané závislosti šířky paprsku v tomto bodě na budící frekvenci. Průběh této závislosti prakticky odpovídá průběhu přenosové charakteristiky systému, viz obr. 8-1.



obr. 8-4: Průběh šířky paprsku během vyfukovací fáze

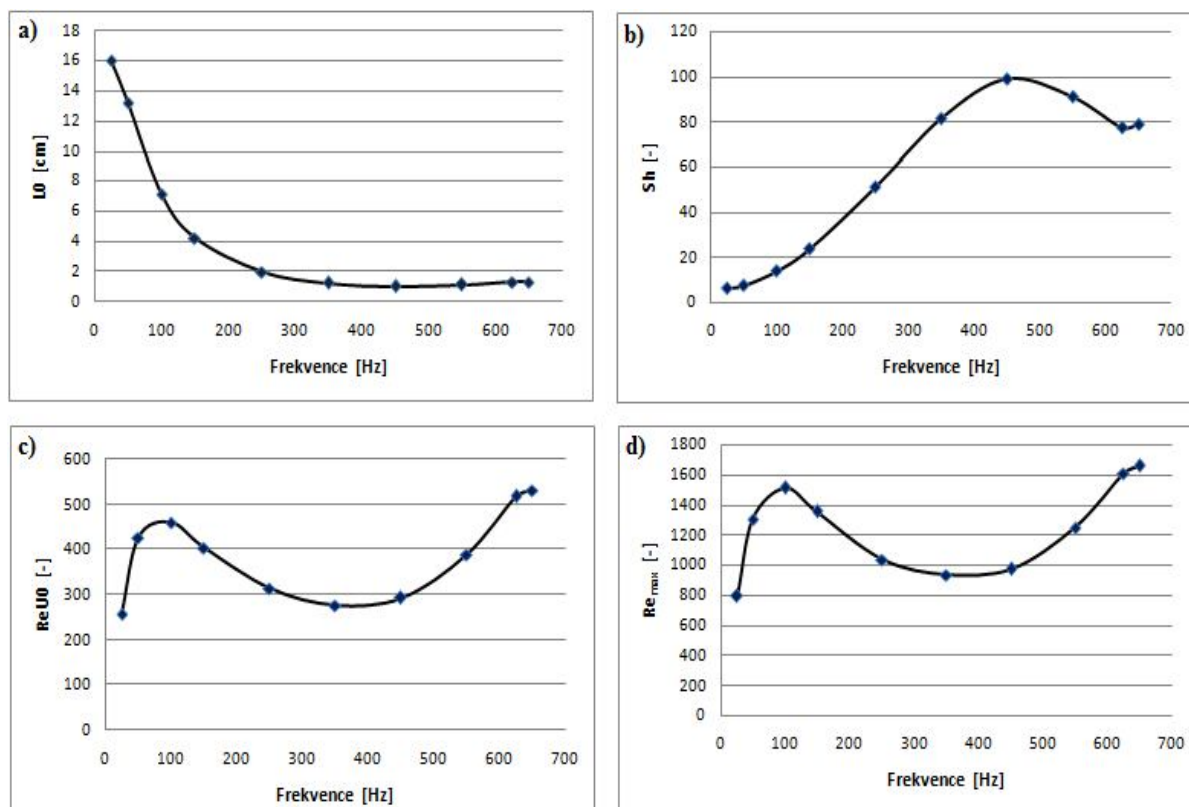


obr. 8-5: Závislost šířky paprsku na budící frekvenci

Získaná data při měření rychlostí, podél vyfukovací šterbiny, byla také využita k vyhodnocení základních charakteristik syntetizovaného paprsku, viz kap. 2.3. Na obrázku 8-6 jsou znázorněny průběhy vybraných charakteristik, v závislosti na budící frekvenci. Jako první byl sledován průběh veličiny nazvané „stroke length“, značené jako L_0 . Prakticky se jedná o délku jakéhosi fiktivního elementu tekutiny, která byla vytlačena skrz šterbinu během vyfukovací fáze. I když by se na první pohled dalo očekávat, že s rostoucí frekvencí se bude tento vypuzený element tekutiny zvětšovat, je tomu ve skutečnosti naopak, jak je patrné z obr. 8-6 a). Je to dáno stále se zkracující dobou mezi fází sání a výfukem tekutiny. Vypuzený element tekutiny, během vyfukovací fáze, tak prakticky nestačí celý projít výstupní tryskou a při zahájení sání je jeho část opět nesávána zpět do dutiny. To potvrzuje i průběh Strouhalova čísla na obr. 8-6 b). Strouhalovo číslo porovnává provozní frekvenci a dobu nutnou k průchodu charakteristického elementu tekutiny skrz výstupní trysku. Zvyšující se průběh

Strouhalova čísla tak svědčí o tom, že se zvyšující se frekvencí je k průchodu charakteristického elementu tekutiny nutné stále více cyklů. O provázání Strouhalova čísla a délky vypuzeného elementu tekutiny svědčí průběh obou veličin od budící frekvence zhruba 450 Hz. Zatímco Strouhalovo číslo začíná klesat, délka vypuzené tekutiny se začíná zvětšovat, ovšem jen mírně.

Na obrázku 8-6 c) a d) je poté znázorněn průběh Reynoldsova čísla, založeném na referenční rychlosti U_0 , respektive na maximální rychlosti U_{max} , viz kapitola 2.3. Znázorněný průběh jen potvrzuje platnost přenosové charakteristiky systému, tedy kolísavý charakter výstupní rychlosti, který dosahuje v podstatě dvou špiček při frekvenci kolem 120 a 650 Hz.

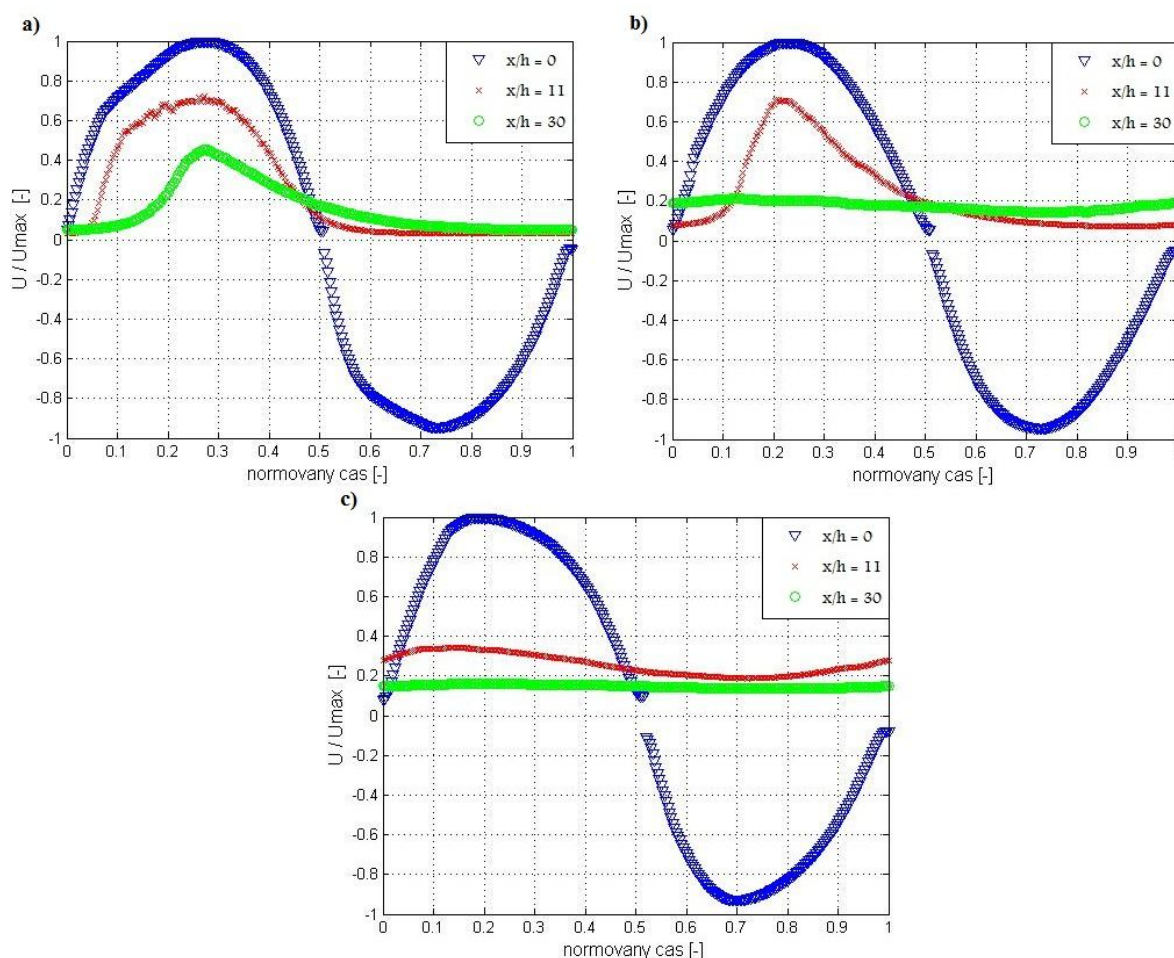


obr. 8-6: Průběh vybraných charakteristik syntetizovaného paprsku
a) L_0 b) Sh c) Re_{U0} d) Re_{max}

Jako poslední pokus prováděný drátkovým anemometrem bylo měření časového průběhu rychlosti, v závislosti na vzdálenosti od vyfukovací štěrby. Tato vzdálenost x od ústí štěrby byla opět normována její šířkou h a pohybovala se v intervalu $-5 \leq x/h \leq 30$. Na obr. 8-7 jsou znázorněny 3 grafy, a to pro frekvenci buzení 25, 150 a 650 Hz. Každý graf zobrazuje průběh rychlosti ve 3 zvolených polohách sondy. Osy grafů byly normovány tak, aby se daly vykreslit v intervalu $\langle 0, 1 \rangle$. Výstupní rychlost proto byla normována rychlostí maximální a čas na vodorovné ose byl normován délkou periody T .

Poloha sondy označená jako $x/h = 0$ prakticky odpovídá poloze přesně v ústí štěrby. Tomu pak také odpovídá průběh rychlosti v tomto bodě, kdy je shodně pro všechny tři sledované frekvence patrná symetrie fáze vyfukování s fází sání. To potvrzuje již dříve uvedenou vlastnost syntetizovaného paprsku, že přímo ve výstupní trysce je hmotnostní průtok

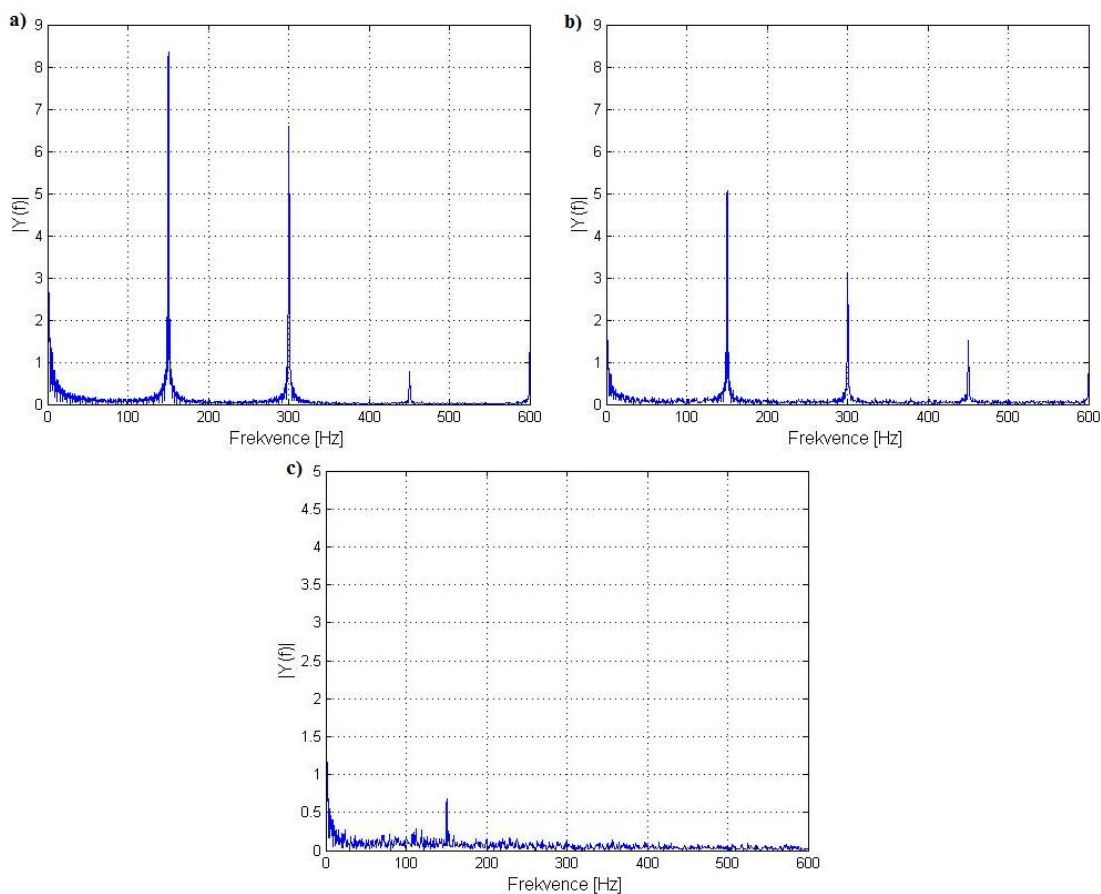
pracovního media nulový a nedochází tak k zavádění dalšího media do stávajícího systému. Z grafů je opět patrná chyba v oblasti rychlostí blízkých nule, kdy měření CTA selhává. Dále je vidět, že s postupným vzdalováním sondy od štěrbin dochází k utlumení vlivu sací fáze, až úplně vymizí a zřetelná zůstává pouze fáze vyfukování. To svědčí o přítomnosti tzv. stagnačního bodu, který v podstatě tyto dvě fáze od sebe odděluje, viz kapitola 2-2. Průběh rychlosti od tohoto bodu je prakticky ovlivňován pouze zformovanými vírovými dvojicemi, které jsou minimálně ovlivněny sací fází. Při dalším oddalování od štěrbin následně dochází k disipaci vírů a přechodu do turbulence. To má nakonec za následek, že i rychlost indukovaná vyfukovací fází se postupně snižuje. Poslední křivka v poloze $x/h = 30$ na obr. 8-7 c) ukazuje, že průběh rychlosti pro budící frekvenci 650 Hz se stává v tomto bodě naprosto invariantní vůči času, respektive budící fázi. Dochází tak ke vzniku jakéhosi kontinuálního paprsku. Jak je ovšem vidět na grafech v horní části obrázku, tak vzdálenost od štěrbin, kde k tomuto jevu dochází, se při snižující frekvenci zvětšuje a naopak.



obr. 8-7: Časový průběh rychlosti v závislosti na vzdálenosti od štěrbin
a) frekvence buzení 25 Hz b) frekvence buzení 150 Hz c) frekvence buzení 650 Hz

Tento jev, kdy postupným vzdalováním se od vyfukovací štěrbin dochází k rozpadu vírových struktur a tím k utlumení pulzací, je poměrně dobře vidět také z amplitudového spektra změřeného signálu, které bylo získáno použitím Fourierovy transformace. Samotná Fourierova transformace slouží pro převod signálu z časové oblasti do oblasti frekvenční a v podstatě tak lze vyjádřit časově závislý signál pomocí součtu signálů harmonických, tedy funkcí sinus a cosinus. Těchto složek je nekonečně mnoho a jsou také nekonečně malé. Ze

získaného průběhu koeficientů Fourierovy transformace, zkráceně spektra, lze ovšem vyzorovat převládající tzv. nosnou frekvenci a její chování při různých změnách signálu. Teorie Fourierovy transformace je značně obsáhlá a přesahuje rámec tohoto textu, proto není podrobněji rozebírána. Fourierova transformace tak je v této práci použita pouze jako nástroj k získání amplitudového spektra změřeného signálu, které je znázorněno na obrázku 8-8. Jsou zde opět zobrazeny tři grafy, kdy každý odpovídá jiné zvolené vzdálenosti od vyfukovací štěrbin. Jedná se shodně o signál jedné budící frekvence 150 Hz. Z grafů je patrný největší peak amplitudy, odpovídající nosné frekvenci 150 Hz. Další výrazné peaky odpovídají násobkům budící frekvence. Z obrázku je patrné, že postupným vzdalováním se od vyfukovací štěrbin dochází ke snižování amplitud všech frekvencí, tedy jak nosné, tak frekvencí přidružených. To svědčí o postupném tlumení pulzací zkoumaného signálu. Průběh spektra ve vzdálenosti odpovídající poloze sondy $x/h = 30$ vykazuje už téměř úplné utlumení pulzací a zůstává tak pouze stejnosměrná složka, což potvrzuje vznik jakéhosi kontinuálního paprsku, jak už bylo výše popsáno.

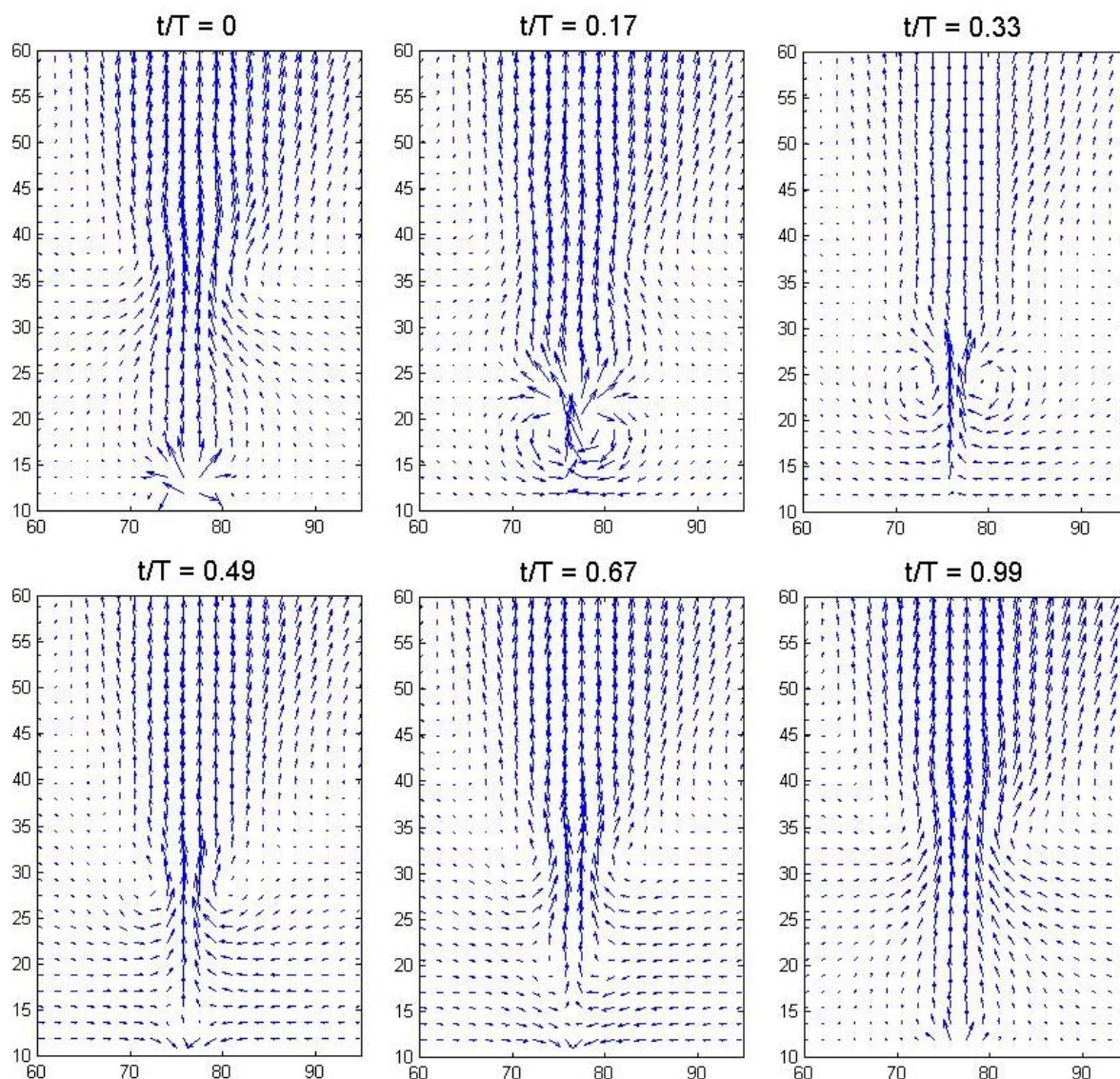


obr. 8-8: Amplitudové spektrum změřeného signálu v různých vzdálenostech od štěrbin
a) $x/h = 2$ b) $x/h = 17$ c) $x/h = 30$

8.2 Výsledky z měření metodou PIV

Následující obrázek 8-9 ukazuje vektorové pole rychlosti syntetizovaného paprsku v několika diskrétních časových okamžicích, popisujících jednu periodu. Tento časový okamžik je vyjadřován jako bezrozměrná veličina t/T , kde t je čas měřený od počátku vyfukovací fáze a je normován délkou periody T .

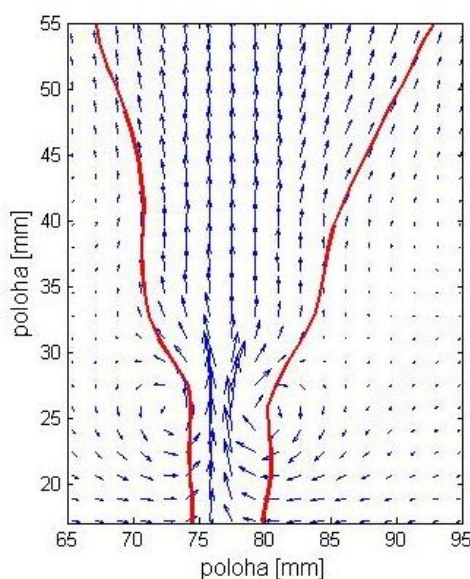
V okamžiku $t/T = 0$, tedy na začátku vyfukovací fáze, je patrný výrazný vzrůst rychlosti v okolí vyfukovací štěrby. V okamžiku $t/T = 0.17$ lze už pozorovat začínající vznik typických vírových dvojic. Ty se dále postupně vyvíjí, až dochází k jejich rozpadu. To je vidět například v okamžiku $t/T = 0.67$, kdy už nastala fáze sání. O tom svědčí obrácení směru vektorů rychlosti v těsné blízkosti štěrby. Dále od štěrby přitom stále zůstává místo určité zbytkové rychlosti bez ohledu na fázi buzení.



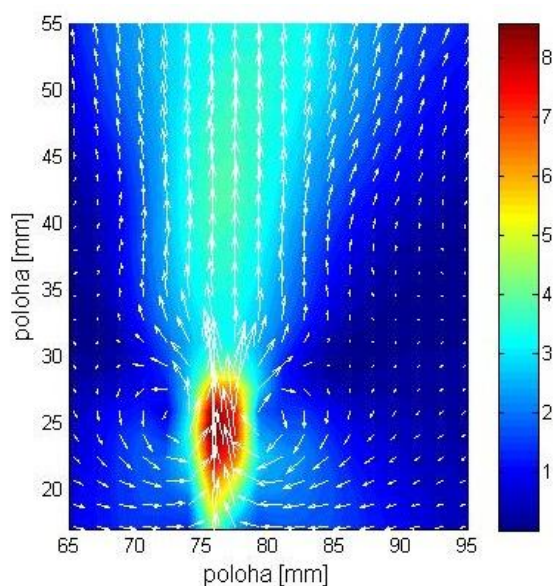
obr. 8-9: Sekvence vektorových polí rychlosti syntetizovaného paprsku

Další experiment se zabýval určením šířky syntetizovaného paprsku v daném časovém okamžiku. Šířka paprsku byla určována už při měření metodou CTA, viz kapitola 8.1. Tato metoda ovšem postihuje děje odehrávající se pouze v předem určených bodech, zatímco

výhodou PIV je získání obrazu celého vektorového pole rychlostí a je proto možné šířku paprsku vyhodnotit komplexněji. Konkrétně byl vyhodnocován průběh šířky paprsku v závislosti na vzdálenosti od vyfukovací štěrby. K určení šířky paprsku bylo opět využito znalosti rychlosti ve středu paprsku U_{cl} , kdy šířka paprsku je určena dvojicí bodů, kde rychlost $U = U_{cl}/2$. Na obr. 8-10 je zobrazeno zmiňované vektorové pole, doplněno o dvojici červených křivek popisujících právě průběh šířky paprsku. Čas pořízení snímku odpovídá $t/T = 0.39$. Z obrázku je patrný vliv vírové dvojice, která svou cirkulací prakticky "přisává" tekutinu z původně klidného prostředí, která je následně přiváděna do centra vznikajícího paprsku. To se projevuje zvýšením objemového toku paprskem a tedy i nárůstem šířky paprsku v oblasti za vírovou dvojicí. Obrázek 8-11 pro lepší představu zobrazuje vektorové pole rychlosti podbarvené skalární mapou modulu rychlosti. Viditelná koncentrace rychlosti v centru vírové dvojice pouze potvrzuje její vliv a nasávání tekutiny z okolí vyfukovací štěrby.



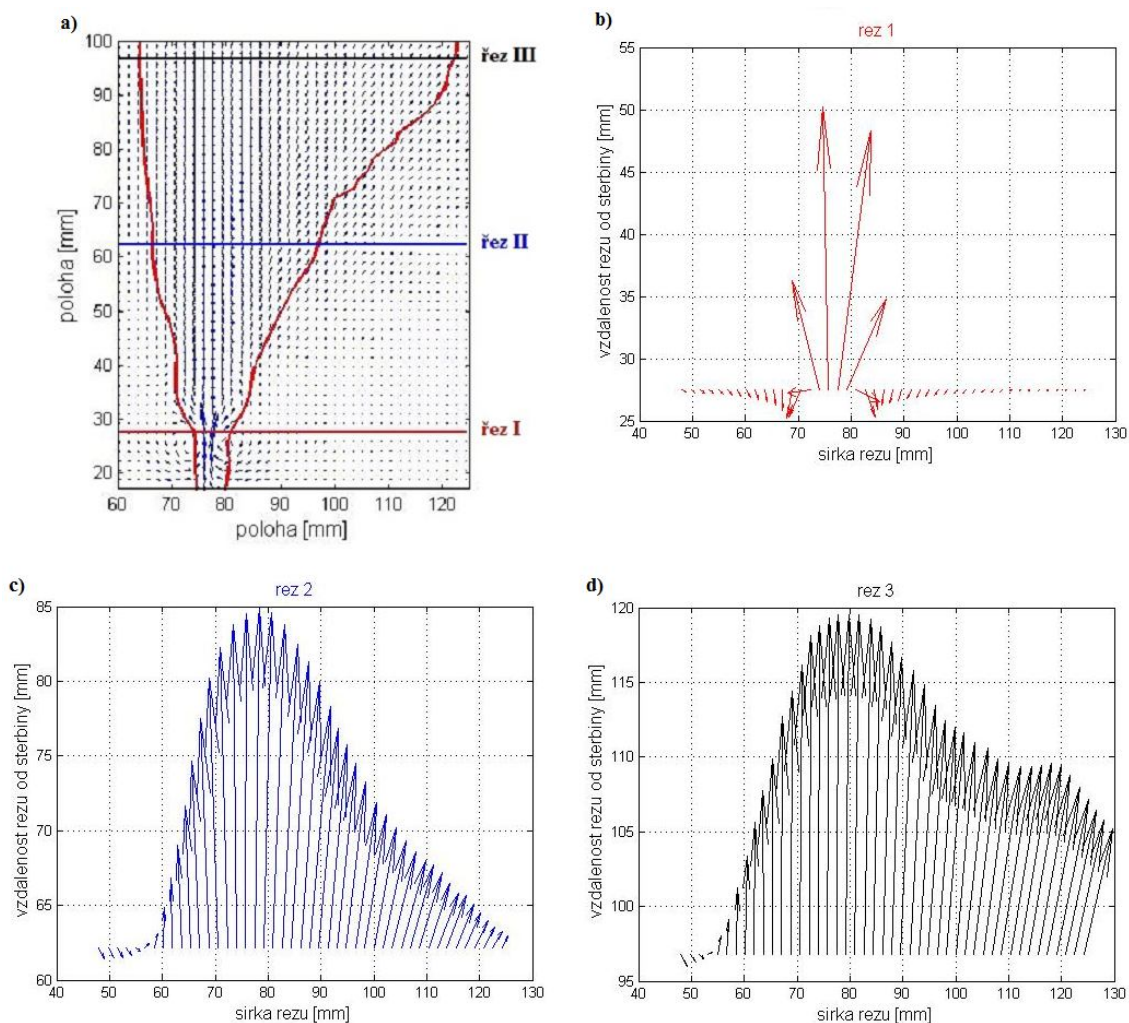
obr. 8-10: Průběh šířky
syntetizovaného paprsku



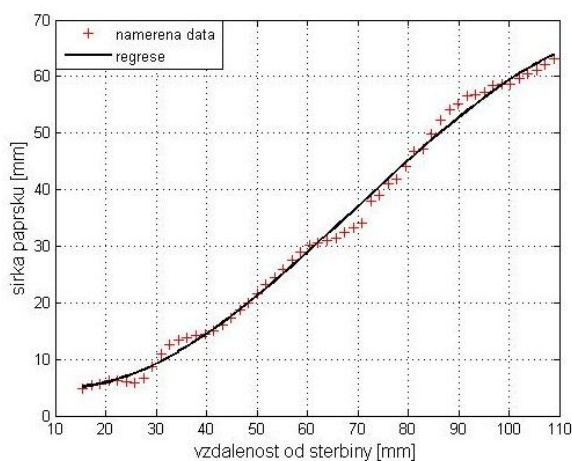
obr. 8-11: Vektorové pole rychlosti
podbarvené skalární mapou modulu
rychlosti

Z obrázku 8-10 je dále patrná i určitá nesymetrie generovaného paprsku, která se výrazněji projevuje s rostoucí vzdáleností od vyfukovací štěrby. To je lépe vidět na obr. 8-12, kde je vektorové pole rychlosti zobrazeno do větší vzdálenosti ve směru vyfukování paprsku. Toto vektorové pole je ještě doplněno o trojici rychlostních profilů, jejichž poloha je schematicky naznačena barevnými úsečkami. Řez 1 vedený skrz vírovou dvojicí znázorňuje poměrně velkou kladnou složku rychlosti ve středu paprsku, která je po stranách prakticky symetricky lemována mnohem menšími rychlostmi se zápornou podélnou složkou. Další řezy potvrzují nesymetrický vývoj syntetizovaného paprsku, zvyšování objemového průtočného množství a postupné vyrovnávání rychlostního profilu.

Vývoj šířky paprsku v závislosti na vzdálenosti od vyfukovací štěrby byl vyjádřen i ve formě grafu, viz obr. 8-13. Získaná křivka popisující tento vývoj šířky paprsku prakticky koresponduje s výsledkem znázorněného na obr. 8-10, kdy zhruba do vzdálenosti 30 mm je růst šířky paprsku pomalý, zatímco dále od této vzdálenosti šířka paprsku roste výrazně rychleji.



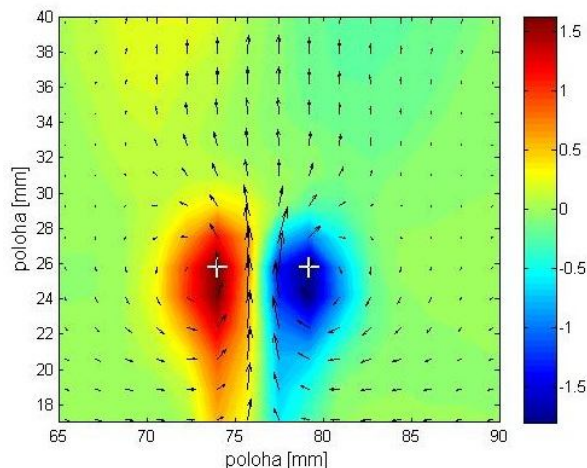
obr. 8-12: rychlostní profily syntetizovaného paprsku
a) Vektorové pole b) Řez 1 c) Řez 2 d) Řez 3



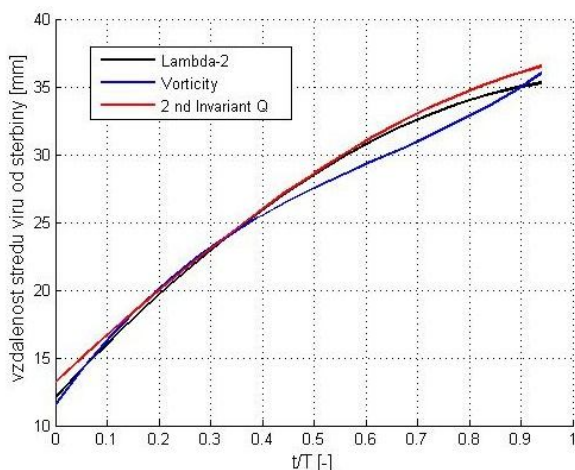
obr. 8-13: Závislost šířky paprsku na vzdálenosti od štěrbin

Poslední výsledky získané metodou PIV se týkají pozice vířů syntetizovaného paprsku. K určení polohy středu vířů byla využita 3 kritéria výpočtu a sice Vorticity, Lambda 2 a druhý Q invariant, viz kapitola 7.3.1. Na obr. 8-14 je znázorněný detail vektorového pole rychlosti,

který je podbarven vířivostí, získanou výpočtem dle kritéria "Vorticity". Z obrázku je patrné maximum a minimum vířivosti a na základě těchto lokálních extrémů byly vyhodnoceny středy vířů, které jsou na obrázku vyznačeny bílými křížky. Obdobných výsledků bylo dosaženo i ostatními způsoby výpočtu. To je patrné z obr. 8-15, kde jsou znázorněny průběhy pohybu středu vířů v rámci jedné periody. Je vidět, že křivky popisující tento průběh jsou pro všechny 3 způsoby výpočtu podobné, kdy relativní rozdíl mezi vypočtenými hodnotami podle jednotlivých kritérií je zhruba 3,7 %.



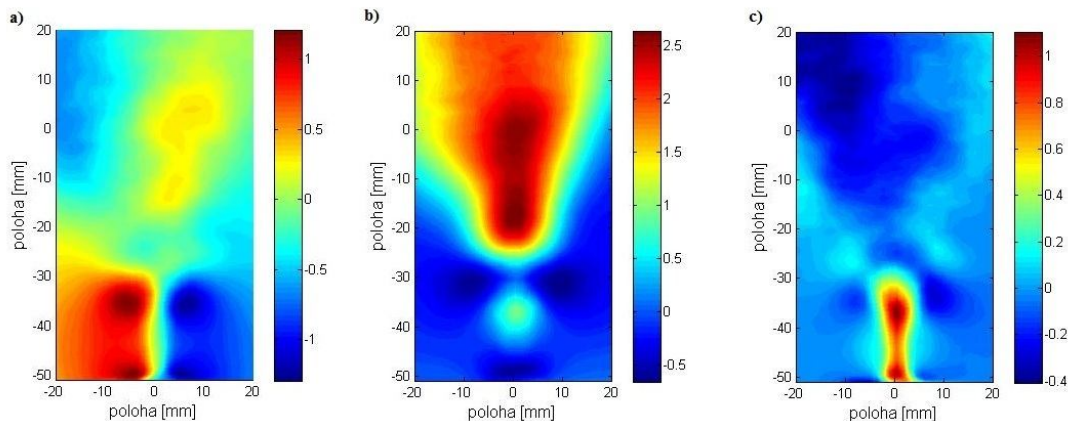
obr. 8-14: Poloha středů vířů



obr. 8-15: Průběh pohybu středu vířů pro jednotlivá kritéria výpočtu

8.3 Výsledky z měření metodou Stereo PIV

Cílem měření metodou Stereo PIV bylo získat všechny 3 složky rychlosti syntetizovaného paprsku a jejich průběh v rámci jedné periody. Na obr. 8-16 je znázorněna vektorová mapa těchto jednotlivých složek rychlosti. Jedná se o snímek pořízený v čase $t/T = 0.39$. Z obrázku je patrné, že nově získaná třetí složka rychlosti W se koncentruje do úzkého pásu kolem vyfukovací štěrbině a minimálně tak ovlivňuje okolní prostor (ve směru osy z). Naopak náhled do roviny $x-y$ ukazuje, že rychlosti ve směru x respektive y ovlivňují okolní prostor v mnohem širších mezích. Z toho lze vyvodit závěr, že proudění syntetizovaného paprsku je v podstatě rovinné.



obr. 8-16: Vektorová mapa složek rychlosti
a) ve směru x b) ve směru y c) ve směru z

9 Závěr

Cílem této práce bylo experimentálně vyšetřit základní vlastnosti syntetizovaného paprsku. K tomuto účelu bylo využito dvou na sobě nezávislých metod, a sice metod CTA a PIV. Nakonec ještě bylo, už nad rámec zadání této práce, využito třetí metody Stereo PIV, která je modifikací konvekčního PIV. Měření probíhalo v laboratoři Katedry Energetických strojů a zařízení.

Na základě primárních dat získaných měření bylo sledováno:

- chování syntetizovaného paprsku při různých podmínkách buzení
- základní bezrozměrné veličiny charakterizující paprsek
- časový a prostorový průběh rychlosti paprsku v různém směru vůči vyfukovací štěrbině
- šířka syntetizovaného paprsku
- vznik, "mohutnost", pohyb a vliv vírových struktur

Při měřeních bylo v podstatě dosaženo obdobných výsledků jako v uváděných publikacích věnujících se této problematice. Největších generovaných rychlostí paprsku bylo dosaženo při frekvenci buzení zhruba 120 a 650 Hz. Proto tyto frekvence buzení lze doporučit pro případné využití v praxi.

Součástí práce je také úvod do teorie týkající se použitých metod měření a dále je uveden přehled využití syntetizovaného paprsku. Právě pro jeho co nejefektivnější uplatnění v technické praxi mohou být všechny získané postřehy o chování syntetizovaného paprsku dále využity.

10 Seznam použité literatury

- [1] V. Uruba: *Flow control using synthetic jet actuators*, ENGINEERING MECHANICS 2004
- [2] V. Uruba: *On physics of a synthetic jet*. ENGINEERING MECHANICS 2005.
- [3] V. Uruba: *On a synthetic jet flow*. ENGINEERING MECHANICS 2005.
- [4] Ari Glezer, Michael Amitay: *Synthetic jet*. Annu. Rev. Fluid Mech. 2002. 34:503-29
- [5] A. Crook, N.J. Wood: *Measurement and visualisation of synthetic jets*. 39th Aerospace sciences Meeting and Exhibit, 2001.
- [6] B. L. Smith, G. W. Shift: *A comparison between synthetic jets and continuous jets Experiments in Fluids, Experimental Methods and their Applications to Fluid Flow*. Springer-Verlag 2003
- [7] V. Kopecký, M. Kotek, L. Pírková: *Měření nestacionárního proudění synthetic jet metodou PIV*. Symposium on anemometry 2005.
- [8] Raffel M. *Particle Image Velocimetry - A Practical Guide*, Springer Berlin Heidelberg, 1998
- [9] B. L. Smith, A. Glezer: *The formation and evolution of synthetic jets*. School of Mechanical Engineering, Georgia Institute of Technology, 1997.
- [10] Dan J. Clingman.: *Development of an aerodynamic synthetic jet actuator based on a piezoceramic buckled beam*. Aerospace Engineering, University of Maryland, 2006.
- [11] Matuška T. *Experimentální metody v technice prostředí*. ČVUT v Praze, 2005.
- [12] Janalík Jaroslav. *Měření turbulentních fluktuací rychlostí*. VŠB -TU Ostrava, 2006
- [13] Kundys J., Fabián P., Kozubková M. *Měření žárovým anemometrem*. VŠB-TU Ostrava, 2004
- [14] Kordík J., Šafařík P., Trávníček Z. *Úpravy generátorů syntetizovaných proudů pro přestup tepla*, Fluid mechanics and thermodynamics, Praha, 2009.
- [15] Linhart Jiří. *Mechanika tekutin I*. ZČU Plzeň, 2009
- [16] NOVOTNÝ, J.: *Fundamentals of Stereo – PIV.*, Department of Fluid Dynamics and Thermodynamics of the Fakulty of Mechanical Engineering, CTU in Prague, soubor PPT (PowerPoint).
- [17] DynamicStudio v3.14, User's Guide, Publication no.: 9040U1851, 18.11. 2010

- [18] Procházka P. , Uruba V. : *Identification of vortex structures in dynamicStudio software*. Institute of Thermomechanics AS CR, v.v.i., Prague, 2011
- [19] DANTEC DYNAMICS - Probes for Hot-wire Anemometry-Hot-wire-catalog v PDF [2012.11-26]. Dostupné z: <<http://www.dantecdynamics.com>>
- [20] Uruba V. Anemometre - žhavené senzory. [Skripta- online] [cit. 2012.11-26]. Ústav termomechaniky AV ČR, v. v. i. Dostupné z: < <http://www.it.cas.cz/~uruba/>>
- [21] Novotný J. , Nožička J. : Úvod do problematiky PIV [online]., Praha: České vysoké učení technické. Posl. úpravy 10.12. 2002 . Dostupné z: <http://www3.fs.cvut.cz/web/fileadmin/documents/12241BOZEK/publikace/2002/Clanek_Plzen.pdf>
- [22] DANTEC DYNAMICS - Measurement principles of CTA [online]. [cit. 2012.11-26]. Dostupné z: <<http://www.dantecdynamics.com>>
- [23] <http://www.renaultclub.cz/2006_-_renault_altica.html> [cit. 2013.05-02]
- [24] <<http://hangkong.nwpu.edu.cn/home/Department/dptshow/DepartmentxofxHydromechanics.htm>> [cit. 2013.05-29]
- [25] < <http://www.dantecdynamics.com/Default.aspx?ID=20606>> [cit. 2013.05-29]
- [26] < http://www.springerimages.com/Images/RSS/1-10.1007_978-3-540-30299-5_5-83> [cit. 2013.05-29]

11 Seznam příloh

Příloha 1 - Výkres sestavy generátoru syntetizovaného paprsku.

Příloha 2 - Vybraný výrobní výkres součásti generátoru syntetizovaného paprsku.