

VYSOKÁ ŠKOLA STROJNÍ A TEXTILNÍ V LIBERCI

KANDIDÁTSKÁ DISERTAČNÍ PRÁCE

Aplikace laserové dopplerovské anemometrie na měření
proudových polí vzduchového prohozu
tryskového tkacího stroje.

Vědní obor: 39-02-9 Termomechanika a mechanika tekutin

Vypracoval: Ing. Václav Kopecký

Školitel: Prof. Ing. Jiří Kratochvil, CSc.

Školitel spec.: Doc. Ing. Jaroslav Resl, CSc.

UNIVERZITNÍ KNIHOVNA
TECHNICKÉ UNIVERZITY V LIBERCI



3146088164

Liberec 1993

VYSOKÁ ŠKOLA STROJNÍ A TEXTILNÍ
Univerzitní knihovna
Voroněžská 1329, Liberec 1
PŠČ 461 17

V281 S

2205 H. Grady

Součástí kandidátské disertační práce je samostatná příloha obsahující sadu kompletních výsledků měření proudových polí v prohozním kanálu tkacího profilového paprsku. Ve vlastní práci jsou uvedeny pouze příklady z těchto měření.

Výsledky měření obsažené v příloze jsou majetkem VÚTS a.s. Liberec a příloha je z důvodů utajení určena pouze pro účely obhajoby.

Souhrn

V práci je navržena experimentální metodika měření proudových polí vzduchového prohozu tryskového tkacího stroje laserovým dopplerovským anemometrem a na základě takto realizované metodiky jsou provedena měření rychlostních polí na následujících částech prohozního ústrojí vzduchového tkacího stroje:

- za ústím vkladací trysky
- uvnitř prohozního kanálu tkacího profilového paprsku (rychlostní pole je tvořené štafetovými tryskami)
- ve vstupní části tkacího profilového paprsku (rychlostní pole je tvořené směřováním proudu vkladací tkací trysky s proudy štafetových trysek)

Navržená metodika umožnila i měření proudění u stěny kanálu profilového tkacího paprsku, přičemž maximální přiblížení ke stěně kanálu bylo 1 mm a v některých případech až 0,5 mm.

Práce je rozvržena do osmi kapitol. V 1. kap. je obsaženo stručné shrnutí poznatků z oblasti výzkumu proudových polí na vzduchových tkacích strojích a ve 2. kap. jsou pak definovány hlavní cíle kandidátské disertační práce. Ve 3. kap. je uveden přehled základních měřících metod, které lze zvažovat pro měření vzduchového prohozu - tlakové sondy, termoanemometrie a laserová anemometrie (LDA, L2F, PIV). 4. kap. nazvaná Laserový dopplerovský anemometr (LDA) popisuje technická provedení a důležité pojmy používané v další části práce.

Vlastní práce pak je obsažena v kap. 5 - 8. Kap. 5 obsahuje návrh a řešení experimentální metodiky měření

vzduchového prohozu na tkacím stroji metodou LDA. Na počátku jsou porovnány vlastnosti a použitelnost LDA s ostatními metodami a dále je provedena analýza faktorů ovlivňujících přesnost měření vzduchového prohozu metodou LDA. Na základě této analýzy bylo sestaveno experimentální zařízení a řešeny zásadní metodické problémy jako je vhodné sycení vzduchu stopovacími částicemi a měření proudění u stěny kanálu profilového paprsku. Pro úspěšné měření v minimálních vzdálenostech 0,5 - 1 mm od stěny kanálu byly realizovány dva způsoby řešení - metoda polarizační separace a metoda mimoosového snímání.

V 6. kap. jsou popsána měření proudových polí vzduchového prohozu ve třech výše uvedených oblastech prohozního ústrojí tkacího stroje. Kompletní výsledky měření jsou shrnuty v samostatné příloze.

V 7. kap. jsou formulovány hlavní směry dalšího rozvoje studia vzduchového prohozu metodou LDA. Ty lze rozdělit do tří oblastí - měření malých příčných složek rychlosti, měření nestacionárních periodických proudových polí vzduchového prohozu a zviditelnění proudění s využitím laseru. Jeden z navržených způsobů měření nestacionárních periodických proudových polí je demonstrován na měření rychlosti proudění za vodní tkací tryskou. Na konci kapitoly jsou prezentovány výsledky zviditelnění proudění vzduchového prohozu tzv metodou laserového nože.

V závěrečné 8. kap. jsou zhodnoceny výsledky a nové poznatky vyplývající z kandidátské disertační práce.

Obsah

Souhrn	3
Obsah	5
Seznam použitého označení	8
Úvod	12
1. Stručné shrnutí současného stavu poznatků z oblasti výzkunu proudových polí na vzduchových tkacích strojích.	13
1.1 Vzduchové tryskové tkání.	13
1.2 Sočasný stav měření proudových polí na vzduchových tkacích strojích.	17
2. Cíl kandidátské disertační práce.	20
3. Přehled základních metod měření rychlosti proudění a intenzit turbulence.	22
3.1 Měření rychlosti proudění tlakovými sondami.	22
3.2 Měření středních rychlostí a intenzit turbulence termoanemometrem.	27
3.3 Laserová anemometrie.	34
3.3.1 Obrazová anemometrie částic.	35
3.3.2 Laserová dvojohnisková anemometrie.	39
3.3.3 Laserová dopplerovská anemometrie - princip a teorie.	43
4. Laserový dopplerovský anemometr.	52
4.1 Optická část laserového dopplerovského anemometru.	52
4.1.1 Optické uspořádání laserového dopplerovského anemometru.	52
4.1.2 Optická sonda LDA.	56
4.1.3 Frekvenční posuv.	57

4.2	Vyhodnocovací část laserového dopplerovského anemometru.	61
4.2.1	Signál LDA.	61
4.2.2	Procesory LDA.	63
5.	Návrh a řešení experimentální metodiky měření vzduchového prohozu na tkacím stroji metodou LDA.	71
5.1	Stanovení úkolů.	71
5.2	Srovnání použitelnosti LDA a ostatních metod pro měření rychlostních polí vzduchového prohozu.	72
5.3	Analýza faktorů ovlivňujících přesnost měření vzduchového prohozu metodou LDA.	76
5.3.1	Přítomnost šumu v signálu.	77
5.3.2	Stopovací částice a jejich schopnost sledovat změny směru a rychlosti proudu.	81
5.3.3	Rovnoměrnost nasycení měřeného média stopovacími částicemi.	82
5.3.4	Odchylka směru proudu od měřeného směru.	83
5.3.5	Statistická chyba rychlosti.	84
5.3.6	Pokles amplitudy s narůstající dopplerovskou frekvencí.	87
5.3.7	Přesnost procesoru LDA.	88
5.4	Použitá měřicí technika.	90
5.5	Traverzovací zařízení pro LDA.	96
5.6	Řešení sycení proudícího vzduchu stopovacími částicemi.	102
5.6.1	Generátor částic.	102
5.6.2	Problematika sycení proudícího vzduchu stopovacími částicemi glycerínu při měření vzduchového prohozu.	103
5.7	Řešení problematiky měření proudění metodou LDA u stěny kanálu profilového paprsku tkacího stroje.	112
5.7.1	Metoda polarizační separace.	113
5.7.2	Metoda mimoosového snímání.	125

6.	Měření proudových polí vzduchového prohozu tryskového tkacího stroje metodou LDA.	131
6.1	Měření proudových polí za ústím vkladací tkací trysky.	133
6.2	Měření proudových polí uvnitř kanálu tka- cího profilového paprsku.	139
6.3	Měření proudových polí ve vstupní části ka- nálu tkacího profilového paprsku.	160
7.	Hlavní směry dalšího rozvoje studia vzducho- vého prohozu metodou LDA.	179
7.1	Způsob měření příčných složek rychlosti w_y a w_z .	179
7.2	Způsob měření nestacionárních periodických proudových polí vzduchového prohozu.	186
7.2.1	Stroboskopická metoda.	186
7.2.2	Encoderová metoda.	195
7.3	Zviditelňování proudění vzduchového prohozu metodou laserového nože.	196
8.	Výsledky kandidátské disertační práce a nové poznatky.	199
	LITERATURA	208

SEZNAM POUŽITÉHO OZNAČENÍ

- a ... rychlost šíření zvuku v tekutině [m.s^{-1}]
A ... empirická konstanta získaná cejchováním [V^2]
 A_s ... amplituda signálu
 A_n ... amplituda šumu
B ... empirická konstanta získaná cejchováním [$\text{V}^2.\text{s.m}^{-1}$]
C ... konstanta, která je funkcí geometrie sondy úhlu náběhu, turbulence proudu, vazkosti nabíhající tekutiny aj. [1]
 c_p ... měrné teplo při konstantním tlaku [$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$]
d ... vzdálenost laserových paprsků [m]
 d_e ... průměr laserového paprsku [m]
 d_e ... průměr fokusovaného laserového paprsku [m]
 d_f ... rozteč interferenčních proužků [m]
 d_m ... průměr optické sondy [m]
 d_w ... průměr drátkové sondy [m]
e ... náboj elektronu [C]
 E_s ... intezita elektrického pole rozptýleného světla [V.m^{-1}]
 $\vec{e}_i$... jednotkový vektor ve směru dopadající vlnoplochy
 $\vec{e}_s$... jednotkový vektor ve směru snímání rozptýleného světla
f ... ohnisková vzdálenost [m]
 f_o ... frekvenční posuv [Hz]
 f_D ... dopplerovská frekvence [Hz]
 f_{vi} ... váhová funkce i-tého měření
I ... proud [A]

- $I_1, I_2 \dots$ intenzita laserových paprsků [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$]
 $I_S \dots$ intenzita rozptýleného světla [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$]
 $\bar{I}_S \dots$ střední hodnota dopplerovského proudu
 [A]
 $k \dots$ vlnový vektor [m^{-1}]
 $K_f \dots$ součinitel tepelné vodivosti [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]
 $l \dots$ char. rozměr sondy termoanemometru [m]
 $l_m \dots$ délka optické sondy [m]
 $l_w \dots$ délka drátkové sondy [m]
 $M \dots$ Machovo číslo [1]
 $n \dots$ empirická konstanta získaná cejchováním
 [1] (kap.3.2)
 $n \dots$ absolutní index lomu [1] (kap.3.3.3)
 $n \dots$ počet měření [1]
 $N \dots$ počet vzorků v mezipaměti BSA (8,16,
 32,64), nebo počet dopplerovských cyklů
 vyhodnocovaných čítačem
 $N_{FR} \dots$ celkový počet interferenčních proužků
 v průřezu optické sondy (LDA) [1]
 $N_O \dots$ počet cyklů generovaný částicí bez
 použití frekvenčního posuvu [1]
 $N_S \dots$ počet cyklů generovaný částicí při
 použití frekvenčního posuvu [1]
 $p_O \dots$ skutečně změřený celkový tlak [Pa]
 $p_{oi} \dots$ místní tlak zbrzdění [Pa]
 $p_S \dots$ statický tlak [Pa]
 $P \dots$ elektrický výkon dodaný sondě [W]
 $P_S \dots$ výkon signálu [W]. (kap.5.3)
 $P_S \dots$ světelný výkon rozptýlený jednou
 částicí [W]
 $P_L \dots$ výkon laseru [W]
 $P_n \dots$ výkon šumu [W]
 $q \dots$ tepelný tok [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$]
 $Q \dots$ množství tepla [W]
 $r, \xi, \varphi \dots$ polární souřadnice
 $R \dots$ elektrický odpor sondy [Ω]
 $s \dots$ poloměr laserového paprsku [m]

- S_k ... k-tá energetická hustota
 SNR ... odstup signálu od šumu [dB]
 t_n ... čas trvání N cyklů dopplerovského signálu [s]
 T ... povrchová teplota sondy [K]
 T_0 ... teplota tekutiny [K]
 T_S ... střední teplota mezi drátkem a tekutinou [K]
 Tu ... intenzita turbulence [%]
 u ... složka rychlosti do směru normály interferenčních rovin [$m \cdot s^{-1}$]
 v ... rychlost částice [$m \cdot s^{-1}$] (kap.3.3.3)
 v ... rychlost šíření akustické vlny [$m \cdot s^{-1}$] (kap.4.1.3)
 V ... měřicí objem (objem optické sondy) [m^3]
 w_i ... hodnota i-tého měření rychlosti [$m \cdot s^{-1}$]
 w_S ... střední rychlost proudící tekutiny [$m \cdot s^{-1}$]
 w_x, w_y, w_z ... složky vektoru rychlosti w proudící tekutiny [$m \cdot s^{-1}$]
 x, y, z ... pravouhlé souřadnice
 x_0, y_0, z_0 ... pravouhlé souřadnice
 x_n ... digitalizovaná hodnota n-tého časového vzorku

$$T_S = \frac{T + T_0}{2} \quad \dots \text{střední teplota mezi drátkem a tekutinou [K]}$$

$$M = \frac{w}{a} \quad \dots \text{Machovo číslo}$$

$$Nu = \frac{\alpha \cdot l}{K_f} \quad \dots \text{Nuseltovo číslo}$$

$$Re = \frac{w \cdot l}{\nu} \quad \dots \text{Reynoldsovo číslo}$$

$$\text{Pr} = \frac{\mu \cdot c_p}{K_f} \quad \dots \text{Prandtlovo číslo}$$

α ... součinitel přestupu tepla [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$]

$\theta = 2\varphi$... úhel mezi vysílacími paprsky [rad]

$\varkappa$... Poissonova konstanta [1]

λ ... vlnová délka světla [m]

λ_0 ... vlnová délka světla ve vakuu [m]

λ_q ... vlnová délka akustické vlny [m]

μ ... dynamická vazkost [$\text{Pa} \cdot \text{s}$]

ν ... kinematická vazkost [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$] (kap.3.2)

ν_0, ν_1, ν_2 ... frekvence světla [Hz] (kap.3.3.3)

ν ... Dopplerův frekvenční posuv [Hz]

$\omega = 2\pi\nu$... kruhová frekvence [m^{-1}]

$\pi = 3,1415927\dots$... Ludolfovo číslo

ρ ... hustota tekutiny [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]

σ ... směrodatná odchylka

$\hat{\tau}_s$... střední časový interval mezi dvěma vzorky [s]

$\hat{\tau}_i$... střední časový interval mezi dvěma částicemi [s]

∞ ... index označující hodnoty v nerozrušeném proudu

Úvod

Předkládaná kandidátská disertační práce shrnuje poznatky a výsledky studia rychlostních polí vzduchového prohozu tkacího stroje metodou LDA, které autor získal převážně v letech 1988 - 92 při řešení výzkumu tryskového tkaní ve VÚTS Liberec.

Ve VÚTS Liberec (dříve KVÚ Liberec) dospěl vývoj vzduchových tryskových tkacích strojů od prvního sériově vyráběného stavu o šířce 0,45 m k dnešní šíři 1,7-1,9 m. S rostoucími nároky na výkon rostou otáčky stroje i šíře a současně narůstají i požadavky na vlastní vzduchový prohoz, který má zásadní vliv na bezchybnou funkci tkacího stroje.

V posledních letech se ukazuje, že jedním z klíčových problémů vzduchového prohozu je optimalizace rychlostních polí v prohozním kanálu tkacího stroje.

Proto se přistoupilo k systematickému studiu a měření těchto rychlostních polí. Jako optimální metoda pro komplexní měření byla zvolena laserová dopplerovská anemometrie (LDA).

Na základě jednoduchého jednosložkového laserového anemometru byly navrženy a realizovány vhodné metodiky měření vzduchového prohozu a ty byly použity pro měření rychlostních a turbulentních profilů proudových polí vzduchového prohozu.

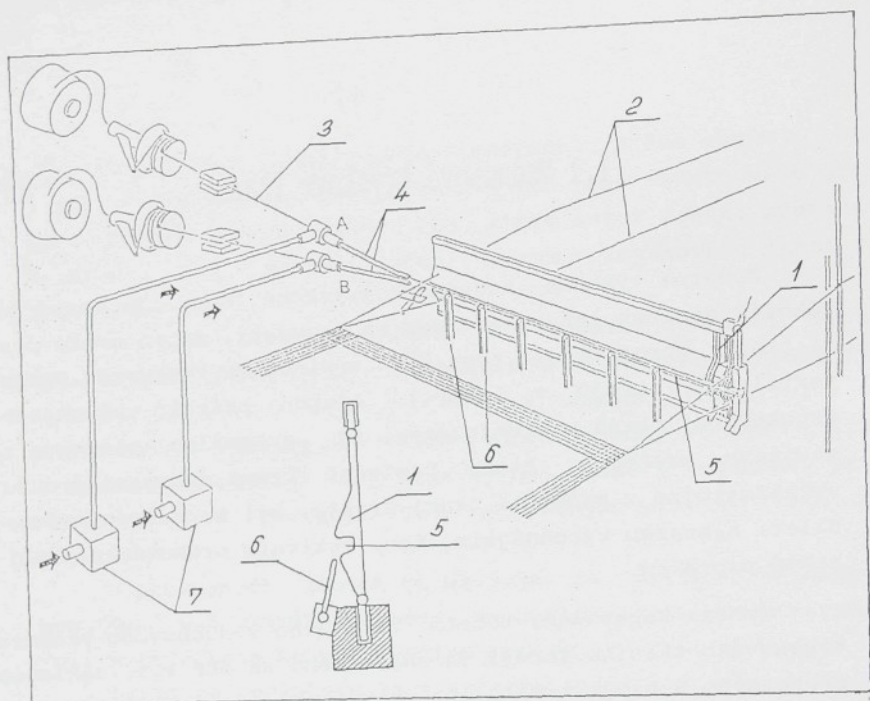
Problematika metodiky měření a vlastní měření proudových polí vzduchového prohozu jsou popsány v následujících kapitolách.

1. Stručné shrnutí současného stavu poznatků z oblasti výzkumu proudových polí na vzduchových tkacích strojích.

1.1 Vzduchové tryskové tkaní.

Moderní výkonné vzduchové tryskové tkaní je staré jen několik desítek let a není bez zajímavosti, že na světě první tkací stroj tohoto typu byl vyvinut ve Výzkumném ústavu textilních strojů v Liberci. Původní princip vzduchového tryskového tkaní s konfuzorem, tj. s kanálem složeným ze soustavy prstenců, který částečně brání disipaci proudu, vycházejícího z prohozní tkací trysky, byl v posledním desetiletí nahrazen výkonnějším, tzv. aktivním prohozem s profilovým paprskem.

Schéma uspořádání tohoto aktivního vzduchového prohozu tryskového tkacího stroje je znázorněno na obr 1.1. Základem prohozního ústrojí tryskového tkacího stroje je hlavní vkladací tryska 4 (A, B) a prohozní kanál profilového paprsku 5. V případě tzv. barevné záměny, může být použito několik hlavních vkladacích trysek (na Obr 1.1 trysky A a B) pro řízené zanášení různobarevných útků. Vlastní prohozní kanál profilového paprsku má tvar "U" s vepsaným průměrem asi 6 mm. Je tvořen soustavou tenkých kovových plechů 1 oddělených mezerami - tloušťka plechu i velikost mezer je řádu desetin mm podle druhu tkaniny. Mezerami procházejí osnovní nitě 2 a mezi nimi se ve směru osy kanálu vkládá útková nit 3, která se odvíjí z cívky odměřovače a prochází vkladací tryskou. Vzájemným provázáním obou soustav niti vzniká tkanina. Útková nit se vkládá do kanálu účinkem hlavní vkladací trysky 4 a její pohyb kanálem se udržuje soustavou pomocných tzv. štafetových trysek 6, rozmístěných mimo osu kanálu



Obr. 1.1 Schéma uspořádání aktivního vzduchového prohozu tryskového tkacího stroje

obvykle v pravidelných roztečích. Kuželový proud, vycházející z ústí štafetové trysky, vstupuje do kanálu pod malým úhlem k jeho ose a interakcí se stěnou kanálu profilového paprsku se složitě mění. Část proudu prochází mezerami za paprsek, část se odrazí od tvarových a porézních stěn kanálu a většina pokračuje žádoucím směrem prohozu. Doznívající proud se v pravidelných roztečích posiluje interakcí s proudem z následující štafetové trysky. Komplikovanější situace je na vstupní straně kanálu profilového paprsku, kde dochází ke směšování výrazného proudu od hlavní vkládací trysky

s proudy štafetových trysek. Vkládací proces se periodicky opakuje. Přívod tlakového vzduchu do trysek je ovládán programově řízenými solenoidovými ventily 7. Štafetové trysky jsou rozděleny do sekcí vždy s jedním ventilem. Ventily štafetových trysek se otevírají postupně.

Úkolem proudových polí vytvořených tryskami je zajistit bezchybnou dopravu útkové nitě ve stanoveném čase pro prohoz na vzdálenost danou šířkou osnova. Tkací proces sám je značně složitý. Relativně nejjednodušší je návrh potřebných mechanismů tkacího stroje. Tato oblast je systematicky rozpracovávána od samých počátků vzniku moderních tkacích strojů. Existuje propracovaná teorie k vytvoření mechanismů, vykonávajících potřebné periodické pohyby tak, aby mechanismy byly pevnostně dimenzovány, staticky a dynamicky vyvážené a aby byla zaručena životnost a spolehlivost stroje. Přitom otáčky řádu 10 až 20 s^{-1} jsou z hlediska mechanismů již poměrně dobře zvládnuty. Moderní výpočtové metody, využívající metodu konečných prvků, jsou v oboru pevnostních výpočtů velmi dobře propracované a běžně dostupné.

Komplikovanější situace je v oblasti vzduchotechniky tryskového tkacího stroje, pomocí které se periodicky vytváří nosné prostředí pro zatkávánou útkovou niť. Teorie a praktické zkušenosti jsou v této oblasti mnohem chudší. Moderní výpočtové metody, využívající metody konečných prvků jsou málo rozšířené, mnohem náročnější na výkonnost počítačů a zatím nepoužitelné pro tak složitý případ jako je vzduchový prohoz. Navíc řada netriviálních problémů z oblasti proudění není z důvodu utajení publikována, protože spadají převážně do oblastí raketové, letecké a vojenské techniky.

Praktické zkušenosti shrnují v převážné míře pouze kusé empirické poznatky, které lze využívat pouze pro naprosto konkrétní případ právě zkoušeného uspořádání prohozu.

Stále stoupající tkací výkony vzduchových tryskových tkacích strojů (předvedené na posledních výstavách textilních strojů ITMA 87 v Paříži a ITMA 91 v Hanoveru) kladou vysoké nároky právě na parametry a optimalizaci vlastního vzduchového prohozu.

Například poslední prototyp vzduchového tryskového stavu, vyvinutého ve VÚTS Liberec, který byl vystavován na výstavě ITMA 91 v Hanoveru, pracoval při téměř 1200 otáčkách za minutu, tj. s frekvencí 20 s^{-1} , při tkaci šířce 1.65 m. Na jednu otáčku připadá čas 50 ms a z toho přibližně polovina, tj. 25 ms, připadá na vlastní prohoz. Celý děj prohozu útkové nitě se periodicky opakuje. Jednoduchým výpočtem vychází skutečná střední prohozní rychlost přibližně 66 m/s. Vzduchové pole nesoucí útek by tedy nemělo být pomalejší.

V současné etapě vývoje tryskových tkacích strojů má systematické studium a optimalizace vlastního vzduchového prohozu zásadní vliv na zvyšování parametrů stroje. Nevyřešených prohozních problémů, které spadají do oblasti mechaniky tekutin je celá řada:

- maximální urychlení útku ve vkladací trysce při její malé agresivitě k útku
- stabilita útku v proudu vzduchu
- směrově stabilní a silný proud štafetových trysek a vkladací trysky
- interakce volných proudů s tvarovými a porézními stěnami prohozního kanálu tkacího paprsku
- optimalizace rychlostního pole v prohozním kanálu profilového paprsku a optimální rozmístění a nastavení štafetových trysek
- sladění účinku vkladací trysky se soustavou štafetových trysek

Je zřejmé, že problematika vzduchového prohozu nezahrnuje pouze řešení proudových polí, ale též jejich efektivní působení na útkovou nit tak, aby v konečném důsledku bylo dosaženo požadované činnosti a spolehlivého výkonu tkacího stroje.

Měření a studium proudění na prohozním ústrojí tryskového tkacího stroje je však rozhodně jednou z nutných podmínek pro pochopení a optimalizaci vlastního vzduchového prohozu. A právě tato problematika je obsahem předložené práce.

1.2 Současný stav měření proudových polí na vzduchových tkacích strojích.

Stručný přehled měřicích metod využitelný pro měření rychlostních polí vzduchového prohozu je uveden v kap. 3.

Literatura zabývající se metodikou měření a vlastním měřením rychlostních polí na vzduchových tkacích strojích je ve srovnání se studiem ostatních oblastí tkacího procesu (např. mechanismy tkacího stroje, pohyb útku atd.) velmi chudá. Z toho lze usuzovat, že systematické studium a měření rychlostních polí vzduchového prohozu se téměř neprovádí, a pokud ano, nejsou výsledky pravděpodobně v důsledku obchodního utajení publikovány.

Tento stav je zřejmě způsoben i tím, že systematická objektivní měření jsou obvykle velmi komplikovaná a z cenového i časového hlediska velmi náročná. Navíc neexistuje ani universální měřicí metoda ani není vypracována ucelená metodika, která by řešila měření rychlostních polí v celém rozsahu vzduchového prohozu.

Nejčastěji se měří rychlostní pole na prohozním ústroji vzduchového tryskového tkacího stavu miniaturními tlakovými sondami. Obvykle se jedná o nejjednodušší Pitotovy trubice vytvořené např. z injekční jehly. Tyto jednoduché prostředky jsou obvykle využívány při seřizování i kontrole štafetových trysek, ale často se v různých úpravách používají i k měření rychlostních polí v prohozním kanálu profilového tkacího paprsku.

Např. v [82] je popsáno měření podélných a příčných rychlostních profilů v prohozním kanálu profilového paprsku, které bylo prováděno pomocí Pitotovy sondy (vytvořené z injekční jehly) s vnějším průměrem 0.8 mm a s otvorem 0.4 mm a též 'devítioťvorovou sondou' sestavenou z jehel o vnitřním průměru 0.5 mm v roztečích po 1.5 mm. V téže práci jsou uváděny značné problémy s opakovatelností měření a velké rozptyly v naměřených hodnotách dynamického tlaku.

I když nebudeme brát ohled na narušení vlastního proudu tlakovými sondami, je jejich použití, v tak komplikovaném proudění jakým vzduchový prohoz bezesporu je (tj. prostorové proudění s vysokou turbulencí a velkým rozsahem rychlostí), velmi problematické. Obecně může docházet při měření k hrubým chybám. Podrobněji jsou uvedené problémy diskutovány v kap. 5.2 a 3.1.

Těchto obtíží si je vědom i přední renomovaný dodavatel aktivního vzduchového prohozu s profilovým paprskem firma Růti te Strake. Přestože i on používá pro měření rychlostních polí v prohozním kanálu profilového paprsku 'viceotvorných tlakových sond' sestavených z miniaturních Pitotových sond [83], v poslední době si objednává měření laserovým dopplerovským anemometrem prováděná metodou uvedenou v této práci.

Méně často je pro měření rychlostních polí vzduchového prohozu používán anemometr se žhaveným drátkem (termoanemometr), viz. např. [84], [85]. Termoanemometry mají oproti tlakovým sondám lepší předpoklady pro získání věrohodnějších výsledků při studiu vzduchového prohozu, avšak tato měření jsou mnohem náročnější. Přesto i termoanemometrie jako kontaktní nelineární metoda naráží při komplexním měření proudových polí vzduchového prohozu na závažné problémy, především v oblastech vysoké turbulence a při měření transsonických rychlostí. Podrobnější rozbor omezení termoanemometrie při měření vzduchového prohozu je uveden v kap. 5.2 a 3.2.

Z optických metod je v Technische Rundschau Sulzer [86] popsáno použití laserového dvojniskového anemometru pro měření rychlostních polí v prohozním kanálu profilového paprsku, nejsou však uvedeny žádné výsledky měření. V publikaci je též porovnávána laserová dopplerovská anemometrie s laserovou dvojniskovou anemometrií. Z hlediska měření u stěny kanálu profilového paprsku je za vhodnější považován dvojniskový anemometr, přičemž pro dvojniskovou anemometrii je uveden minimální možný odstup od stěny 2 - 5 mm a pro dopplerovskou anemometrii 10 mm. Z hlediska těchto údajů se jeví laserová dopplerovská anemometrie pro měření

uvnitř kanálu profilového paprsku jako nepoužitelná. Avšak navržené metodiky a výsledky měření uvedené v této práci vyvracejí tyto negativní předpovědi.

Podrobnější rozbor možnosti laserové dopplerovské a dvojohniskové anemometrie při měření vzduchového prohozu je uveden v kap.5.2, 3.3.2 a 3.3.3.

2. Cíl kandidátské disertační práce

Úkoly definované před započítím kandidátské disertační práce byly následující:

1. Vypracovat experimentální metodiku měření stacionárních rychlostních polí laserovým dopplerovským anemometrem (LDA) na následujících částech prohozního ústrojí vzduchového tkacího stroje:

- a) za ústím vkladací tkací trysky
- b) uvnitř prohozního kanálu tkacího profilového paprsku, kde rychlostní pole je vytvářeno pomocnými štafetovými tryskami
- c) ve vstupní části tkacího profilového paprsku, kde rychlostní pole je tvořeno směřováním proudu hlavní trysky s proudy štafetových trysek.

Pro měření rychlostních polí uvnitř prohozního kanálu tkacího profilového paprsku byl stanoven požadavek na měření dominantních složek rychlostí ve směru prohozu při současném maximálním přiblížení ke stěně kanálu. Za vyhovující je považována vzdálenost 1 mm od stěny kanálu.

2. Provést experimentální ověření navržené metodiky.

3. Formulovat hlavní směry dalšího rozvoje studia vzduchového prohozu metodou LDA.

Metody zpracování zadaného úkolu:

1. Porovnat použitelnost LDA a ostatních metod (tlakové sondy, termoanemometrie, PIV a L2F anemometrie) pro měření rychlostních polí vzduchového prohozu.

2. Provést analýzu faktorů ovlivňujících přesnost měření vzduchového prohozu metodou LDA.

3. Na základě této analýzy navrhnout a vyřešit experimentální metodiku měření vzduchového prohozu na tryskovém tkacím stroji metodou LDA.

4. S využitím navržené metodiky provést měření proudových polí vzduchového prohozu dle zadání kandidátské disertační práce a prezentovat naměřené výsledky.

5. Navrhnout hlavní směry dalšího rozvoje studia vzduchového prohozu tkacího stroje metodou LDA a shodnotit výsledky kandidátské disertační práce.

3. Přehled základních metod měření rychlostí proudění a intenzit turbulence.

Před započítím práce se zvažovalo použití různých měřicích metod.

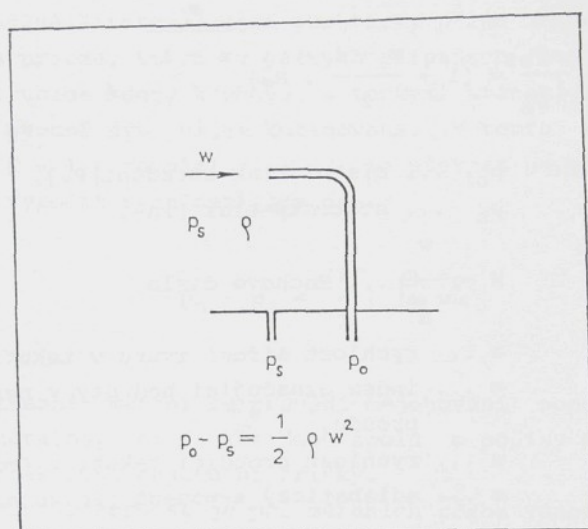
Pro měření rychlostních polí v prohozním kanálu vzduchového tryskového tkacího stroje lze použít následující měřicí metody:

- měření rychlostí miniaturními tlakovými sondami
- měření rychlostí a intenzit turbulence termoanemometrem (anemometr se žhaveným drátkem)
- měření rychlostních polí pomocí obrazové anemometrie částic (Particle Image Velocimetry (PIV))
- měření rychlostí a intenzit turbulence laserovým anemometrem (laserový dopplerovský anemometr LDA, laserový dvouhnikový anemometr L2F)

3.1 Měření rychlostí proudění tlakovými sondami

Určování rychlostí výpočtem ze statického a celkového tlaku patří pro svoji jednoduchost a dostupnost mezi nejrozšířenější metodu určování rychlosti proudění tekutin, přestože není nikdy zcela spolehlivé, neboť vložená sonda vždy poněkud pozmění chování proudu.

Základním typem sondy pro zjišťování celkového tlaku uvnitř proudu tekutiny je Pitotova trubice znázorněná na obr.3.1 (triviální vyobrazení odpovídá upravené injekční jehle běžně používané při měření v prohozním kanálu profilového paprsku). Pitotova trubice je trubka obrácená otevřeným koncem proti nabíhajícímu proudu, druhým koncem je připojena k tlakoměrnému přístroji. Rovina ústí, jehož provedení může být různé, je kolmá ke směru proudu i k ose trubice.



Obr.3.1 Měření rychlosti sondou celkového tlaku.

Tato sonda se používá k měření rychlosti v oblastech proudění s konstantním tlakem, jako jednoduchý prostředek k získání středních časových hodnot rychlosti. V laboratorní technice je Pitotova sonda základním prostředkem ke stanovení rychlostního profilu v potrubí, v mezní vrstvě obtékaných těles, v úplavech za tělesy či v dalších případech přibližně paralelního proudění. V důsledku konstrukční jednoduchosti je možné Pitotovu trubici miniaturizovat lépe než kteroukoliv z jiných tlakových sond. Není obtížné vyrobit Pitotovu trubici s vnějším průměrem pod 0,5 mm.

Pitotova trubice měří celkový tlak p_{oi} , někdy též nazývaný tlakem zbrzdění, který představuje střední velikost sil, působících na povrch částic tekutiny v kritickém bodě trubky, tj. v bodě nulové rychlosti. V proudu ideální stlačitelné tekutiny platí mezi místním tlakem zbrzdění p_{oi} , statickým tlakem p_s a Machovým číslem M_∞ nabíhajícího nerozrušeného proudu vztah [1], [2]:

$$\frac{p_{oi}}{p_s} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot M_\infty^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}, \quad /3.1.1/$$

kde p_{oi} ... místní tlak zbrzdění [Pa],

p_s ... statický tlak [Pa],

w

$M = \frac{w}{a}$... Machovo číslo,

a ... rychlost šíření zvuku v tekutině [ms^{-1}],

κ ... index označující hodnoty v nerozrušeném proudu,

w ... rychlost proudící tekutiny [ms^{-1}],

κ ... adiabatický exponent (Poissonova konst.)

Vztah /3.1.1/ přejde pro malé hodnoty M na tvar:

$$\frac{p_{oi}}{p_s} = 1 + \frac{\kappa}{2} \cdot M_\infty^2 = 1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{\rho_\infty w_\infty^2}{p_s}, \quad /3.1.2/$$

kde ρ ... hustota tekutiny [kgm^{-3}].

Pro reálnou tekutinu je nutné vztah /3.1.2/ korigovat na tvar:

$$\frac{p_o}{p_s} = 1 + C \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{\rho_\infty w_\infty^2}{p_s} \right), \quad /3.1.3/$$

kde p_o ... skutečně změřený celkový tlak [Pa],

C ... konstanta, která závisí na geometrie sondy, úhlu náběhu, turbulenci proudu, vaskosti nabíhající tekutiny, příčném gradientu rychlosti aj.

Při dostatečné shodě směru sondy se směrem rychlosti proudění udává Pitotova sonda prakticky přímo hodnotu celkového tlaku proudu, která v běžných případech (nestlačitelná tekutina, trubice sondy kruhová s tenkými stěnami, nízká turbulence) nemusí být nijak korigována. V tomto případě je konstanta $C = 1$ a rovnici /3.1.3/ lze převést na elementární výraz pro výpočet rychlosti proudění:

$$p_0 - p_s = \frac{1}{2} \cdot \int_{\infty}^0 w_{\infty}^2 \quad /3.1.4/$$

Pro přesná měření se provádí cejchování sond. V praxi existují katalogy sond, kde jsou spolu s popisy konstrukcí uváděny i základní cejchovní křivky.

Zvláštní pozornost je při měřeních třeba věnovat následujícím případům:

- a. Při velmi nízkých Reynoldsových číslech, kdy výsledek je značně ovlivněn vazkostí tekutiny. Odchylka je závislá na geometrii sondy [1], [2].
- b. V proudu s příčným gradientem rychlosti, kde dochází k úchylce směrem k vyšším hodnotám. Tato odchylka opět závisí na tvaru sondy [2].
- c. Je-li proudové pole kolem trubice ovlivňováno přítomností stěny. V tomto případě měří sonda nižší celkový tlak než je skutečný [3].
- d. V silně turbulentních, pulsujících a nestacionárních prouděních může chyba představovat až desítky procent [1], [4].
- e. Vliv úhlu náběhu - citlivost sondy k úhlu náběhu proudu je závislá na konstrukčním provedení sondy, jejích rozměrech a na režimu proudění okolo sondy [2].

f. v případech, kdy je nezanedbatelný vliv stlačitelnosti (viz např. [1], [2]).

Kromě Pitotových sond se používají i sondy Prandtlovy. Tyto sondy umožňují současný odběr statického i celkového tlaku. Existuje velké množství různých technických provedení sond.

Pro vyhodnocení měření Pitotovou sondou je nezbytná hodnota statického tlaku. V těch případech, kdy statický tlak nelze nahradit atmosferickým, je nutné ho měřit.

Měření statického tlaku se provádí v zásadě dvěma způsoby:

- pomocí otvorů ve stěnách (viz např. [2], [5])
- pomocí speciálních sond statického tlaku [2].

Měření pouze statického tlaku nepodává bez dalších doplňujících údajů (např. celkového tlaku) exaktní pohled na rychlostní pole v proměřované oblasti, avšak je dobrým vodítkem při zjišťování poruch, nestacionarit a rázových vln v proudovém poli.

Pole statického tlaku se v běžných případech považuje za konstantní v řezu napříč proudem. Proto se nejčastěji používá pro měření statického tlaku odběrů ve stěnách. Případy směšovacích oblastí, úplavů a pod. nevyhovují tomuto zjednodušení a proto je nutno zde pole statického tlaku zjišťovat speciálními sondami statického tlaku.

Pro měření fluktuací rychlosti v turbulentním proudě se využívají speciální tlakové sondy [6].

Při měření rychlých fluktuací tlaku jsou na tlakové sondy kladeny vysoké požadavky. Mimo statické parametry, jako je např. linearita, nízká histereze, vysoká citlivost, teplotní stabilita, přistupují ještě požadavky dynamické: vysoká vlastní frekvence, malý odpor pneumatického traktu, vysoký útlum, plochá amplitudová frekvenční charakteristika sondy v pracovní oblasti a lineární fázová frekvenční charakteristika. Dále se vyžadují malé rozměry, neboť sonda nesmí příliš narušit proudění.

3.2 MĚŘENÍ STŘEDNÍCH RYCHLOSTÍ A INTENZIT TURBULENCE TERMOANEMOMETREM

Termoanemometrie je založena na měření odvodu tepla konvekci ze žhaveného drátku nebo filmu, který je obtékán tekutinou. Odvod tepla z obtékaného čidla je závislý na rychlosti proudící tekutiny.

Problematika měření termoanemometrem je značně rozsáhlá a existuje k ní velké množství literatury (např. [7] - [14]).

3.2.1 Základní principy termoanemometrie

Tepelná ztráta proudícím médiem ochlazované sondy je funkcí rychlosti, teploty, hustoty a tepelných vlastností tekutiny a fyzikálních vlastností sondy. Za předpokladu, že známe všechny ostatní uvedené parametry, lze tepelnou ztrátu interpretovat jako přímé měřítko rychlosti. Tato tepelná ztráta je rovna dodanému elektrickému příkonu.

Přenos tepla mezi sondou a okolním prostředím je charakterizován Nusseltovým číslem:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot l}{K_f} \quad /3.2.1/$$

kde α ... součinitel přestupu tepla [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$],
 l ... char. rozměr sondy [m],
 K_f ... součinitel tepelné vodivosti [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$].

Tepelný tok mezi tekutinou a sondou anemometru je:

$$q = \alpha \cdot (T - T_0), \quad /3.2.2/$$

kde q ... tepelný tok [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$]
 T ... povrchová teplota sondy [K],
 T_0 ... teplota tekutiny [K].

Po dosazení /3.2.2/ do /3.2.1/ dostaneme:

$$\text{Nu} = \frac{q \cdot l}{K_f \cdot (T - T_0)} \quad . \quad /3.2.3/$$

Při vyšších rychlostech, kdy převládá nucená konvekce, je toto Nusseltovo číslo pouze funkcí čísla Reynoldsova a Prandtlova:

$$\text{Nu} = f(\text{Re}, \text{Pr}), \quad /3.2.4/$$

$$\text{kde } \text{Re} = \frac{w \cdot l}{\nu} \quad \dots \text{Reynoldsovo číslo},$$

$$\text{Pr} = \frac{\mu \cdot c_p}{K_f} \quad \dots \text{Prandtlovo číslo},$$

kde w ... rychlost proudící tekutiny [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$],
 ν ... kinematická viskozita [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$],
 μ ... dynamická viskozita [$\text{Pa} \cdot \text{s}$].
 c_p ... měrné teplo při konstantním tlaku [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$].

Pro dvojjatomové plyny lze za běžných teplot pokládat Prandtlovo číslo za přibližně konstantní. Potom platí:

$$\text{Nu} = f(\text{Re}), \quad /3.2.5/$$

Při rychlostech asi nad $M > 0,3$ začíná mít stále výrazněji vliv na přestup tepla stlačitelnost tekutiny, takže:

$$\text{Nu} = f(\text{Re}, \text{Pr}, M) \quad , \quad /3.2.6/$$

kde $M = \frac{w}{a}$... Machovo číslo,
 a ... rychlost šíření zvuku v tekutině [$m.s^{-1}$].

Sonda anemometru je zapojena do Wheatstonova můstku a vyhřívána protékajícím elektrickým proudem. Napětí na můstku je měřítkem tepelných ztrát čidla.

Protože rovnice vyjadřující přestup tepla mezi čidlem a tekutinou neumožňují teoretické řešení, je nutné zjišťovat tvar vztahů /3.2.4/ až /3.2.6/ experimentálně.

Základ této práce byl položen r. 1914 L.V.Kingem, který pro dvojrozměrný přestup tepla z válce do nestlačitelné tekutiny odvodil tzv. Kingův zákon [15]:

$$Q = K_f \cdot l_w \cdot \left[1 + \sqrt{\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot \rho \cdot c_p \cdot d_w \cdot w}{K_f} \right)} \right] \cdot (T - T_0) \quad , \quad /3.2.7/$$

kde Q ... množství tepla [W],
 d_w ... průměr drátkové sondy [m],
 l_w ... délka drátkové sondy [m],
 π ... Ludolfovo číslo.

Rovnice /3.2.7/ lze vyjádřit v bezrozměrném tvaru

$$Nu = \frac{1}{\pi} + \sqrt{\left(\frac{2}{\pi} \cdot Re \cdot Pr \right)} \quad /3.2.8/$$

Základní předpoklady Kingova zákona obecně neplatí. Později byl odvozen zákon Collis-Williamsův platný pro oblast Reynoldsova čísla drátku $0.02 < Re < 44$. Pro ochlazování drátku vzduchem má tento zákon tvar [3], [9])

$$Nu = \left[0,24 + 0,56 \cdot Re^{0,45} \right] \cdot \left[\frac{T_s}{T} \right]^{0,17} \quad , \quad /3.2.9/$$

kde $T_s = \frac{T + T_0}{2}$... střední teplota mezi drátkem a tekutinou [K].

Všechny tyto rovnice byly odvozeny pro velmi dlouhé drátkové sondy, se zanedbatelným odvodem tepla do držáků. Proto je nezbytná kalibrace každé jednotlivé sondy.

Pro stav tepelné rovnováhy platí, že teplo Q ztracené čidlem je rovno výkonu dodanému elektrickým proudem:

$$Q = P = I^2 \cdot R, \quad /3.2.10/$$

kde P ... elektrický výkon dodaný sondě [W],
 I ... proud [A],
 R ... elektrický odpor sondy [Ω].

Vlivem změny teploty drátku způsobené proudem tekutiny se mění i jeho odpor a dochází k nevyvážení můstku. Nevyvážené napětí závisí na měřené rychlosti výsledným vztahem:

$$E^2 = A + B \cdot w^n, \quad /3.2.11/$$

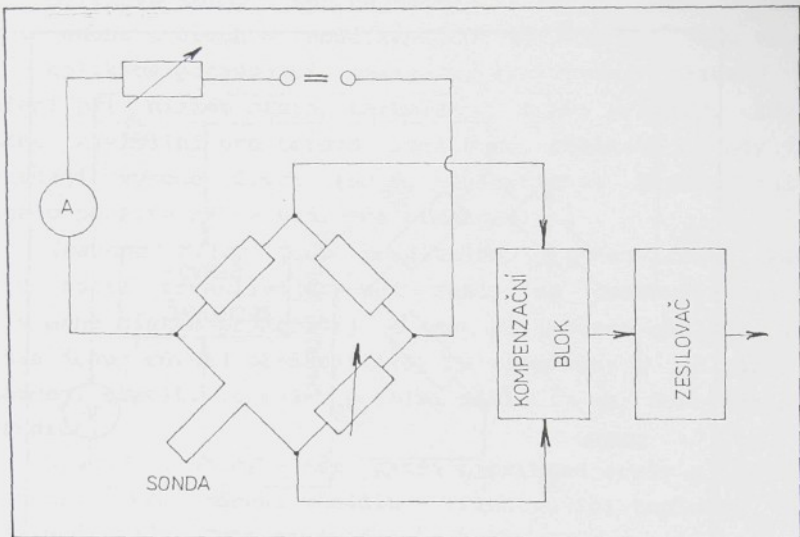
kde A , B , n ... empirické konstanty získané cejchováním.

Zákonů obdobných rovnicím /3.2.8/, /3.2.9/ bylo odvozeno více, viz např. [7].

Signál termoanemometru je možno zpracovávat dvěma způsoby, jak je uvedeno v následujících dvou odstavcích.

Anemometr s konstantním proudem

Anemometr s konstantním proudem (Constant Current Anemometer - CCA) je schematicky znázorněn na obr. 3.2. Zde jsou měřicí můstek a čidlo napájeny konstantním proudem, rozvážení můstku je měřítkem přestupu tepla. Při ofukování se žhavený drátek ochlazuje a v závislosti na rychlosti klesá exponenciálně jeho elektrický odpor. Tento typ anemometru je jednodušší po elektronické stránce.



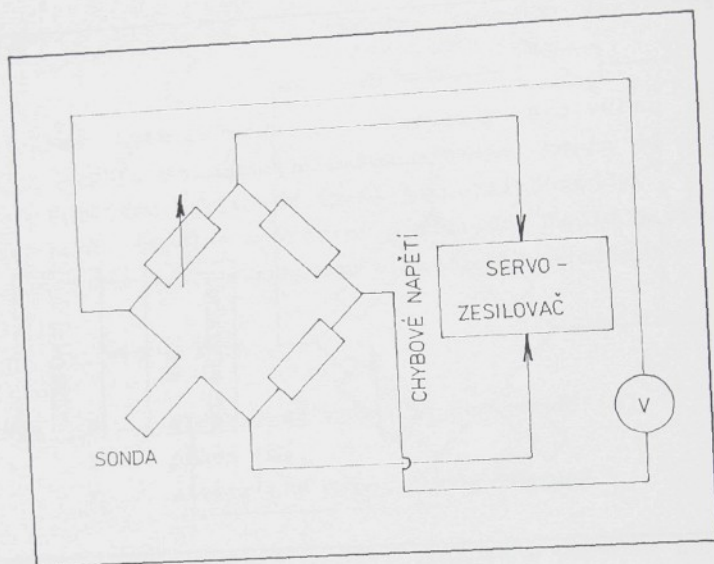
Obr.3.2 Schéma zapojení anemometru s konstantním proudem.

Anemometr s konstantní teplotou

Anemometr s konstantní teplotou (Constant Temperature Anemometer - CTA) je schematicky znázorněn na obr.3.3. V tomto případě je udržován konstantní odpor čidla (a tedy i jeho konstantní teplota). To vyžaduje nutnost použití obvodů pro regulaci. Elektronika je zde složitější, ale přístroj je univerzálnější.

Při obou metodách klesá citlivost měření se stoupající rychlostí proudění. Nicméně je přesnost anemometru s konstantní teplotou a především měřicí rozsah vyšší než u anemometru s konstantním proudem.

Špičkové termoanemometry vyrábějí ve světě v současné době pouze dvě firmy: TSI (USA) a DANTEC (Dánsko). Jejich katalogy obsahují velké množství různých typů sond pro širokou aplikační škálu (např. [16], [17]).



Obr.3.3 Schéma zapojení anemometru s konstantní teplotou.

3.2.2 Termoanemometrické sondy.

Hlavními typy sond pro termoanemometrii jsou žhavené drátky, válcové žhavené filmy a žhavené filmy obecnějších tvarů. Zvláštní skupinu tvoří chlazené sondy. Výběr sondy je dán mnoha faktory, např:

- požadovaná frekvenční charakteristika,
- stupeň znečištění prostředí, ve kterém bude sonda pracovat (aby nedošlo k jejímu zničení),
- požadovaný odstup signálu od šumu,
- požadovaný rozsah rychlostí,
- požadované prostorové rozlišení - velikost sondy,
- teplota proudu.

Drátkové sondy jsou nejběžnějším typem sond. Vyrábějí se v mnoha tvarech a modifikacích. Tyto sondy jsou vhodné pro aplikace požadující maximální frekvenční rozsahy, pro měření při nízkém stupni turbulence a pro případy, kdy je nutné maximální prostorové rozlišení. Drátkové sondy však vyžadují vysoce čisté (např. filtrované) měřené médium. Nejsou použitelné ve vodivých prostředích.

Žhavené filmy jsou použitelné pro nejvíce aplikací. Jsou totiž trvanlivější než sondy se žhaveným drátkem (i v méně čistém prostředí) a jsou přijatelně citlivé. Tato čidla jsou rovněž méně citlivá na zašpinění a je možno je snadněji čistit. Je možno s nimi měřit i ve vodivých prostředích.

Speciální sondy - sem patří například sondy s teplotní kompenzací pro měření v médiu s fluktuující teplotou, nebo chlazené sondy. Tyto sondy jsou schopny pracovat až při teplotách 3000 K a rychlostech do 150 m.s^{-1} .

Další podrobné informace o vlastnostech vyráběných sond i možnostech měření lze nalézt např. v [17].

Termoanemometrie je kontaktní metodou. Jedná se o metodu nelineární, která vyžaduje kalibraci a pečlivé seřízení přístroje pro jednotlivé měřicí sondy. Kalibraci je třeba kontrolovat i při dlouhodobějších měření, protože parametry sond se mohou v důsledku jejich znečištění měnit. Termoanemometrie dává dobré výsledky při měřeních v subsonickém proudění a při konstantní teplotě měřeného média. Měří dobře charakteristiky turbulence, s většími obtížemi měří střední hodnotu rychlosti, zvláště v proudění s vysokou turbulencí. Klasickými aplikačními oblastmi termoanemometrie jsou měření při subsonických a supersonických rychlostech. Měření v transsonické oblasti je komplikované a je zatím předmětem intenzivního vývoje.

3.3 Laserová anemometrie

Laserové anemometry jsou optické přístroje využívané pro výzkum struktury proudů tekutin (plynných i kapalných).

Rozeznáváme tři základní druhy laserové anemometrie:

- laserová dopplerovská anemometrie
(Laser Doppler Anemometry, nebo Velocimetry - LDA, LDV)
- laserová dvouohnisková anemometrie
(Laser Two-Focus Anemometry - L2F)
- obrazová anemometrie částic
(Particle Image Velocimetry - PIV)

Z hlediska doby vzniku je nejmladší tzv. obrazová anemometrie částic (PIV), která představuje moderní vizualizační metodu dávající okamžitou kvantitativní informaci o rychlostním poli v definované rovině.

Tradiční laserové anemometrie (LDA, L2F) měří hodnotu rychlosti pouze v jednom bodě.

Laserové anemometry jsou velmi nákladná zařízení, která mají tyto základní vlastnosti:

- Jsou bezkontaktní, protože sondu laserového anemometru tvoří fokusovaný paprsek laserového světla. Pro úspěšné měření je nezbytné, aby měřená tekutina byla průhledná pro danou barvu laserového světla a aby obsahovala dostatečné množství stopovacích částic, které dobře sledují proud. Musí být zajištěn optický přístup k měřenému místu.

- Laserové anemometry nepotřebují žádnou kalibraci a jsou dokonale lineární. Měření nejsou ovlivňována změnami teploty a tlaku proudící tekutiny.

- Laserové anemometry dovolují velmi dobré rozlišení smyslu proudění (směrová charakteristika je jednoznačná v rozsahu 180°). Laserový dopplerovský anemometr měří průmět vektoru rychlosti do nastaveného směru, zatímco laserový dvouohniskový anemometr měří pouze rychlosti směřující do tohoto směru.

- Díky velmi malým rozměrům optické sondy mohou laserové anemometry měřit s vysokou prostorovou rozlišitelností.

- Laserové anemometry dovolují ve vhodném optickém uspořádání měřit i více složek rychlosti najednou v jednom místě (např. Laserový dopplerovský anemometr s barevnou separací paprsků).

Laserové anemometry kladou velké nároky na obsluhu a jejich efektivní využívání obvykle vyžaduje týmovou práci dvou až tří specialistů.

Přes nesporné výhody laserových anemometrů jsou v netriviálních případech výsledky měření často ovlivňovány vlivy, jejichž význam lze jen těžko odhadnout. Proto je třeba provádět řadu přípravných a ověřovacích experimentů, které v konečném důsledku vedou k vývoji optimální metodiky měření zkoumaného problému.

3.3.1 Obrazová anemometrie částic

Tradiční metody jako jsou laserová anemometrie nebo termoanemometrie měří hodnotu rychlosti v jediném bodě prostoru. Jejich nevýhodou je, že k proměření celého proudového

pole je nutná traverzace měření a měření je tak časově náročné. Navíc nelze tímto způsobem získat okamžitou informaci o proměřovaném rychlostním poli. Naopak klasické vizualizační metody poskytují pouze kvalitativní informace.

Okamžitou informaci o rychlostním poli v proměřované rovině oblasti je možné získat pomocí anemometru, který je v literatuře [18] označován jako Particle Image Velocimetry (PIV), což lze volně přeložit jako 'obrazová anemometrie částic'. Tímto anemometrem lze určit střední rychlost, hodnotu intenzity turbulence, vířivost, rychlost deformace v proudovém poli z obrazů suspendovaných částic.

Základem PIV je fotografie částic unášených proudící tekutinou. Každá fotografie je exponována nejméně dvakrát. Expoziční prodleva je volena tak, aby každá částice byla od svého předcházejícího obrazu dostatečně vzdálena. Výsledná fotografie je podrobena analýze ve speciálním vyšetřovacím systému pro analýzu obrazu, jejímž výsledkem je vektorové pole rychlostí.

PIV se skládá ze dvou hlavních částí:

- *systém generace obrazu,*
- *vyšetřovací systému.*

Systém generace obrazu

Na obr.3.4 je znázorněn zobrazovací systém s rotujícím zrcátkem [18]. K nasvícení částic v měřicí rovině je použit pulsní laser. Pomocí optických elementů je laserový paprsek převeden do světelné roviny, do tzv. laserového nože. Světlo odražené od částic nasvícených laserovým nožem je snímáno fotoaparátem, který je umístěn kolmo k laserovému noži.

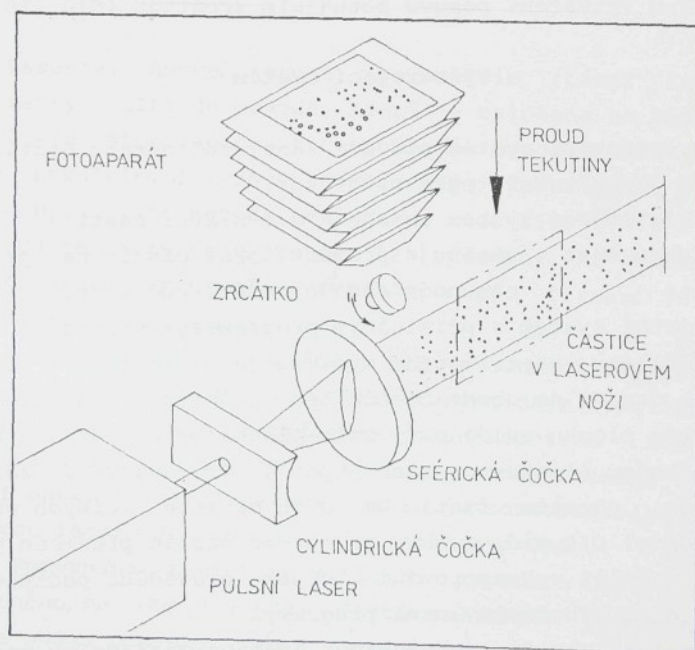
Zobrazovací systém pracuje následujícím způsobem. Otevře se závěrka fotoaparátu a laser vyšle první puls. Potom se rotující zrcátko pootočí z původní polohy 1 o určitý úhel do polohy 2 a tím se posune i snímáný obraz. To je znázorněno na obr.3.5. Nyní laser vyšle druhý puls. Oba pulsy pro dvě polohy zrcátka jsou zaznamenány na totéž poličko filmu. Ten-

to postup může být ukončen uzavřením závěrky fotoaparátu, případně může být ještě několikrát zopakován.

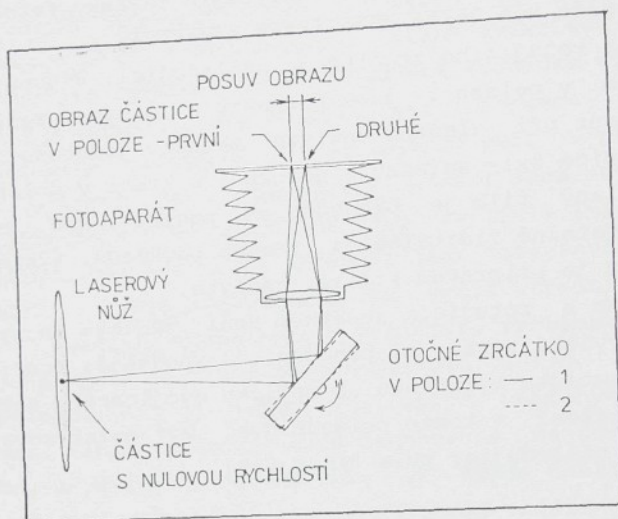
Úloha rotujícího zrcátka je následující. Všechny částice snímáné v poloze 2 jsou posunuty o stejnou vzdálenost. Tento posun při vlastní analýze záznamu jednoznačně určí, které částice byly snímány v poloze 1 a které v poloze 2.

Vyvolaný film je převeden na pozitiv, kde jsou bílé částice zřetelně viditelné na tmném podkladě. Výsledný obraz částic je připraven k další analýze.

Systém s rotujícím zrcátkem není jediným možným řešením. Pro vysoké rychlosti proudění je vhodnější použít místo zrcátka destičku vyrobenou z opticky dvojlomného materiálu. Laserové záření v tomto případě musí být polarizováno a to pro každý následující puls jinak [19].



Obr.3.4 Systém generace obrazu (dle [18])



Obr.3.5 Vytváření posuvu rotujícím zrcátkem (dle [18])

Vyšetřovací systém

Vyšetřovací systém provádí analýzu obrazu částic. Výsledkem je vektorové pole rychlostí.

Vyšetřovací systém obsahuje dvě hlavní části:

- optickou část - umožňuje převést obraz částic na průhledném podkladu do paměti počítače,
- výpočetní systém s příslušným programovým vybavením.

Základem vyšetřovacího systému je He-Ne laser. Laserový paprsek dopadá na obraz částic na průhledné podložce a pokrývá zde plochu asi 1 mm^2 . Tato plocha je nazývána vyšetřovacím bodem ('interrogation spot'). Traverzovací zařízení pohybuje obrazem částic ve dvou na sebe kolmých směrech a za pomoci CID videokamery je obraz částic přenesen do počítače. Další vyhodnocování je pak prováděno počítačem se speciálními vyhodnocovacími programy.

Analýzu obrazu lze provádět ve dvou základních modech:

- Youngův proužkový mód,
- mód obrazu částic.

Youngův proužkový mód provádí analýzu interferenčních obrazců, které vznikají ve Fourierově rovině objektivu videokamery. Tyto interferenční obrazce jsou podrobeny optické 2-dimensionální Fourierově transformaci v daném bodě.

Mód obrazu částic provádí analýzu digitalizovaného obrazu částic pomocí speciálního autokorelačního programu. Výsledkem autokorelace je pole přemístění obrazu částic, ze kterého lze získat informace o zkoumaném rychlostním poli.

Podrobnější informace lze nalézt např. v lit. [18]

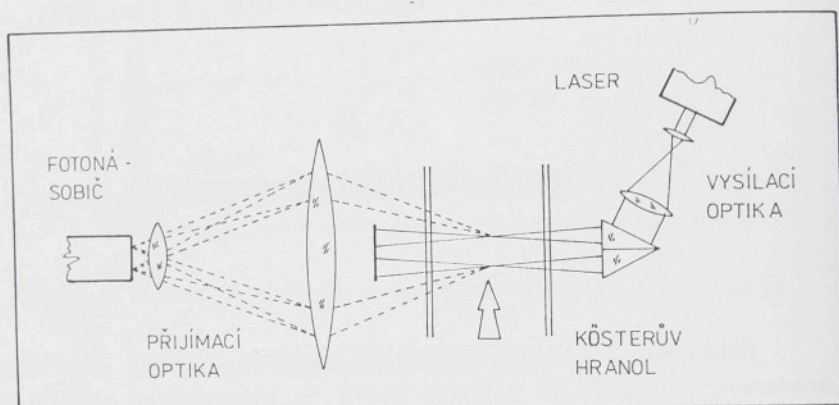
3.3.2 Laserová dvouohnisková anemometrie

Laserová dvouohnisková anemometrie (Laser Two-Focus Anemometry - L2F) je metoda, která je založena na měření času průletu stopovací částice unášené proudem tekutiny mezi dvěma paralelními vysoce fokusovanými laserovými paprsky. Poprvé byla tato metoda použita v roce 1968 D.H.Thompsonem [20]. Od té doby jsou systémy L2F vyvíjeny na mnoha pracovištích, ale i průmyslově vyráběny např. firmami TSI, DANTEC, POLYTEC, MALVERN aj.

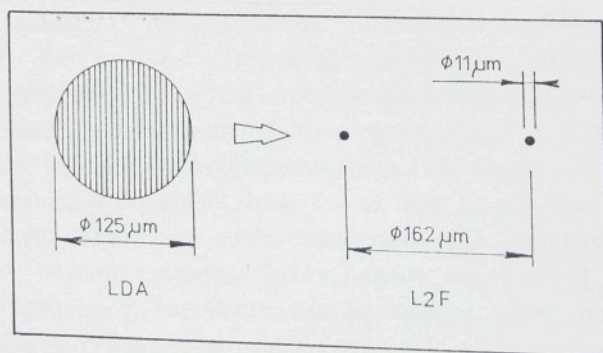
Jedno z možných uspořádání L2F je schématicky znázorněno na obr.3.6 [21]. Hlavním charakteristickým rozdílem v porovnání s laserovým dopplerovským anemometrem - LDA (viz. kapitola 3.3.3) je to, že v optické sondě nevzniká interferenční obrazec, ale laserové světlo je soustředováno do dvou blízkých laserových svazků velmi malého průměru.

Porovnání typického měřicího prostoru LDA a L2F je znázorněno na obr.3.7 [22]. Částice unášená proudem, která projde oběma paprsky, vybudí na fotonásobiči dva následující pulsy. Z jejich časové vzdálenosti lze (při známé vzdálenosti obou svazků) již přímo určit rychlost částice.

Optická sonda anemometru L2F má značnou směrovou citlivost. To znamená, že pomocí jejího natočení vzhledem k optické ose anemometru lze určovat směr proudu. Protože rozměr obou paprsků v optické sondě je velmi malý, existuje v místě zaostření paprsků velmi vysoká koncentrace energie (řádově 1 MW/cm^2), takže i při slabším zpětném rozptylu a méně výkonném laseru má signál dostatečný poměr signálu k šumu.



Obr.3.6 Laserový dvouohniskový anemometr (dle [21])



Obr.3.7 Porovnání typického měřicího prostoru LDA a L2F (dle [22])

Anemometrie L2F má oproti LDA následující přednosti:

- Protože intenzita světla v optické sondě je vyšší než u LDA, je možné použití menších stopovacích částic, které lépe sledují proud.
- L2F má principiálně vyšší citlivost při stanovení směru proudu, než LDA.
- U L2F nejsou měřené rychlosti prakticky omezeny rychlostí použité elektroniky. V případě velmi vysokých rychlostí lze zvětšit vzdálenost mezi oběma paprsky a tím prodloužit měřicí interval.
- Hloubka opticky citlivého prostoru ve směru vysílacích paprsků je u L2F menší než u LDA, což usnadňuje měření blízko stěny.

Anemometrie L2F má oproti LDA následující nevýhody:

- Zásadní nevýhodou metody L2F je poměrně značná doba potřebná k určení rychlosti a směru v jednom bodě. L2F poskytuje asi dvacetkrát méně dat za časovou jednotku (tzv. "četnost dat" - anglický termín 'Data Rate'). To je způsobeno tím, že měřicí sonda L2F poskytuje částicím mnohem menší "cilový prostor" než LDA, kterým musí projít částice, aby byla zaznamenána jako platné měření (viz obr.3.7).
- Četnost dat L2F rychle klesá s narůstající turbulencí proudu. To je způsobeno tím, že vzrůstající turbulence vyvolává velké úhlové změny směru proudu a narůstá tak počet částic, které neprojdou oběma měřicími body

L2F (viz obr.3.7). Při intenzitách turbulence nad 10% dochází k výraznému snížení četnosti dat a při intenzitách turbulence nad 30% nelze L2F používat [23].

Metoda L2F se neustále rozvíjí. Ve snaze omezit základní nedostatek L2F, spočívající v malé četnosti dat, se vyvíjí systém L2F, jehož měřicí body mají tvar elipsoidů. Tato technika je kompromisem mezi vysokou výkonovou hustotou světla v měřicích bodech klasického anemometru L2F a zvětšením cílového prostoru měřicí sondy [23].

Další směr rozvoje anemometrie L2F je zaměřen na vývoj systémů vhodných pro trojdimenzionální měření a měření v těsné blízkosti stěn (např. mezní vrstvy).

Srovnávání předností a nevýhod LDA a L2F je neustále živým tématem v odborných publikacích a na různých vědeckých fórech. Přes některé nesporné přednosti je metoda L2F z ekonomického hlediska v důsledku nízké efektivity měření (dlouhá doba sběru dat při energeticky náročných měřeních) mnohem méně rozšířena než klasická dopplerovská anemometrie (LDA).

Anemometrie L2F nachází uplatnění v těch oblastech měření, kde při použití LDA nastávají vážné komplikace. Jedná se především o měření s extrémně vysokým gradientem rychlosti, kdy je nutné použít částice nepříjemně malé pro LDA, nebo měření v těsné blízkosti stěn, kdy LDA dává příliš nízký odstup signálu od šumu. Podrobnější rozbor funkce a způsob vyhodnocení dat dvojniskovým anemometrem je podán např. v [24], [25].

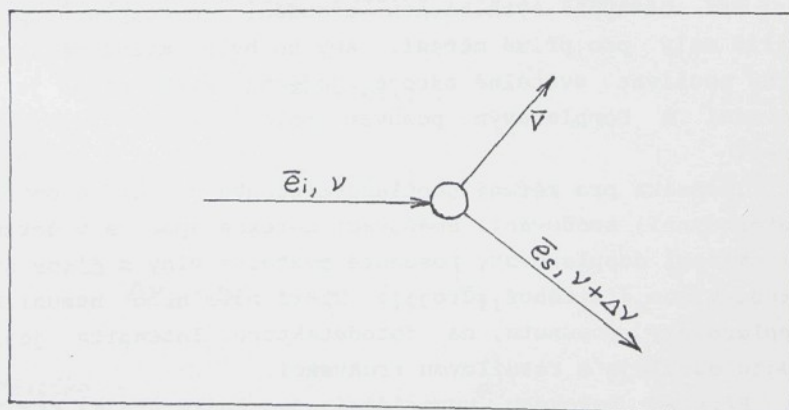
3.3.3 Laserová dopplerovská anemometrie - princip a teorie.

Laserová dopplerovská anemometrie (Laser Doppler Anemometry, nebo Velocimetry - LDA, LDV) založená na využití Dopplerova jevu je nejrozšířenější optickou anemometrickou metodou.

I když Dopplerův jev je znám od poloviny minulého století, rozvoj této metody byl umožněn výrazným pokrokem ve vývoji plynových laserů v šedesátých letech. První aplikace v mechanice tekutin byla popsána Vehem a Cummisem v roce 1964 [26]. Autoři měřili vyvinutý laminární proud vody uvnitř trubky.

LDA měří změnu frekvence světla rozptylovaného částicemi unášenými proměřovaným médiem. Na základě Dopplerova jevu je frekvence světla rozptýleného na částici pohybující se vzhledem ke zdroji změněna o hodnotu, která závisí na rychlosti a geometrii rozptylu. Laserový dopplerovský anemometr tedy neměří přímo rychlost proudící tekutiny, ale rychlosti částic unášených tekutinou.

Na tomto faktu je založen základní princip měření, znázorněný na obr 3.8.



Obr.3.8 Rozptyl světelných vln na částici

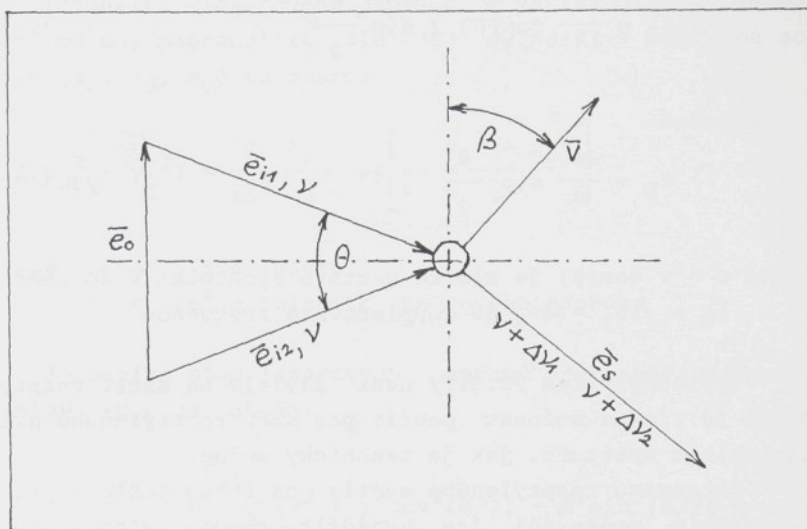
L2F (viz obr.3.7). Při intenzitách turbulence nad 10% dochází k výraznému snížení četnosti dat a při intenzitách turbulence nad 30% nelze L2F používat [23].

Metoda L2F se neustále rozvíjí. Ve snaze omezit základní nedostatek L2F, spočívající v malé četnosti dat, se vyvíjí systém L2F, jehož měřicí body mají tvar elipsoidů. Tato technika je kompromisem mezi vysokou výkonovou hustotou světla v měřicích bodech klasického anemometru L2F a zvětšením cílového prostoru měřicí sondy [23].

Další směr rozvoje anemometrie L2F je zaměřen na vývoj systémů vhodných pro trojdimenzionální měření a měření v těsné blízkosti stěn (např. mezní vrstvy).

Srovnávání předností a nevýhod LDA a L2F je neustále živým tématem v odborných publikacích a na různých vědeckých fórech. Přes některé nesporné přednosti je metoda L2F z ekonomického hlediska v důsledku nízké efektivity měření (dlouhá doba sběru dat při energeticky náročných měřeních) mnohem méně rozšířena než klasická dopplerovská anemometrie (LDA).

Anemometrie L2F nachází uplatnění v těch oblastech měření, kde při použití LDA nastávají vážné komplikace. Jedná se především o měření s extrémně vysokým gradientem rychlosti, kdy je nutné použít částice nepříjemně malé pro LDA, nebo měření v těsné blízkosti stěn, kdy LDA dává příliš nízký odstup signálu od šumu. Podrobnější rozbor funkce a způsob vyhodnocení dat dvojniskovým anemometrem je podán např. v [24], [25].



Obr.3.9 Příklad optického (heterodynního) směšování.

V místě měření se protínají dva laserové paprsky stejné frekvence (z téhož zdroje) a průsečík obou paprsků tvoří optickou sondu. Osvětlovací paprsky dopadají na částici ve směrech jednotkových vektorů $\vec{e}_{i1}$ a $\vec{e}_{i2}$ a rozptýlené světlo je snímáno fotodetektorem umístěným ve směru jednotkového vektoru $\vec{e}_s$. Potom podle rovnice /3.3.1/ platí:

$$\Delta\nu_1 = \frac{\bar{\nu}}{\lambda} (\vec{e}_s - \vec{e}_{i1}) , \quad /3.3.2/$$

$$\text{a} \quad \Delta\nu_2 = \frac{\bar{\nu}}{\lambda} (\vec{e}_s - \vec{e}_{i2}) , \quad /3.3.3/$$

$$\text{odkud} \quad \Delta\nu_1 - \Delta\nu_2 = \frac{\bar{\nu}}{\lambda} (\vec{e}_{i2} - \vec{e}_{i1}) = \frac{\bar{\nu}}{\lambda} \vec{e}_0 , \quad /3.3.4/$$

Protože

$$|(\vec{e}_{i2} - \vec{e}_{i1})| = 2 \sin \frac{\theta}{2} , \quad /3.3.5/$$

Na pohybující se částici dopadají světelné vlnoplochy monochromatického záření ve směru jednotkového vektoru $\vec{e}_i$. Světelné vlnoplochy rozptýlené částicí do směru určeného jednotkovým vektorem $\vec{e}_s$ vykazují Dopplerův frekvenční posuv, vyjádřený rovnicí [27]:

$$\Delta\nu = \frac{n}{\lambda_0} \cdot \vec{v} \cdot (\vec{e}_s - \vec{e}_i) = \frac{\vec{v}}{\lambda} (\vec{e}_s - \vec{e}_i) , \text{ pro } v \ll c \quad /3.3.1/$$

kde $\Delta\nu$... Dopplerův frekvenční posuv,

$\vec{e}_i$... jednotkový vektor ve směru dopadající vlnoplochy,

λ_0 ... vlnová délka světla ve vakuu,

λ ... vlnová délka světla v prostředí obklopujícím částicí,

$\vec{e}_s$... jednotkový vektor ve směru snímání rozptýleného světla,

n ... index lomu prostředí obklopující částicí

Vztah /3.3.1/ platí pro nerelativistické rychlosti. Jestliže se nemění směr dopadajícího světla ani směr snímání rozptýleného světla, potom frekvenční posunutí udává složku rychlosti ve směru $(\vec{e}_s - \vec{e}_i)$.

Při běžných rychlostech proudění je Dopplerův posuv příliš malý pro přímé měření. Aby ho bylo možné měřit, je nutné používat světelné zdroje, jejichž šířka pásma je ve srovnání s Dopplerovým posuvem malá. Takovým zdrojem je laser.

Technika pro měření Dopplerova posuvu se nazývá optické (heterodynní) směřování. Směřovací detekce spočívá v dokonalém smíšení dopplerovsky posunuté světelné vlny s jinou světelnou vlnou (z téhož zdroje), která může nebo nemusí být dopplerovsky posunuta, na fotodetektoru. Intenzita jejich součtu osciluje s rozdílovou frekvencí.

Příklad takového uspořádání je znázorněn na obr.3.9 [28].

Intenzitu laserového paprsku v závislosti na vzdálenosti od osy paprsku lze dle [29] vyjádřit v souřadné soustavě (x_0, y_0, z_0) ve tvaru:

$$I(x_0^2 + y_0^2) = \frac{2}{\pi s^2} \frac{P_L}{2} \exp \left[-2 \frac{x_0^2 + y_0^2}{s^2} \right], \quad /3.3.8/$$

kde P_L je výkon laseru,

s je $1/e^2$ - poloměru laserového paprsku

Intenzita obou laserových paprsků přetransformována do soustavy (x, y, z) pak je:

$$I_1 = \frac{2}{\pi s^2} \frac{P_L}{2} \exp \left[\frac{-2}{s^2} (x^2 + y^2 \cos^2(\theta/2) + z^2 \sin^2(\theta/2) + yz \sin(\theta)) \right] \quad /3.3.9/$$

$$I_2 = \frac{2}{\pi s^2} \frac{P_L}{2} \exp \left[\frac{-2}{s^2} (x^2 + y^2 \cos^2(\theta/2) + z^2 \sin^2(\theta/2) - yz \sin(\theta)) \right]$$

Pro intenzitu laserového záření dopadajícího na částici prolétávající optickou sondou (průsečíkem) ve směru osy y ($x = 0, z = 0$) pak z rovnic /3.3.9/ plyne:

$$I_1 = I_2 = \frac{2}{\pi s^2} \frac{P_L}{2} \exp \left[-2 \frac{y^2 \cos^2(\theta/2)}{s^2} \right], \quad /3.3.10/$$

Intenzitu světla I_S rozptýleného na malé částici do směru (ξ, ϑ) lze vyjádřit ve tvaru:

$$(I_S)_1 = \frac{I_1}{k^2 r^2} G_1(\xi, \vartheta),$$

/3.3.11/

$$(I_S)_2 = \frac{I_2}{k^2 r^2} G_2(\xi, \vartheta),$$

kde r, ξ, ϑ jsou polární souřadnice a k je vlnový vektor

potom
$$f_D = \frac{v}{\lambda} \cos(\beta) \cdot 2 \sin \frac{\theta}{2} \quad , \quad /3.3.6/$$

a konečně

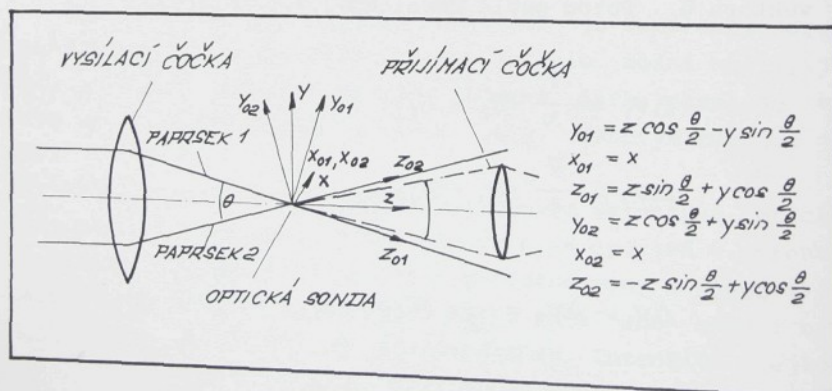
$$f_D = \frac{2u}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \quad , \quad /3.3.7/$$

kde $u = v \cdot \cos(\beta)$ je složka vektoru rychlosti $\vec{v}$ do směru $\vec{e}_0$,
 $f_D = \Delta \nu_1 - \Delta \nu_2$ je dopplerovská frekvence

Výsledný vztah /3.3.7/ není závislý na směru rozptylu. Odtud je zřejmá možnost použít pro sběr rozptýleného světla tak velkou aperturu, jak je technicky možné.

Intenzitu rozptýleného světla na fotodetektoru při heterodyním směšování lze vyjádřit pomocí vlnové teorie světla.

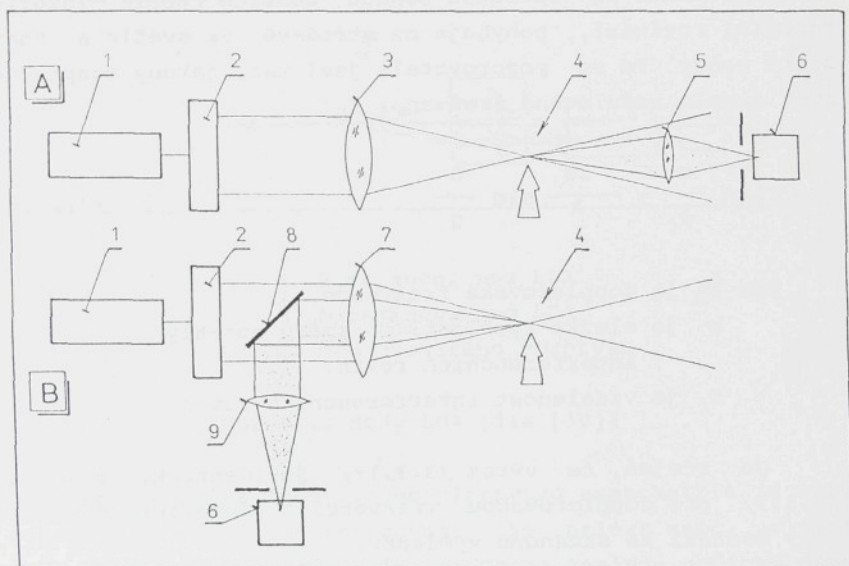
Předpokládejme, že měřicí optická sonda je tvořena průsečíkem dvou laserových paprsků o stejné intenzitě, jak je znázorněno na obr.3.10. Na obr.3.10 jsou vyznačeny dvě souřadnicové soustavy s počátkem v průsečíku paprsků (x, y, z) a (x_0, y_0, z_0) .



Obr.3.10 Typický optický systém LDA

Ze vztahu /3.3.16/ vyplývá, že signál přijímaný detektorem bude oscilovat s dopplerovskou frekvencí f_D a ta je dle /3.3.6/ přímo úměrná rychlosti částice procházející optickou sondou.

Uspořádání vyobrazené na obr.3.10 reprezentuje nejužívanější technickou realizaci LDA, tzv. diferenční mod nebo též systém s dvojitým paprskem ('dual beam'). Ukázka dvou základních technických realizací diferenčního modu LDA je na obr.3.11.



- | | | |
|----------------------|-------------------|---------------------|
| 1. laser | 4. optická sonda | 7. vys/přijim. obj. |
| 2. dělič | 5. přijímací obj. | 8. zrcadlo |
| 3. vysílací objektiv | 6. fotodetektor | 9. přijím. optika |

Obr.3.11 Základní technické realizace diferenčního modu LDA

A. Dopředný rozptyl ('forwardscatter')

B. Zpětný rozptyl ('backscatter')

Funkce $G_1(\xi, \eta)$ a $G_2(\xi, \eta)$ lze vypočítat pomocí Mieovy teorie rozptylu světla [63], [64].

Odpovídající rozptýlené světelné vlny mají tvar:

$$(E_S)_1 = \sqrt{2(I_S)_1} \cos[\omega_1 t + \psi_1] , \quad /3.3.12/$$

$$(E_S)_2 = \sqrt{2(I_S)_2} \cos[\omega_2 t + \psi_2] ,$$

Superpozicí obou vln dostaneme:

$$\begin{aligned} E_S &= (E_S)_1 + (E_S)_2 & /3.3.13/ \\ &= \sqrt{2(I_S)_1} \cos[\omega_1 t + \psi_1] + \sqrt{2(I_S)_2} \cos[\omega_2 t + \psi_2] , \end{aligned}$$

a pro intenzitu ve směru pozorování pak platí:

$$\begin{aligned} I_S &= (E_S)^2 = (\sqrt{2(I_S)_1} \cos[\omega_1 t + \psi_1] + \sqrt{2(I_S)_2} \cos[\omega_2 t + \psi_2])^2 \\ &= 2(I_S)_1 \cos^2[\omega_1 t + \psi_1] + 2(I_S)_2 \cos^2[\omega_2 t + \psi_2] + \\ &\quad + 4\sqrt{(I_S)_1(I_S)_2} \cos[\omega_1 t + \psi_1] \cos[\omega_2 t + \psi_2] , \quad /3.3.14/ \end{aligned}$$

Protože platí ω_1 a $\omega_2 \gg |\omega_1 - \omega_2|$, lze vztah /3.3.14/ zjednodušit tak, aby představoval signál detekovatelný reálnými fotodetektory použitelnými v měřicím systému (doba odezvy detektoru $\tau_d \gg 2\pi/\omega_1$, $2\pi/\omega_2$ a $\tau_d \ll [2\pi/|\omega_1 - \omega_2|]$):

$$I_S = (I_S)_1 + (I_S)_2 + 2\sqrt{(I_S)_1(I_S)_2} \cos[(\omega_1 - \omega_2)t + \psi_1 - \psi_2] , \quad /3.3.15/$$

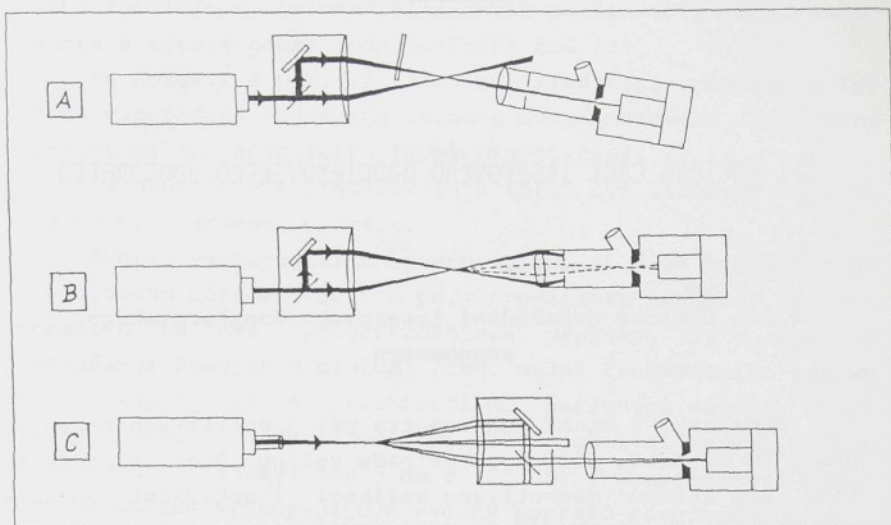
Integrací přes celkový prostorový úhel přijímací apertury, tj. přes Ω , obdržíme detekovaný světelný výkon rozptýlený jednou částicí:

$$P_S = (P_S)_1 + (P_S)_2 + 2 \int_{\Omega} \sqrt{(I_S)_1(I_S)_2} \cos[2\pi f_D + \psi] , \quad /3.3.16/$$

kde $2\pi f_D = (\omega_1 - \omega_2) = 2\pi(\nu_1 - \nu_2)$ a $\psi = \psi_1 - \psi_2$,

$\nu_1 = \nu_0 + \Delta\nu_1$, $\nu_2 = \nu_0 + \Delta\nu_2$,

ν_0 je frekvence laserového světla dopadajícího na částici



- A. Referenční mod LDA
- B. Diferenční mod LDA
- C. Mod dvojitého rozptylu

Obr.3.12 Mody LDA (dle [30])

Problematika laserové dopplerovské anemometrie je velmi rozsáhlá a souhrnné zpracování lze nalézt např. v [26], [27], [32], [33], [34]. Velmi podrobná analýza optické části LDA je uvedena v [31], vliv multimodového režimu rezonátoru laseru na měření vysokých dopplerovských frekvencí je analyzován v [35].

Diferenční mod LDA lze popsat též velmi názorným tzv. interferenčním modelem. Při protínání dvou koherentních světelných svazků stejné intenzity vzniká v místě křížení systém paralelních interferenčních rovin (viz. obr.3.7 kap.3.3.2, obr.4.3 kap.4.1.2). Lze odvodit (odvození je uvedeno v Písemné práci k odborné kandidátské zkoušce [67]), že vzdálenost sousedních interferenčních rovin d_f je rovna:

$$d_f = \frac{\lambda}{2\sin(\theta/2)} \quad , \quad /3.3.17/$$

Prolétává-li optickou sondou částice napříč interferenčními rovinami, pohybuje se střídavě ve světlé a tmavé části sondy. To se pozorovateli jeví tak, jakoby rozptýlené světlo bylo modulováno frekvencí f_D :

$$f_D = \frac{u}{d_f} = \frac{2u}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \quad , \quad /3.3.18/$$

kde f_D je dopplerovská frekvence,

u je složka rychlosti do směru normály
interferenčních rovin,

d_f je vzdálenost interferenčních rovin

Je zřejmé, že výraz /3.3.18/ je identický s výrazem /3.3.7/ pro dopplerovskou frekvenci a interferenční model tedy dochází ke shodnému výsledku.

Existují i jiné matematické modely laserového dopplerovského anemometru, které popisují děje při průletu částice optickou sondou. Jejich popis lze nalézt např. v [26], [27].

Kromě diferenčního modu LDA existují v závislosti na způsobu heterodynního směšování i jiná geometrická uspořádání laserových dopplerovských anemometrů. Na obr.3.12 jsou znázorněny tři nejužívanější mody LDA. Ve všech třech uvedených modech je dopplerovská frekvence dána týž vztahem, vyjádřeným v rovnici /3.3.7/.

TEM₀₀ (vhodné pro LDA). Pro bezchybná měření vysokých rychlostí, kdy dopplerovská frekvence je vyšší než 75 MHz, je nutné speciálním etalonem eliminovat multimódový režim rezonátoru a vybrat pouze jeden axiální mod [35].

Na Obr.4.1 a Obr.4.2 jsou pro ilustraci znázorněna typická uspořádání jednokanálového a dvoukanálového laserového dopplerovského anemometru firmy DANTEC [36].

Dvoukanálový systém dovoluje měřit dvě složky rychlosti s využitím barevné separace.

Světlo vystupující z laseru prochází přes kolimátor do hranolového děliče. Zde je polychromatický laserový paprsek rozdělen na dva polychromatické paprsky. Tyto paprsky procházejí Braggovou buňkou (tzv. modul frekvenčního posuvu - viz kap.4.1.3), a přicházejí do barevných děličů, které každý z paprsků rozdělí do dvou, které se liší barvou světla (pro argonový laser: 514.5 nm a 488 nm) i energetickým obsahem. Z děličů vystupují dva svazky paprsků rovnoběžné s osou systému. Tyto paprsky přicházejí přes expandér do vysílacího/přijímacího objektivu, který je soustřeďuje do ohniska. Zde se paprsky protínají a zároveň - při správné kolimaci - se zde i zužují do nejtenčího průřezu ("sedla"). Tak vzniká optická sonda popsaná v kapitole 4.1.2. Optická sonda je tvořena společným průsečíkem dvou dvojic laserových paprsků o různých barvách. Stejnobarevné paprsky spolu vzájemně interferují a tvoří tak dva systémy interferenčních rovin, skloněných navzájem pod úhlem rovným úhlu protínání rovin, v nichž leží paprsky stejných barev. To umožňuje nezávislé měření dvou složek rychlosti ve stejném okamžiku.

Přijímací část optiky je tvořena opět vysílacím/přijímacím objektivem, který světlo rozptýlené na stopovacích částicích přivádí na barevný dělič. Barevný dělič rozdělí přiváděné světlo na dva svazky o vlnových délkách původních vysílacích paprsků. Tím došlo k rozdělení signálu podle barev do dvou kanálů snímáných samostatně pomocí dvou shodných snímacích systémů. Tyto snímací systémy jsou tvořeny objektivem soustřeďujícím snímané světlo přes barevný filtr na fotonásobič.

4. Laserový dopplerovský anemometr

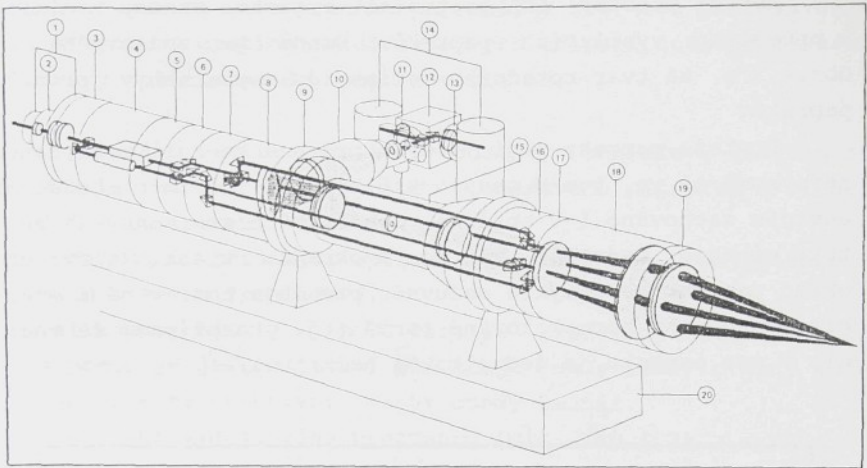
4.1 Optická část laserového dopplerovského anemometru

4.1.1 Optické uspořádání laserového dopplerovského anemometru.

Podmínky, v nichž anemometry při jednotlivých měřeních pracují, se často případ od případu velice různí a proto se liší pro každou jednotlivou aplikaci i optimální optická sestava. To je důvod, proč většina výrobců anemometrů dodává tyto přístroje jako stavebnice s modulární koncepcí.

V současné době je nejrozšířenější laserový dopplerovský anemometr pracující v diferenčním modu, který je dodáván v různých provedeních předními výrobci (firmy: TSI (USA), DANTEC (Dánsko)). Nejuniverzálnější konfigurací je LDA se zpětným rozptylem. Tento typ přístroje má oproti přístrojům využívajícím dopředný rozptyl výhodu v možnosti měřit i tehdy, je-li zkoumaný měřicí prostor přístupný pouze z jedné strany (např. měření u stěny).

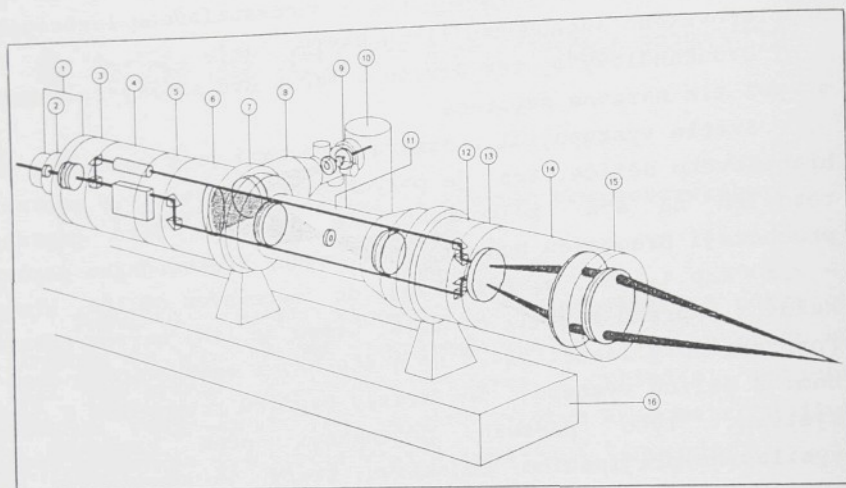
Protože zpětný rozptyl světla má asi o dva řády nižší intenzitu než dopředný rozptyl, je třeba použít výkonový laser. Kvalitní a spolehlivě pracující laser je základem každého laserového anemometru. Z výkonových laserů se téměř výhradně používá laser argonový. Argonový laser dává dostatečný výkon (nad 300 mW) pro vlnové délky 514.5 nm a 488 nm, které leží v optimálním pásmu fotonásobiče. Možnost současného získání dvou barev se využívá k oddělenému měření složek rychlosti. Tento typ laseru má dostatečnou koherentní délku a spolehlivě pracuje v příčném modu



Obr. 4.2 LDA - Schéma dvoukanalového komerčního přístroje s barevnou separací firmy DANTEC (dle [36])

- | | |
|-----------------------------|-------------------------------------|
| 1. kryt vstupní části | 11. interferenční filtr
514.5 nm |
| 2. kolimátor | 12. barevný dělič |
| 3. hranolový dělič | 13. iterferenční filtr
488 nm |
| 4. Braggova buňka | 14. fotonásobič |
| 5. hranolový barevný dělič | 15. clona |
| 6. modul přemístění paprsků | 16. modul přemístění
paprsků |
| 7. hranolový barevný dělič | 17. držák objektivu |
| 8. modul zpětného rozptylu | 18. expandér paprsků |
| 9. držák | 19. vysíl/přijím. objektiv |
| 10. optika fotonásobiče | 20. zákl.deska |

Signál z fotonásobiče je pak zpracováván paralelně dvěma elektronickými vyhodnocovacími systémy a výsledky jsou předávány řídícímu počítači k vyhodnocení.



Obr.4.1 LDA - Schéma jednokanálového komerčního laserového dopplerovského anemometru firmy DANTEC (dle [36]).

- | | |
|-----------------------------|------------------------------|
| 1. kryt vstupní části | 9. interferenční filtr |
| 2. kolimátor | 10. fotonásobič |
| 3. hranolový dělič | 11. clona |
| 4. Braggova buňka | 12. modul přemístění paprsků |
| 5. modul přemístění paprsků | 13. držák objektivu |
| 6. sekce zpětného rozptylu | 14. expandér paprsků |
| 7. držák | 15. vysíl/přijím. objektiv |
| 8. optika fotonásobiče | 16. základ. deska |

Podle stejného zákona je rozdělen i jas interferenčních proužků v sondě. Z toho plyne, že za optickou sondu lze považovat jen tu část průniku paprsků, v níž jsou prolétávající stopovací částice "viditelné" pro snímací optický systém. Rozměry optické sondy, jsou závislé na:

- Uspořádání vysílací optické soustavy (ohnisková vzdálenost vysílacího objektivu, průměr laserového paprsku) a vlnové délce laserového světla.
- Uspořádání přijímací optické soustavy (tj. jejím zorném úhlu a směru "pohledu").
- Velikosti částic - malé částice rozptylují méně světla a proto je jejich signál při kraji sondy slabý a není snímán. Tím se efektivní rozměr sondy zmenší.
- Nastavení signálového procesoru (viz. kap.4.2).

Typické rozměry optické sondy se v podélném směru pohybují v desetinách milimetru až milimetrech, ve směru příčném se blíží fokusovanému průměru paprsku (setiny až desetiny mm).

4.1.3 Frekvenční posuv

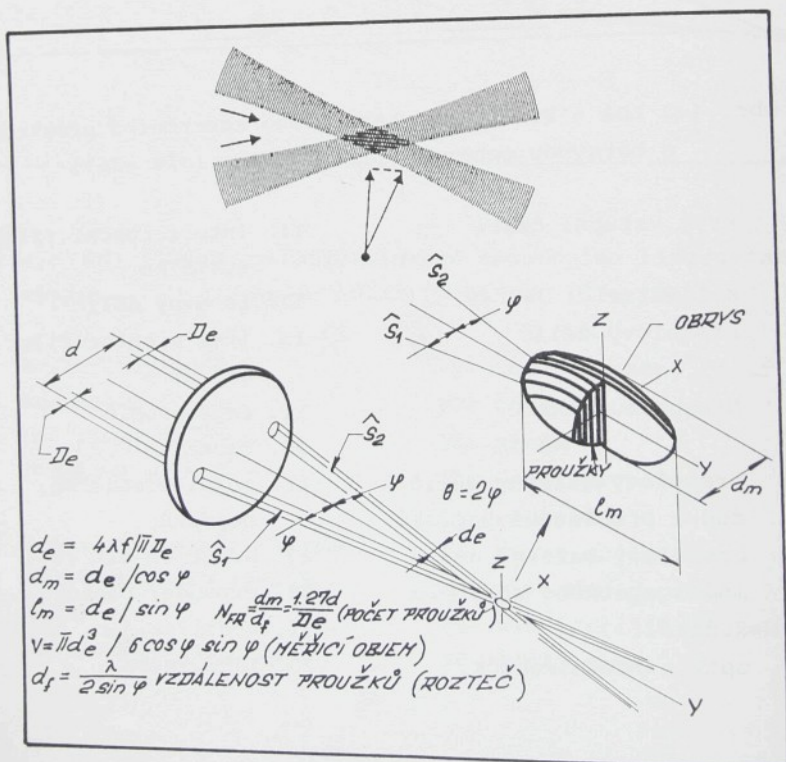
Jak bylo vysvětleno v kap.3.3.3 rovnice pro vyhodnocení dopplerovské frekvence obsahuje pouze velikost složky rychlosti. To znamená, že LDA je schopen vyhodnocovat složku rychlosti pouze co do velikosti a nikoliv co do orientace. Proto je v případech, kdy není jednoznačně známá orientace rychlosti, nutné použít tzv. frekvenční posuv. Jedná se o takovou transformaci, při níž nulová rychlost neodpovídá nulové frekvenci, ale nějaké dané frekvenci posuvu.

Princip frekvenčního posuvu spočívá v posunutí frekvence světla jednoho vysílacího svazku o jistou hodnotu oproti druhému svazku. To má za následek "pohyb" interferenčních rovin (proužků) v optické sondě jedním směrem.

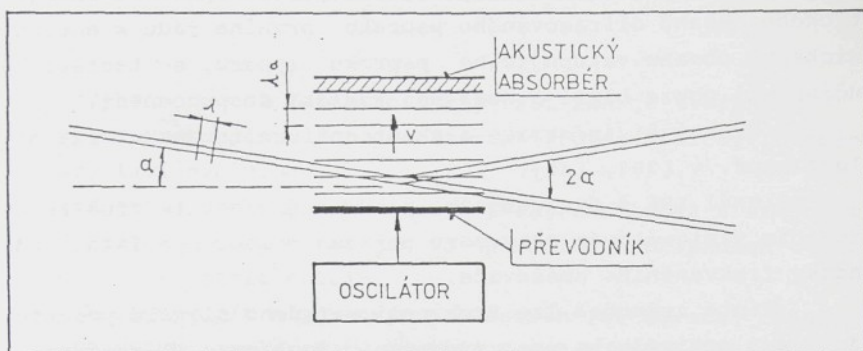
4.1.2 Optická sonda LDA

Měřicí prostor LDA je tvořen optickou sondou vzniklou v průsečíku vysílacích paprsků. Sonda je znázorněna na Obr.4.3 a má tvar rotačního elipsoidu vepsaného v průniku paprsků.

Protože paprsky mají ve svém průřezu energii rozloženou nerovnoměrně ve tvaru gaussovské křivky, je toto rozdělení energie zachováno i v optické sondě. V centru sondy je hustota energie nejvyšší, zatímco k okrajům klesá. Za fyzický okraj paprsku se obvykle smluvně označuje bod, v němž energie dosahuje v normalizované formě (tj. pro případ, že energie v ose paprsku je jednotková) hodnotu $1/e^2$.



Obr.4.3 Optická sonda LDA



Obr.4.5 Schéma Braggovy buňky

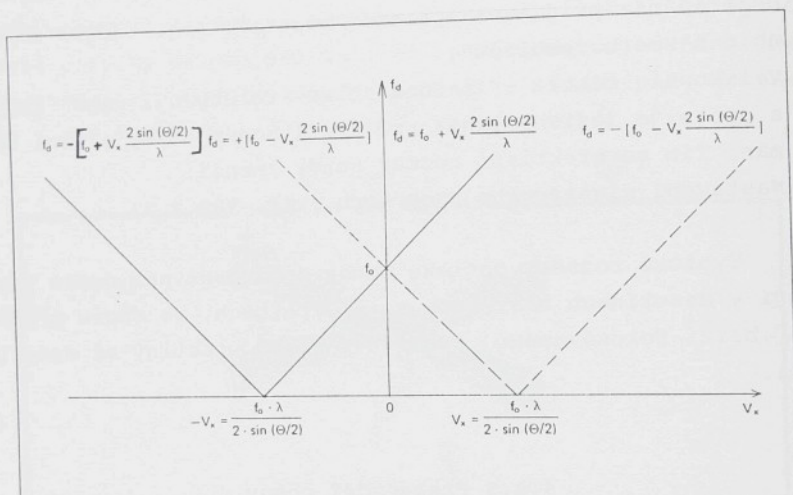
Při akustooptické interakci musí být splněna podmínka tzv. fázového synchronismu [38]. Tu matematicky vyjadřuje vztah (pro malé α):

$$\sin \alpha \approx \alpha = \lambda / 2 \lambda_a$$

kde λ je vlnová délka světla
 λ_a je vlnová délka akustické vlny
 v je rychlost šíření akust. vlny

Mediem (sklem) Braggovy buňky se od budiče (oscilátor - převodník) šíří rychlostí v akustická vlna o vlnové délce λ_a , která je na protilehlé straně pohlcována absorbérem. Tato akustická vlna vyvolává analogickou vlnu indexu lomu a ta působí jako difrakční mřížka, jejíž mřížková konstanta je rovná délce akustické vlny. Jestliže na tuto mřížku dopadá pod malým úhlem laserový paprsek, dochází k jeho difrakci na mřížce a k odchýlení od původního směru o úhel 2α - tzv. maximum prvního řádu (viz. obr.4.5). Zároveň je výstupní odchýlený svazek frekvenčně posunut o frekvenci budiče oproti původnímu svazku vstupnímu. Pokud světlo dopadá na mřížku pod úhlem α , je dosaženo maximální účinnosti jevu.

Pohybuje-li se částice ve směru pohybu interferenčních proužků, je výsledná generovaná frekvence f_d dána rozdílem frekvence posuvu f_0 a frekvence, již by částice generovala v případě klidu interferenčních proužků. V případě opačného směru pohybu částice bude výsledná frekvence rovna jejich součtu. Jedná se tedy o statickou superpozici nulové dopplerovské frekvence viz. obr.4.4.



Obr.4.4 Frekvenční posuv

V současné době se pro frekvenční posuv v laserové anemometrii využívá téměř výhradně Braggova buňka. Braggova buňka je akusticko-optický modulátor, který využívá interakce světla a ultrazvuku vysoké frekvence (obvykle kolem 40 MHz) v průhledném médiu (zpravidla sklu). Tento jev byl poprvé předpovězen Brillouinem v r. 1922, ale protože difrakce světla matematickým popisem silně připomíná rozptyl rentgenových paprsků v krystalech objevený Braggem, nazývá se tento modulátor jeho jménem.

Schéma Braggovy buňky je znázorněno na obr.1.5 [37].

4.2 Vyhodnocovací část laserového dopplerovského anemometru

Vyhodnocovací (elektronická) část LDA je tvořena:

- vysokofrekvenčním fotodetektořem (fotonásobiče, fotodiody, lavinové diody)
- jednotkou frekvenčního posuvu (Braggova buňka a směšovací jednotka; používá se jen ve speciálních případech uvedených v kapitole 4.1.3)
- vyhodnocovacím signálovým procesorem (sledovače, čítačové procesory, analyzátory spektra dopplerovského vzryvu)
- počítačem pro zpracování a vyhodnocení naměřených dat (nejčastěji PC/AT se spec. kartou rozhraní - interface)

4.2.1 Signál LDA

Pro správnou volbu a nastavení vyhodnocovacího řetězce je podstatná kvalita optického dopplerovského signálu.

Optický dopplerovský signál je snímán kvalitními vysokofrekvenčními detektory s nízkým šumem. Nejčastěji se používají fotonásobiče, v některých případech fotodiody. Hlavními kritérii jejich výběru je kvantová účinnost, proudové zesílení, frekvenční charakteristika a vlastní šum.

Výsledkem odezvy fotonásobiče na optický dopplerovský signál je proudový vzrýv (puls), ve kterém je obsažena informace o měřené rychlosti. Kromě informace o dopplerovské frekvenci obsahuje reálný signál na výstupu fotonásobiče i šum. Celkový šum je tvořen třemi základními složkami:

- Vnitřním šumem fotonásobiče, který souvisí s procesem fotodetekce. Interakce světelného signálu s fotokatodou je jako každý kvantový proces zdrojem náhodných fluktuací vytvářejících šum.
- Elektronický šum vzniklý v řetězu dynod fotonásobiče.
- Optický šum, který vznikl v měřicím prostoru a nesouvisí přímo s měřeným dějem. Jedná se např. o odrazy od stěn, průzorů, záření pozadí atd.)

Praktická účinnost Braggovy buňky, daná poměrem energetického obsahu difragovaného paprsku prvního řádu k energetickému obsahu vstupujícího paprsku laseru, se teoretické účinnosti pouze blíží a není ani zdaleka stoprocentní.

Podrobnější informace o akustooptické interakci lze nalézt např. v [39], [40].

Signál LDA s frekvenčním posuvem je obvykle před zpracováním v signálovém procesoru upraven pomocí speciální jednotky frekvenčního směšovače.

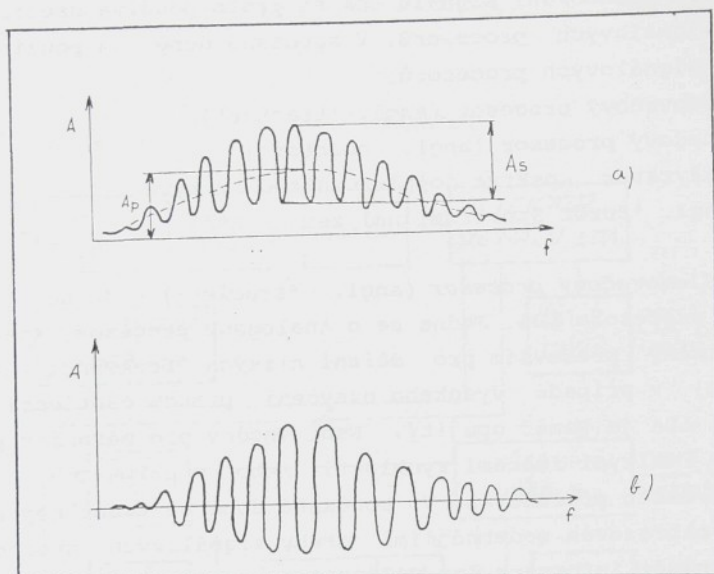
Tímto způsobem lze frekvenci měřeného signálu posunout do pásma optimálního pro zpracování signálovým procesorem.

Výhody použití frekvenčního posuvu:

- Frekvenční posuv umožňuje měření s určením smyslu měřené složky rychlosti.
- Frekvenční posuv dovoluje posunout měřenou frekvenci do pásma, optimálního pro danou vyhodnocovací metodu.
- Pomocí frekvenčního posuvu je možné snížit dopplerovskou frekvenci
- Frekvenční posuv dovoluje efektivní odstranění nosné složky dopplerovského signálu - anglicky 'pedestal' (viz. kap. 4.2.1).
- V některých případech dovoluje frekvenční posuv zlepšit statistiku vyhodnocení signálu vzhledem k počtu dopplerovských cyklů požadovaných signálovým procesorem (viz. kap. 4.2.2). Např. při měření v proudech s vysokou turbulentencí lze získat statisticky věrohodnější výsledky.

Nevýhody frekvenčního posuvu:

- Elektronika směšování frekvencí frekvenčního posuvu vnáší do signálu značný šum a tím se snižuje výsledný odstup signálu od šumu.
- Protože účinnost Braggovy buňky není stoprocentní, tzn. že na ni dochází k energetickým ztrátám, dochází ke snížení využitelného výkonu laserového záření.
- Sestava laserového dopplerovského anemometru s Braggovou buňkou je náročnější na seřízení.



Obr.4.6 Signál LDA

a. signál fotonásobiče

b. signál po pásmové filtraci

Na závěr lze shrnout následující základní vlastnosti signálu LDA:

- Nespojitosť (signál se objevuje pouze po průletu stopovací částice optickou sondou)
- Vysoká frekvence (jednotky až desítky i stovky MHz)
- Krátká doba výskytu
- Proměnná amplituda
- Signál obsahuje šum

4.2.2 Procesory LDA

Z výčtu specifických vlastností signálu LDA (zejména jeho nespojitosť) vyplývá, že pro jeho vyhodnocování nejsou příliš vhodné univerzální přístroje používané k měření frekvencí v elektrotechnice.

Odstup signálu od šumu je základním problémem měření LDA a bezprostředně se týká metodiky měření LDA. Šumové poměry lze upravit např. vhodnou volbou výkonu laseru, výběrem částic, sycením proudu částicemi, optickou konfigurací, pásmovou filtrací signálu, různými úpravami měřeného objektu a pod. Odstup signálu od šumu lze ovlivnit i volbou signálového procesoru a způsobem zpracování signálu.

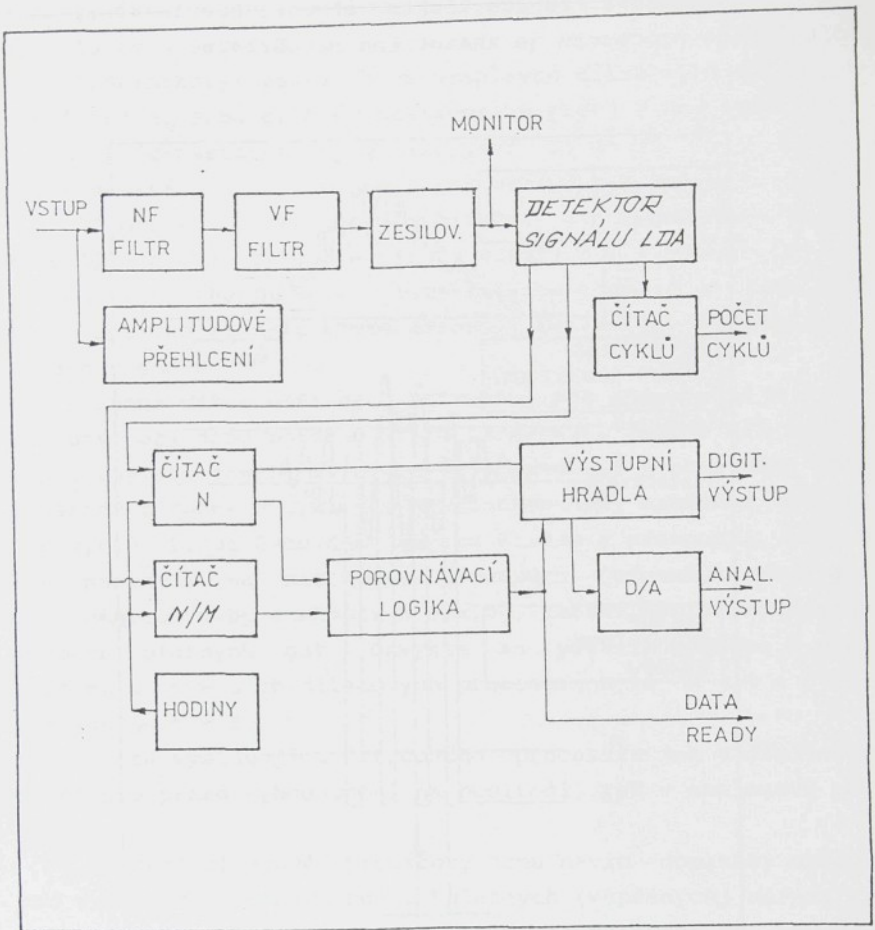
Na obr.4.6 je zobrazen typický průběh signálu LDA vytvořený průletem částice přes optickou sondu.

Tvar dopplerovského signálu je dán rozložením intenzity světla v interferenčním poli optické sondy, kterou prolétává částice. Obálka časového průběhu amplitudy signálu má tvar Gaussovy křivky, což odpovídá rozložení intenzity světla v laserových paprscích tvořících optickou sondu.. Interferenční mřížka optické sondy není nikdy promodulována až k nulové hodnotě (v minimech není "úplná tma"). To je hlavní příčinou, proč ani minimální výchylky signálu nedosahují k nulové hodnotě. Ze stejných důvodů je na signál nasuperponována stejnosměrná "základna" (angl. 'pedestal') s vrcholem amplitudy A_p , jak je ukázáno na obr.4.6 a.

Maximální rozkmit signálu LDA na obr.4.6 je A_s a jeho frekvence je úměrná rychlosti částice prolétávající přes interferenční oblast optické sondy.

Poměr $1/2.(A_s/A_p)$ se definuje jako viditelnost dopplerovského signálu a reprezentuje jeho kvalitu (promodulování). Viditelnost obecně závisí na velikosti částic a jejich optických vlastnostech, na polarizaci protínajících se světelných vln, úhlu křížení, poměru světelných intenzit a konečně i na poloze přijímací optiky.

Při vyhodnocování dopplerovského signálu by mohla přítomnost Gaussové základny ('pedestal') vést k výsledkům systematicky odchýleným k nižším hodnotám, a proto se odstraňuje zpravidla frekvenční filtrací. Výsledný signál po filtraci je znázorněn na obr.4.6 b.



Obr. 4.7 Schéma čítačového procesoru LDA.

ni filtr tak, aby odstranil nízkofrekvenční "základnu" - 'pedestal' (viz kap. 4.2.1), a vysokofrekvenční filtr omezuje nežádoucí šum.

Filtrovaný a vhodně zesílený signál se přivádí na speciální spouštěcí obvody (tzv. detektor signálu LDA), kde se sinusový signál o proměnné amplitudě převede na signál obdélníkový.

Pro zpracování signálu LDA se proto používá speciálních tzv. signálových procesorů. V současné době se používají 3 druhy signálových procesorů:

- Sledovačový procesor (angl. 'tracker')
- Čítačový procesor (angl. 'counter')
- Analyzátor spektra dopplerovského vzryvu (angl. 'Burst Spectrum Analyzer' - BSA)

Sledovačový procesor (angl. 'tracker') - je nejstarším typem procesoru LDA. Jedná se o analogový procesor, který je využitelný především pro měření nízkých frekvencí (cca do 20 MHz) v případě vysokého nasycení proudu částicemi, kdy signál LDA je téměř spojitý. Není vhodný pro měření v proudech s velkými změnami rychlosti nebo v případech, kdy je signál často přerušován. V současné době se téměř nepoužívá a je nahrazován modernějšími druhy signálových procesorů. Podrobnější informace lze nalézt např. v [41].

Čítačový procesor (angl. 'Counter') je digitální přístroj založený na principu měření času potřebného na proběhnutí zadaného počtu cyklů dopplerovské frekvence. Přístroj vyhodnocuje platná data pouze v případě, že byla překročena určitá, předem nastavená úroveň signálu a je tedy uzpůsoben pro zpracování nespojitého signálu. Kvalitní čítačové procesory dokáží měřit dopplerovské frekvence až do 200 MHz (v reálných podmínkách měření signálu LDA je tato hranice poněkud nižší - cca 140 MHz).

Funkce čítačového procesoru je podrobně vysvětlena např. v [25], [42], [43].

Na obr.4.7 je znázorněno zjednodušené schéma čítačového procesoru.

Vstupní signál nesoucí dopplerovskou frekvenci, je přiváděn přes nastavitelné vysokofrekvenční a nízkofrekvenční filtry na zesilovač s nastavitelným zesílením.

Čítačový procesor nemá žádné "záchytné pásmo" a proto může být zachycen jakýkoliv signál, který leží v jeho frekvenčním rozsahu. Z těchto důvodů se nastavuje nízkofrekvenč-

nikový signál, jehož perioda je rovná periodě dopplerovského signálu (viz obr.4.8.).

Obdélníkovým signálem je hradlován čítač čítající frekvenci hodin. Doba průběhu nastaveného počtu N dopplerovských cyklů (N je nastavitelný v násobcích $2: 2^1$ až 2^7) je úměrná počtu načítaných hodinových pulsů mezi N hradlovacími pulsy.

Z obr.4.7 je zřejmé, že čítačový procesor obsahuje takové čítače dva. Tyto dva čítače slouží k potlačení těch rušivých vlivů (např. šumu, interference signálů od více částic v optické sondě), které narušují periodičnost vyhodnocovaného signálu.

Jeden čítač měří dobu potřebnou pro proběhnutí N cyklů a druhý měří dobu potřebnou pro proběhnutí obecně N/M cyklů. V porovnávací logice (viz Obr.4.7) dochází k porovnání doby naměřené čítačem N cyklů s M -násobkem doby naměřené čítačem N/M cyklů. Pokud tyto doby nejsou shodné s přesností, kterou lze nastavit na čítačovém procesoru (přesnost se uvádí v procentech doby uběhnutí N cyklů), měření není zahrnuto do souboru platných dat. Obvykle se používá hodnota $N = 8$, přičemž u starších čítačových procesorů bylo $M = 4$ a u novějších je $M = 5$.

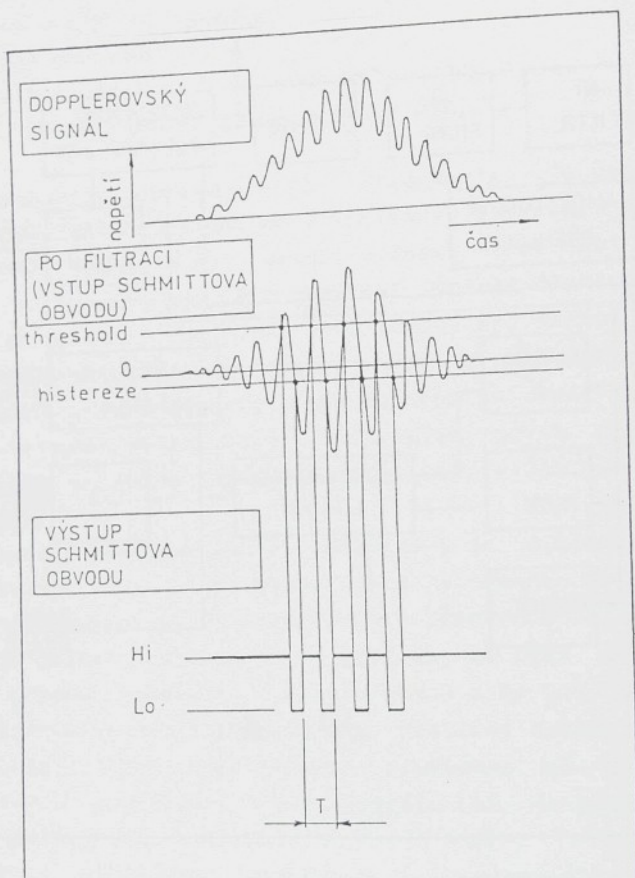
Data vystupují z čítačového procesoru jak v digitální formě pro přímé vyhodnocení na počítači, tak v analogové podobě.

Některé čítačové procesory jsou navíc doplněny obvody pro vyhodnocení poměru počtu platných (úspěšných) měření ke všem měřením, která byla započata. Tento poměr se obvykle označuje DV - 'data validated' a jeho velikost je mírou úspěšnosti měření.

Čítačové procesory dovolují měřit různé nespojitě děje, u kterých dochází k velkým změnám rychlosti. Ve srovnání s jinými druhy signálových procesorů mohou měřit nejvyšší dopplerovské frekvence (100 - 200 MHz). Problémy nastávají při měření signálů s malým poměrem signálu k šumu.

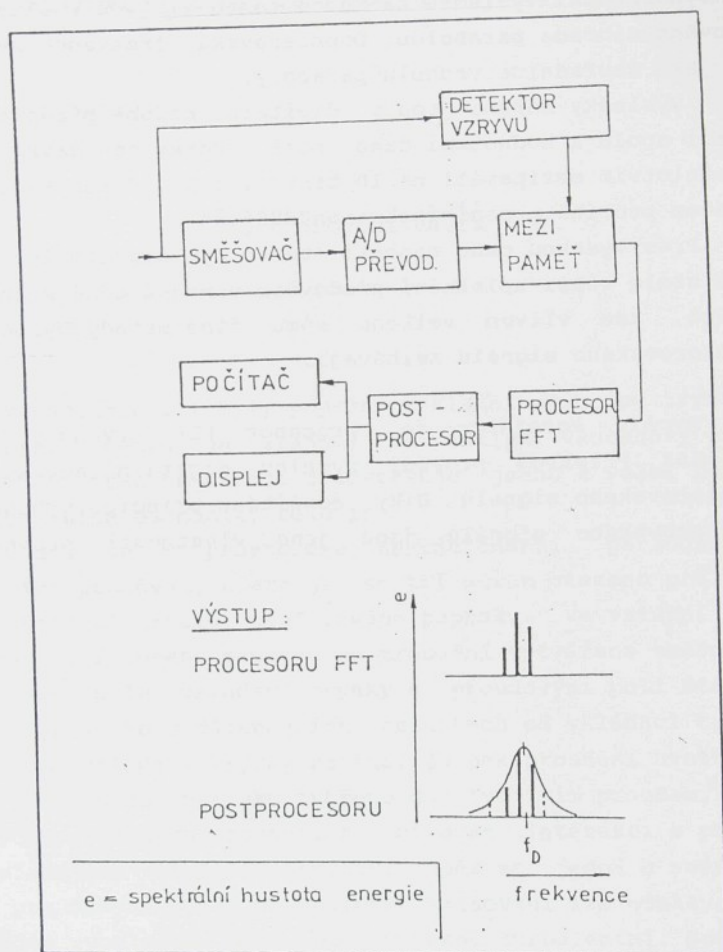
V současné době jsou čítačové procesory vzhledem k širokým aplikačním možnostem a cenovým relacím nejužívanějším typem signálového procesoru.

Zjednodušená funkce těchto obvodů, které tvoří jádro čítačového procesoru je znázorněna na obr.4.8.



Obr 4.8 Funkce detektoru signálu LDA v čítačovém procesoru.
(dle [44])

Základem je Schmittův obvod, na jehož vstup je přiveden filtrovaný dopplerovský signál. Když vstupní signál překročí úroveň spouště ('threshold'), objeví se na výstupu nízká úroveň (Lo). Klesne-li signál pod úroveň histereze, na výstupu se nastaví vysoká úroveň (Hi). Tímto způsobem vznikne obděl-



Obr.4.9 Schéma analyzátoru spektra dopplerovského vzryvu LDA (BSA).

Pro dosažení vyšší přesnosti měření je používáno tzv. metody doplňování nul [45], čímž se zdvojnásobí počet vzorků frekvence na výstupu procesoru FFT. Protože získané spektrum

Analyzátor spektra dopplerovského vzryvu (angl. 'Burst Spectrum Analyzer' - BSA) je přístroj pro rychlou analýzu krátkodobých dějů. Přístroj vyrábí špičkový výrobce anemometrů dánská firma DANTEC. Z funkčního hlediska se jedná o nejmodernější druh signálového procesoru. Podle údajů výrobce [45] nemá BSA z aplikačního hlediska žádné omezení kromě frekvenčního pásma od 122 Hz do 80 MHz (od r.1991 je nabízen model s horní hranicí 120 MHz). Základní výhodou BSA je, že dokáže měřit i při extrémně nízkém odstupu signálu od šumu, kdy čítačové procesory již selhávají.

Princip přístroje spočívá v aplikaci rychlé Fourierovy transformace na dopplerovský signál. Schéma přístroje je na obr.4.9.

Vstupní signál je po průchodu pásmovou propustí přiveden do jednotky směšovače, kde je signál elektronicky směšován s přednastavenou střední frekvencí a tím posunut do pásma, v němž pracuje digitalizátor. Rychlým A/D převodníkem je signál digitalizován a výsledek digitalizace se ukládá do mezipaměti. Zároveň je signál zpracováván ve druhé vyhodnocovací větvi, v tzv. detektoru vzryvu, jehož úkolem je rozhodnout, zda signál má charakter dopplerovského vzryvu. Navzorkovaný signál v mezipaměti je potom zpracováván speciálním procesorem FFT, který provádí (hardwarově) diskrétní Fourierovu transformaci. Výkonové spektrum je vypočteno podle vzorce:

$$S_k = \left[\sum_{n=0}^{N-1} x_n \exp(-j \cdot \frac{2\pi kn}{2N}) \right]^2 \quad /4.2.1/$$

$$k = -N, -N+1, -N+2, \dots, N-1$$

kde S_k je k-tá energetická hustota

x_n je digitalizovaná hodnota n-tého časového vzorku

N je počet vzorků v mezipaměti (8,16,32,64).

5. Návrh a řešení experimentální metodiky měření vzduchového prohozu na tkacím stroji metodou LDA.

5.1 Stanovení úkolů

V kapitole 1.1 byly popsány základní principy tryskového tkání. Odtud je zřejmé, že aktivní vzduchový prohoz tryskového tkacího stroje představuje jednu z velmi komplikovaných úloh mechaniky tekutin.

Jedná se o prostorové, nestacionární, periodicky se opakující proudění, které je ze tří stran omezeno průlinčitými stěnami kanálu profilového paprsku. Ve vstupní části tkacího profilového paprsku je proudění vytvářeno směřováním proudového pole vkladací trysky s proudovými poli štafetových trysek. Ve vzdálenějších oblastech od vkladací trysky, kde proud vkladací trysky zaniká, je pak proudění uvnitř kanálu profilového paprsku tvořeno doznívajícím proudem, který je v pravidelných roztečích posilován interakcí s proudem z následující štafetové trysky. Opět se jedná o směřování dvou proudových polí. V důsledku směřování lze očekávat, že výsledné rychlostní pole bude výrazně turbulentní. Současně je třeba počítat s oblastmi s výraznými gradienty rychlosti napříč proudem, jehož malé příčné rozměry cca 6 x 6 mm jsou vymezeny rozměry kanálu profilového paprsku. Také rozsah rychlostí je velmi široký a pohybuje se od desítek m/s až po transsonické proudění na ústí vkladací trysky.

Obecně vede studium proudových polí vzduchového prohozu k měření nestacionárních periodických proudění. Současně je nutné provádět měření i blízko stěny kanálu profilového tka-

je čárové (jsou v něm na některých frekvencích mezery), je při vyhodnocení výsledku na každé takto získané spektrum aplikována náhrada parabolou. Dopplerovská frekvence se vypočte jako souřadnice vrcholu paraboly.

Výsledky měření jsou v digitální podobě předávány počítači spolu s hodnotami času mezi vzorky po dávkách prostřednictvím mezipaměti na 10 tisíc vzorků. Komunikace s počítačem probíhá pomocí rozhraní IEEE-488.

Přes vysokou cenu nachází tento typ signálového procesoru stále větší uplatnění především v nejnáročnějších aplikacích, kde vlivem velkého šumu jiné metody vyhodnocení dopplerovského signálu selhávají.

Rychlý korelátor je procesor LDA vyvinutý firmou TSI [46]. Přístroj provádí rychlou digitální autokorelaci dopplerovského signálu. Díky použitému principu vyhodnocení dopplerovského signálu jsou jeho vlastnosti srovnatelné s BSA.

- směšování proudů
- vysoká turbulence
- měření blízko stěny kanálu

Tlakové sondy (viz kap. 3.1) vyhovují pro tento případ s následujícími omezeními:

- i miniaturní sondy narušují proud uvnitř kanálu profilového paprsku (malé příčné rozměry měřeného proudu)
- měření jednotlivých složek prostorového proudění je velmi problematické a nepřesné (vliv úhlu náběhu na přesnost měření)
- velké příčné gradienty způsobují odchylky měřené rychlosti
- vysoká turbulence způsobená směšováním proudů může vést k velkým chybám, které lze obtížně korigovat
- transsonické rychlosti předpokládají použití komplikovaných výpočetních vztahů pro stlačitelnou kapalinu; sondy pro tento případ je nezbytné kalibrovat na speciálních kalibračních tunelech s poměrně nejistým výsledkem (chybí znalost srovnatelných podmínek)

Obecně je nutné vybírat konstrukčně vhodné miniaturní tlakové sondy a provádět jejich kalibraci s přihlédnutím k charakteru proudění v proměřované oblasti. Běžně používané vyhodnocení rychlosti z celkového tlaku podle elementárního nekorigovaného vztahu ($p_0 - p_s = 1/2 \rho w^2$, viz kap. 3.1) může v některých proměřovaných oblastech (podle charakteru proudění) vést k rozumným výsledkům a v jiných k hrubým chybám.

Anemometr se žhaveným drátkem (viz kap. 3.2) vyhovuje s následujícími omezeními:

- sonda anemometru se žhaveným drátkem narušuje proudění uvnitř kanálu profilového paprsku
- měření složek rychlostí prostorového proudění vyžaduje speciální sondy (např. X - sondy)
- vysoce turbulentní proudění je nutné měřit speciálně ka-

ciho paprsku, protože v této oblasti se za normálních okolností pohybuje prohazovaný útek.

Experimentální metodika měření vzduchového prohozu popsaná v této práci byla navržena pro měření stacionárních rychlostních polí ve směru prohozu. Toto zjednodušení nebylo vynuceno pouze nedostupností vhodného technického vybavení, ale má i své reálné opodstatnění.

Při prohozu útkové nitě kanálem profilového paprsku jsou ventily jednotlivých sekcí štafetových trysek časově řízeny. Časování je přitom nastaveno tak, že se sekce štafetových trysek zapínají postupně a s předstihem tak, že prohazovaná útková nit vstupuje do již 'rozběhnutého' (vytvořeného) proudového pole. V tomto případě lze rychlostní pole v kanálu profilového paprsku považovat v dobrém přiblížení za stacionární.

V kapitole 7.2.1 a 7.2.2 jsou navrženy způsoby měření periodických nestacionárních proudění v provozním režimu tkacího stroje a v kapitole 7.2 jsou uvedena ověřovací měření za vodní tkací tryskou.

5.2 Srovnání použitelnosti LDA a ostatních metod pro měření rychlostních polí vzduchového prohozu.

Specifika vzduchového prohozu lze shrnout do následujících podmínek, které vymezují použitelnost měřicí metody:

- zkoumané proudění je prostorové
- malé příčné rozměry proměřované oblasti
- velký rozsah měřených rychlostí (až po transsonické proudění)
- velké příčné i podélné gradienty rychlosti

Dvouhniková anemometrie - L2F (viz kap. 3.3.2) má teoretické předpoklady pro měření u stěny kanálu, ale problémy s měřením vysoké turbulence a s velmi nízkou četností dat tuto metodu do jisté míry degradují. Ani dvouhnikové anemometry nejsou v současné době v ČSFR k dispozici.

Laserová dopplerovská anemometrie - LDA (viz kap. 3.3.3) má pro měření podobných komplikovaných úloh již tradici a díky svým přednostem se jeví jako optimální.

Základní vlastnosti LDA ve srovnání s termoanemometrií jsou následující:

- LDA je bezkontaktní metoda a na rozdíl od termoanemometrických sond nenarušuje zkoumaný proud.

- LDA je lineární metoda. Na rozdíl od nelineárního termoanemometru odpadá potřeba kalibrace a neexistuje drift způsobený znečištěním sondy.

- Díky linearitě není LDA měření omezeno na nízké hodnoty intenzity turbulence.

- LDA lze bez zásadních potíží použít i v prouděch s vysokým Machovým číslem, což o termoanemometrii neplatí.

- LDA měření nezávisí na změnách teploty a tlaku tekutiny.

- U LDA lze zajistit jednoznačnou směrovou charakteristiku v rozsahu 180° , u termoanemometru pouze v rozsahu 90° .

- LDA nevyžaduje mechanický přístup k měřenému místu, je nutný přístup optický.

- LDA neměří rychlost tekutiny, ale rychlost částic ji unášených. Proto musí být do tekutiny přimíseny částice ve vhodné koncentraci, které dobře sledují proud. Termoanemometrické sondy vyžadují vysokou čistotu proudícího média.

Rozbor vlastností jednotlivých měřicích metod provedený v této kapitole potvrdil, že laserová dopplerovská anemometrie (LDA) má nejlepší předpoklady pro komplexní měření rychlostních polí při studiu vzduchového prohozu. Proto byla tato metoda zvolena pro daný experiment jako optimální.

- librovanou sondou a nelze vyhodnocovat pomocí běžně užívané linearizované teorie; vyžaduje vyhodnocení složitějšími způsoby (tzv. nelinearizované teorie) [47], [48].
- měření transsonických proudění je velmi komplikované a je stále předmětem intenzivního vývoje
 - vzduch pro měření anemometrem se žhaveným drátkem musí být filtrován (při vysokých rychlostech hrozí nebezpečí poškození měřicí sondy)

Termoanemometrie je nelineární metoda, která vyžaduje cejchování a pečlivé seřízení přístroje (např. linearizátoru) pro jednotlivé měřicí sondy. Cejchování jednotlivých sond je třeba kontrolovat i při dlouhodobém měření, neboť parametry sondy se mohou měnit v důsledku jejího znečištění. Klasickými aplikačními oblastmi termoanemometrie jsou měření při subsonických a supersonických rychlostech. Měření v oblastech vysoké turbulence a v transsonické oblasti naráží na závažné problémy a je tedy velmi komplikované a problematické.

Tlakové sondy a anemometry se žhaveným drátkem nelze bez zásadních omezení použít na komplexní studium rychlostních polí vzduchového prouhu. Uvedené metody přinášejí při měření značné problémy. Navíc jsou obě metody kontaktní a to je v případě měření uvnitř kanálu profilového paprsku naprosto zásadní nedostatek, neboť hmotné sondy vždy narušují zkoumaný proud.

Jako schůdné se jeví metody optické (laserová anemometrie), které mají zásadní výhodu zejména v tom, že nenarušují proud, dále nemají omezení v transsonické oblasti a lze jimi měřit i proudění s vysokým příčným gradientem rychlosti a vysokou turbulenci.

Obrazová anemometrie částic - PIV (viz kap. 3.3.1) z důvodu nedostupnosti (metoda je velmi "mladá" a drahá) nepřípadá v úvahu. V současné době se v ČSFR nenachází ani jedno zařízení tohoto druhu.

liši a jejichž vliv lze často jen těžko odhadnout. Příznivé nebo nepříznivé ovlivňování těchto faktorů je záležitostí metodiky měření LDA.

Pro úspěšné zvládnutí měření vzduchového prohozu bylo nutné posoudit vliv faktorů na měření LDA a následně nalézt řešení na potlačení těch faktorů, které měření negativně ovlivňují.

Základní faktory ovlivňující přesnost měření LDA jsou:

- Přítomnost šumu v optickém signálu.
- Stopovací částice a jejich schopnost sledovat změny rychlosti a směru proudu
- Rovnoměrnost nasycení měřeného média stopovacími částicemi.
- Odchylka směru proudu od měřeného směru.
- Statistická chyba rychlosti.
- Pokles amplitudy s narůstající dopplerovskou frekvencí.
- Přesnost procesoru LDA.

5.3.1 Přítomnost šumu v signálu

Šum obsažený v LDA signálu má zásadní vliv na přesnost měření.

Za šum se považuje v LDA takový obvykle náhodný signál, který nenese žádnou přímou informaci o měřeném procesu. Kvantitativně se šum posuzuje ve shodě s všeobecnou praxí odstupem signálu od šumu:

$$\text{SNR} = 10 \cdot \log \frac{P_s}{P_n} \quad /5.3.3/$$

kde SNR ... odstup signálu od šumu,

P_s ... výkon signálu,

P_n ... výkon šumu.

5.3 Analýza faktorů ovlivňujících přesnost měření vzduchového prohozu metodou LDA.

Z rozboru provedeného v předcházející kapitole vyplývá, že měření proudění uvnitř kanálu profilového paprsku není rozhodně triviální.

Laserový dopplerovský anemometr (LDA), jak bylo vysvětleno v kap.3.3.3, měří okamžitou rychlost částice při průletu optickou sondou. Signálový procesor zaznamená dopplerovskou frekvenci odpovídající rychlosti částice a tento údaj je uložen k dalšímu zpracování do paměti počítače. Základní charakteristiky měřeného proudění, jako střední rychlost a intenzita turbulence, je možno získat z dostatečně velkého souboru měření statistickým zpracováním podle definice [49]:

Střední rychlost:

$$w_s = \frac{\sum_{i=1}^n w_i}{n} \quad /5.3.1/$$

Intenzita turbulence:

$$Tu = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (w_s - w_i)^2}{n-1}} \cdot \frac{1}{w_s} \quad /5.3.2/$$

kde

Tu ... intenzita turbulence.

w_s ... střední hodnota rychlosti,

w_i ... hodnota i -tého měření, vypočtená z dopplerovské frekvence f_D
(viz. rovnice /3.3.7/

n ... počet měření.

Přesnost měření středních rychlostí pomocí LDA se v běžných případech odhaduje na 5 %. Tato přesnost je však ovlivněna řadou vnějších faktorů, které se případ od případu

Poznatky o použitelnosti jednotlivých vyhodnocovacích metod, vyplývající jak z literatury, tak ze sedmileté praxe autora na pracovišti VÚTS LIBEREC, lze shrnout následujícím způsobem:

- Je-li odstup signálu od šumu menší než 10 dB, nelze pro vyhodnocování měření použít čítačový procesor.

Při takto nízkých odstupech šumu mohou poskytovat rozumné výsledky pouze procesory, založené na principu spektrální analýzy krátkých dějů, které provádějí analýzu spektra frekvencí jednotlivých dopplerovských vzrůvů.

Typickým představitelem takového procesoru je BSA popsáný v kap. 4.2.2. Procesor BSA má značné přednosti při měření blízko stěn, kdy se odstup signálu od šumu v důsledku intenzivní odrazů světla výrazně snižuje. Z těchto důvodů byly prováděny experimenty s BSA při měření v prohozném kanálu profilového paprsku. Výsledné hodnocení použitelnosti tohoto procesoru bylo negativní (důvodem jsou vysoké rychlosti a intenzity turbulence) a podrobnosti jsou uvedeny v kap. 5.7.2.

- Je-li odstup signálu od šumu od 10 do 20 dB, může docházet vlivem šumu ke vzniku systematických chyb, které nelze eliminovat jako chyby náhodné.

Při těchto odstupech signálu od šumu jsou již pro vyhodnocování použitelné čítačové procesory (viz kap. 4.2.2), které vyžadují odstup signálu od šumu minimálně 10 až 15 dB.

Při zpracování signálu s odstupem signálu od šumu do 20 dB čítačovým procesorem může docházet ke zkreslení výsledku měření jak střední hodnoty rychlosti, tak i zejména intenzity turbulence. Procesor v tomto případě zpracovává nejenom užitečný signál, ale i šum. To je způsobeno tím, že šum nasuperponovaný na dopplerovský signál může překračovat spouštěcí úroveň čítačového procesoru (viz. kap. 4.2.2, obr.4.8) a tak se chybné výsledky zpracování šumu mohou dostat do naměřeného souboru dat určeného k dalšímu statistickému zpracování. Tento jev je popsán např. v lit.[51],

Obdobně lze definovat odstup signálu od šumu na základě poměru amplitud:

$$\text{SNR} = 20 \cdot \log \frac{A_s}{A_n} \quad /5.3.4/$$

Kde

SNR ... odstup signálu od šumu,

A_s ... amplituda signálu

A_n ... amplituda šumu.

Hodnota vypočtená podle vzorců (5.3.3) a (5.3.4) udává odstup signálu od šumu v decibelech (dB)

V praxi lze odstup signálu od šumu měřit osciloskopem nebo spektrálním analyzátozem.

Šum v LDA signálu lze rozdělit podle původu na:

- optický šum
- elektronický šum

Hlavním zdrojem šumu v LDA je optická část anemometru. Odtud se šum fotodetektorem přenáší do elektronické části přístroje. Ostatní zdroje šumu (elektronické), jako např. termický šum fotokatody a šum prvního stupně zesilovače signálového procesoru, jsou v běžných případech při správné funkci přístroje výrazně slabší (viz [50], [51], [52]). Zdrojem optického šumu je veškeré osvětlení fotodetektoru, které není modulováno dopplerovským signálem. Úroveň šumu je především závislá na kvalitě a uspořádání laserového anemometru.

Hlavními zdroji optického šumu jsou:

- Odraz a rozptyl světla na stěnách a průzorech.
- Zbytkové osvětlení pozadí.
- Stejnoseměrná část dopplerovských vzrův ('pedestal').

Pro zajištění kvalitních výsledků měření je nezbytné dosažení co nejvyššího odstupe signálu od šumu. Minimální odstup signálu od šumu, který je pro danou aplikaci ještě akceptovatelný, je závislý na typu použité vyhodnocovací techniky a požadované přesnosti.

Měření proudění u stěny profilového paprsku tkacího stroje je případ, kdy postupným přibližováním optické sondy ke stěně kanálu neúměrně vzrůstá optický šum v důsledku odrazů světla od stěny. Provedené experimenty potvrdily skutečnosti uvedené v této kapitole a ukázaly, že ve vzdálenostech 2 - 3 mm od stěny kanálu standardní metoda zpětného rozptylu selhává a LDA signál nelze vyhodnotit čítačovým procesorem. Proto byla navržena a realizována metodika na potlačení optického šumu u stěny kanálu. Podrobnosti o řešení tohoto úkolu jsou uvedeny v kap. 5.7.

5.3.2 Stopovací částice a jejich schopnost sledovat změny směru a rychlosti proudu.

Při měření rychlosti tekutiny metodou LDA je ve skutečnosti měřena rychlost částic unášených proudem, tzv. stopovacích částic (angl. 'seeding particles').

Dobré sledování proudu stopovacími částicemi je základní podmínkou správné funkce laserového anemometru. Na jejich optických vlastnostech pak do značné míry závisí kvalita doplerovského signálu.

Částice musí splňovat několik požadavků:

- musí dostatečně přesně sledovat proud tekutiny; rozhodující jsou dva parametry: charakteristický průměr částic a poměr hustoty částice k hustotě tekutiny.

- musí mít vysokou intenzitu rozptylového záření při vysokém odstupu signálu od šumu a vysoké viditelnosti ('visibility'; viz kap. 4.2.1).

- částice nemají narušovat proudění, usazovat se a shlukovat se a podstatně měnit fyzikální vlastnosti tekutiny

Rozptyl světla na malých částicích teoreticky popsal G. Mie [63] a po něm van de Hulst [64]. Parametrem v těchto

[53], [54].

Z funkce čítačového procesoru a ze zkušenosti autora též vyplývá, že vliv šumu na výsledek měření může být do jisté míry ovlivněn nastavením spouště čítače a použitou filtrací.

- Při odstupu signálu od šumu nad 20 dB se negativní vliv šumu na vyhodnocení signálu čítačovým procesorem přestává uplatňovat. Při optimálním nastavení spouště čítače a filtrace mají případné chyby pouze náhodný charakter.

Obecně existuje několik způsobů jak eliminovat šum v LDA signálu, např.:

- Eliminace šumu z naměřených dat jejich statistickým vyčištěním. V těchto případech se obvykle předpokládá normální rozdělení šumu. Tento způsob je v případech nízkého odstupu signálu od šumu obvykle málo účinný.

- Eliminace změřených dat korekcí na šum. Příkladem může být originální metoda popsáná v lit. [44]. Metoda předpokládá doplnění měření o měření čistého šumu odpovídající úrovně (nebo alespoň takového simulovaného šumu) a statistickou korekci naměřených dat.

- Omezení pronikání optického šumu do souboru dat vyhodnocených procesorem pomocí korelovaných měření dvěma kanály anemometru. Tato metoda byla navržena Whiffenem Lauem a Smithem [55] a upravena dalšími autory [56]. Metoda využívá nízké korelovanosti šumu a naopak vysoké korelovanosti signálu.

Nejúčinnějším a nejefektivnějším způsobem eliminace šumu je jeho potlačení přímo v optické části anemometru. Snižování optického šumu se provádí nejrozličnějšími prostředky a ty zpravidla závisí na jednotlivých aplikacích (např. černění odrazných ploch, prostorová filtrace, použití fluorescence atd.)

Jak bylo uvedeno v kap. 5.3.2, dochází při vytváření proudového pole uvnitř kanálu profilového paprsku ke směšování proudů. V oblastech směšování se na výsledcích měření může negativně projevovat různé sycení obou proudů stopovacími částicemi. V takovém případě běžné hodnocení časovým průměrováním selhává a chybu lze jen obtížně odhadnout.

Podrobnější diskuse a řešení rovnoměrného sycení proudu uvnitř kanálu profilového paprsku je provedeno v kap. 5.6.2.

5.3.4 Odchylka směru proudu od měřeného směru.

LDA měří vždy průmět rychlosti, který je kolmý ke směru interferenčních rovin v optické sondě.

Obecně lze uvažovat dva krajní případy:

- Částice, která prolétává optickou sondou kolmo ke směru interferenčních proužků (rovin), protíná nejvíce proužků a má tedy největší pravděpodobnost, že protne potřebný počet proužků požadovaných čítačovým procesorem (viz kap. 4.2.2) a bude změřena.

- Částice, která letí rovnoběžně s proužky má pravděpodobnost změření rovnou nule.

Je zřejmé, že pravděpodobnost zachycení (změření) částice prolétávající optickou sondou závisí na úhlu, který svírá její trajektorie s interferenčními proužky.

Z toho plyne závěr, že existuje jistý maximální úhel (maximální odchylka směru proudu od proměřovaného směru), o který se mohou částice prolétávající optickou sondou odchýlit od proměřovaného směru (kolmý na interferenční proužky), aby generovaly ještě zpracovatelný dopplerovský signál.

Částice, které se odchýlí o větší úhel, nebudou při zpracování LDA signálu zachyceny a jejich rychlosti se neob-

úvahách je průměr částice a vlnová délka. Intenzita a průběh (tvar) rozptylu závisí na indexu lomu a tvaru částice. Obecně platí, že průběh rozptylu v závislosti na směru je značně nemonotonní. Rozptyl ve směru dopadu světla je asi o 2 - 3 řády intenzivnější než zpětný rozptyl. (proto je výhodné, pokud to je možné, používat v LDA dopředný rozptyl).

Problematika sledování proudu částicemi vystupuje do popředí daleko výrazněji při měření v plynech, než při měření v kapalinách.

Pohyb částice v tekutině lze popsat tzv. Bessetovou pohybovou rovnicí [26], která popisuje rovnováhu sil setrvačných, tlakového gradientu, odporu tekutiny, vazkých sil a síly vyvolané nerovnoměrným pohybem částice. Vnější síly jsou zde zanedbány. Tato rovnice byla řešena několika autory např. [57], [58].

Z výsledků plyne, že částice použitelné jako stopovací v LDA musí mít pro měření v plynech charakteristický rozměr pod 1 μm .

Nevhodné vlastnosti částic (hmotnost, velikost) mohou obecně jak snižovat, tak i zvyšovat měřenou hodnotu střední rychlosti i intensity turbulence. Mohou mít na výsledek měření zásadní vliv.

Při měření vzduchového prohozu se osvědčily stopovací částice aerosolu glycerínu. Problémy spojené s generováním částic a jejich vnášením do proudu v prohozním kanálu profilového paprsku jsou popsány v kap. 5.6.

5.3.3. Rovnoměrnost nasycení měřeného média stopovacími částicemi.

Rovnoměrnost nasycení měřeného média stopovacími částicemi je nutnou podmínkou přesného měření LDA.

předpoklad nemusí být vždy splněn.

Předpokládejme např. proudění, ve kterém se po stejných časových intervalech střídá rychlost nízká a vysoká, např. dvojnásobná. Jestliže je proud rovnoměrně nasycen částicemi, pak při nižší rychlosti projde optickou sondou za určitý čas objem tekutiny V obsahující n stopovacích částic, zatímco při dvojnásobné rychlosti projde za stejnou dobu sondou objem $2V$ obsahující $2n$ částic. Výsledný datový soubor je v tomto případě tvořený n vzorky nižší rychlosti a $2n$ vzorky vyšší rychlosti. Odtud je zřejmé, že střední rychlost vypočtená podle vztahu /5.3.5/ bude systematicky posunutá směrem k vyšším hodnotám.

Tento jev je znám jako systematická chyba rychlosti (angl. 'velocity bias') a poprvé se jím zabývali McLaughlin a Tiederman v r. 1973. [59]. Ukázali, že četnost daného vzorku je nepřímo úměrná velikosti vektoru rychlosti, a navrhli korekci chyby rychlosti pomocí váhové funkce.

Vztah pro výpočet střední hodnoty má potom následující tvar:

$$w_s = \frac{\sum_{i=1}^n (w_i \cdot f_{vi})}{\sum_{i=1}^n f_{vi}} = \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n w_i^{-1} \right]^{-1} \quad /5.3.6/$$

kde $f_{vi} = \frac{1}{w_i}$... hodnota váhové funkce i -tého měření,

w_s ... střední hodnota rychlosti,

w_i ... hodnota i -tého měření,

n ... počet měření.

Korekce /5.3.6/ platí bez omezení pouze pro jednorozměrné proudění. Pro rovinné a prostorové proudění zavedli stejní autoři [59] váhovou funkci založenou na absolutní hodnotě vektoru okamžité rychlosti. Pro většinu rovinných případů však tato korekce nedává příliš odlišné výsledky od korekce /5.3.6/.

jeví v konečném datovém souboru. Tím může dojít při statistickém zpracování k systematické chybě. Tento druh chyby se nazývá chybou proužků (angl. 'fringe bias') [26].

Zpracovatelný dopplerovský signál bude generován, pokud stopovací částice projde dostatečným počtem interferenčních rovin o vhodné intenzitě a kontrastu. Z toho je zřejmé, že maximální odchylka směru proudu od proměřovaného směru závisí na téměř všech faktorech ovlivňujících kvalitu měření LDA - od použitého laseru přes uspořádání optiky až po použitý procesor a jeho nastavení.

Obecně platí, že LDA měří bez výraznějšího zhoršení kvality signálu (pokles amplitudy asi do 10 %) při odchylkách vektoru rychlosti od proměřovaného směru asi do 40 stupňů.

Při měření proudových polí vzduchového prohozu je nutné zvažovat vliv výše popsané proužkové chyby v případě měření malých příčných složek rychlosti, tj. složek kolmých na směr prohozu. Podrobnosti jsou uvedeny v kap.7.1.

5.3.5 Statistická chyba rychlosti

V úvodu kap. 5.3 byl uveden vztah pro výpočet střední rychlosti:

$$w_s = \frac{\sum_{i=1}^n w_i}{n} \quad /5.3.5/$$

Kde

w_s ... střední hodnota rychlosti,

w_i ... hodnota i -tého měření,

n ... počet měření.

Tento způsob vyhodnocení však předpokládá, že jednotlivé vzorky rychlosti mají stejnou statistickou váhu. Uvedený

stejných podmínek, ale při různé vzorkovací frekvenci se ukázalo, že střední rychlost vypočtená ze vztahu /5.3.5/ se nemění.

5.3.6 Pokles amplitudy s narůstající dopplerovskou frekvencí.

S narůstající rychlostí stopovací částice narůstá dopplerovská frekvence. Zároveň klesá doba, po kterou se tato částice pohybuje v oblasti maxim nebo minim interferenčního pole světla v optické sondě. V případě, že se perioda dopplerovská frekvence blíží časové konstantě fotonásobiče, mohou v důsledku poklesu amplitudy signálu LDA nastat potíže s jeho zpracováním. V tomto případě není fotonásobič schopen sledovat změny optického signálu a dochází tak k poklesu promodulovanosti elektrického signálu fotonásobiče. Podle [62] je pokles amplitudy zhruba nepřímě úměrný měřené rychlosti.

V praxi se ukazuje [51], že k poklesu amplitudy dopplerovského signálu se zvyšováním dopplerovské frekvence dochází i v případě použití rychlého fotonásobiče, tedy i tehdy, kdy časová konstanta fotonásobiče se zesilovačem je ještě dostatečně malá ve srovnání s periodou dopplerovského signálu. Dle [51] by možnou příčinou mohla být velmi nízká úroveň osvětlení fotokatody fotonásobiče, která se všeobecně vyskytuje v LDA při zpětném rozptylu. Světlo v takovém případě přestává být kontinuálním nositelem informace (důsledek kvantové povahy světla) a potom fotonásobič pracuje na hranici indikace jednotlivých fotonů (angl. "photon counting").

Pokles amplitudy signálu LDA s narůstající dopplerovskou frekvencí má na výsledek měření opačný vliv než statistická chyba rychlosti (viz. kap. 5.3.5) a do jisté míry tuto chybu koriguje.

Později byly navrženy i jiné korekce. Např. autoři (Dimotakis [60], Durao [61]) doporučují korekci s použitím váhové funkce rovné časovému intervalu mezi průlety částic.

Výskyt chyby rychlosti je závislý i na způsobu vzorkování tj. na frekvenci (rychlosti) sběru dat [61]. Označíme-li:

$\hat{\tau}_s$... střední časový interval mezi dvěma vzorky

a

$\hat{\tau}_i$... střední časový interval mezi dvěma částicemi.

Potom mohou nastat následující dva případy:

a) $\hat{\tau}_s > \hat{\tau}_i$ chyba rychlosti se neuplatní,

b) $\hat{\tau}_s < \hat{\tau}_i$ chyba rychlosti se uplatní.

Chybu rychlosti lze tedy potlačit i prováděním měření (vzorkováním) v pravidelných vhodně zvolených intervalech.

Vhodnost či nevhodnost použití korekce na chybu rychlosti v jednotlivých aplikacích je často diskutovaným tématem. Praktická měření ukázala, že tyto korekce, přestože jsou teoreticky zdůvodněny, nedávají vždy správné výsledky.

Vliv chyby rychlosti závisí na již zmíněném způsobu vzorkování a současně na míře, do jaké se uplatní pokles amplitudy s nárůstem dopplerovské frekvence [61] (viz kap. 5.3.6).

Ukazuje se, že s uplatněním chyby rychlosti je třeba počítat především v případech výrazných fluktuací rychlosti měřeného proudu. Praktické zkušenosti potvrzují, že v běžných aplikacích LDA je vliv chyby rychlosti nevýznamný a je do jisté míry kompenzován poklesem amplitudy s nárůstem dopplerovské frekvence.

Také v případě měření proudění vzduchového proudu se chyba rychlosti neuplatňuje. To bylo nepřímo potvrzeno i experimentálně. Porovnáním několika měření provedených za

kde Tu ... intenzita turbulence,
 w_s ... střední hodnota rychlosti,
 σ ... směrodatná odchylka

Ze vztahu /5.3.8/ plyne, že chyba měření signálového procesoru LDA přímo souvisí s měřitelnou intenzitou turbulence.

Je zřejmé, že nejnížší měřitelná hodnota intenzity turbulence je dána přesností vyhodnocovacího signálového procesoru (udávanou výrobcem).

U čítačového procesoru závisí jeho přesnost na počtu měřených dopplerovských cyklů a efektivní hodinové frekvenci. Např. u čítače TSI Model 1990, použitého pro měření vzduchového prohozu, je pro 16 měřených cyklů a dopplerovskou frekvenci 40 MHz přesnost asi 0,25% [51].

Pomocí LDA tedy nelze běžnou technikou spolehlivě měřit velmi nízké intenzity turbulence.

V případě měření rychlostních polí uvnitř prohozního kanálu profilového paprsku se tento fakt neuplatní, neboť extrémně nízké intenzity turbulence se zde nevyskytují (viz kap. 5.2).

v běžných aplikacích se vliv tohoto faktoru podobně jako vliv chyby rychlosti, neuplatňuje.

Tento faktor však nabývá na významu při měření vysokých rychlostí, kdy se podílí na snižování odstupu signálu od šumu a omezuje tak horní hranici použitelnosti čítačového procesoru pro LDA se zpětným rozptylem zhruba na 140 MHz.

To platí i pro případ měření vysokých rychlostí (vysokých dopplerovských frekvencí) v prohozním kanálu profilového paprsku, především na vstupní straně kanálu za vkládací tryskou.

5.3.7 Přesnost procesoru LDA

Přesnost vyhodnocovacího signálového procesoru LDA představuje nejmenší dosažitelnou chybu měření v případě, kdyby ostatní zdroje chyb neexistovaly (např. měření frekvence generátoru).

Chyba měření signálového procesoru LDA se definuje jako směrodatná odchylka naměřeného souboru:

$$\text{směrodatná odchylka : } \sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (w_s - w_i)^2}{n-1}} \quad /5.3.7/$$

kde :
 w_s ... střední hodnota,
 w_i ... hodnota i-tého měření,
 n ... je počet měření.

Dosazením /5.3.7/ do vztahu /5.3.2/, vyjadřujícího intenzitu turbulence, dostaneme:

$$Tu = \sigma / w_s \quad /5.3.8/$$

Jedná se o nejjednoduší konfiguraci laserového dopplerovského anemometru v diferenčním modu ('dual beam'; viz kap. 3.3.3), který dovoluje měřit pouze jednu složku rychlosti a to jak v režimu dopředného rozptylu, tak v režimu zpětného rozptylu (vyobrazeno na obr.5.2).

Anemometr v tomto uspořádání měří složku rychlosti, která leží v rovině protínající se laserových paprsků a je kolmá k ose úhlu, který tyto paprsky svírají. Výběr požadované složky, tj. odpovídající nastavení roviny paprsku, se provádí natočením děliče paprsků na obr.5.2.

Jako zdroj záření byl použit výkonový argonový laser SPECTRA - PHYSIC MODEL 165. Při všech experimentech pracoval laser v příčném modu TEM_{00} a byl naladěn na vlnovou délku 514.5 nm (barva zelená), na které dává maximální výkon až 1 W (dostatečná výkonová rezerva je nutnou podmínkou pro použití zpětného rozptylu).

Skutečný využitelný výkon byl však nižší, maximálně 600 - 700 mW, neboť měření vysokých rychlostí si vyžádalo instalaci speciálního etalonu do dutiny laserového rezonátoru, který celkový výkon laseru snižuje. Snižování výkonu laseru je způsobeno tím, že laser s vestavěným etalonem pracuje pouze v jednom axiálním modu (zamezení multimodového režimu). Současně je však zaručeno bezchybné měření dopplerovských frekvencí nad 75 MHz (teoretický rozbor lze nalézt např. v [35]).

Optický LDA signál byl snímán rychlým fotonásobičem TSI Model 9160. Pro měření dopplerovské frekvence se používal čítačový procesor TSI Model 1990B. Některé ověřovací experimenty byly prováděny i analyzátozem spektra dopplerovského vzruchu (BSA, viz kap. 5.7.2) firmy DANTEC, Model 57N10. Princip a funkce těchto signálových procesorů byly popsány v kapitole 4.2. Proto budou na tomto místě uvedeny jen základní údaje a pojmy o čítačovém procesoru TSI 1990B, které jsou užívány v dalším textu.

Čítačový procesor TSI 1990B na obr.5.3 je tvořen vstupním dílem Model 1994B a vlastním čítačem Model 1995B.

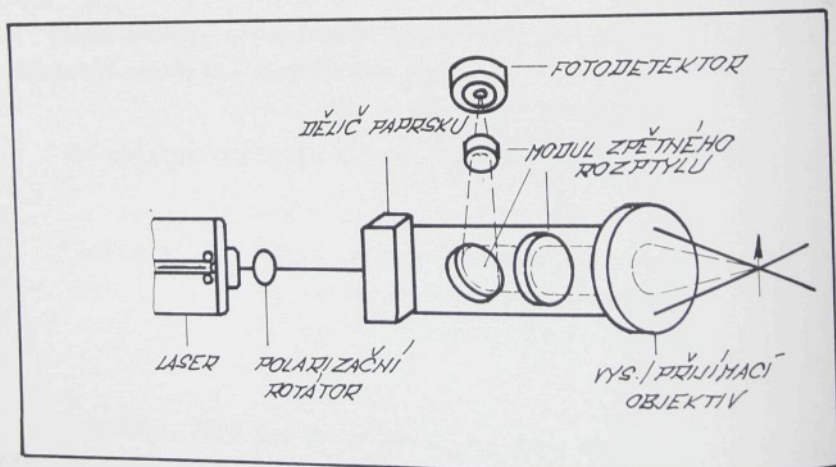
5.4 Použitá měřicí technika

Měření proudových polí vzduchového prohozu byla realizována laserovým dopplerovským anemometrem se zpětným rozptylem.

Jádro laserového dopplerovského anemometru tvořil jednosložkový laserový anemometr americké firmy TSI. Řešení metodiky měření však ukázalo, že kromě případu měření volných proudů za ústím vkladací trysky, není možné vystačit pouze s touto základní sestavou.

Proto bylo přistoupeno k přestavbě a doplnění optické a mechanické části anemometru tak, aby výsledná sestava splňovala podmínky měření. Jednotlivé úpravy základní sestavy anemometru a jejich zdůvodnění jsou popsány v následujících kapitolách.

Schéma optického uspořádání použitého laserového anemometru TSI je zobrazeno na obr.5.2.



Obr.5.2 Schéma laserového dopplerovského anemometru TSI se zpětným rozptylem

Při příchodu dopplerovského vzryvu, který překročí spoušť Schmittova obvodu, začne čítač s rozlišením 1 ns měřit čas potřebný k proběhnutí nastavitelného počtu cyklů ('CYCLES/BURST': 2, 4, 8, 16, 32, 64 nebo 128). Kromě nastavených N cyklů se měří také N/M cyklů, kde $M = 2$ pro $N \leq 4$ a $M = 8/5$ pro $N > 4$. Výsledné měření je uznáno za platné pouze tehdy, je-li poměr doby trvání N/M cyklů a N cyklů roven $1/M$ s přesností nastavitelnou v procentech ('COMPARISON': 1, 2, 3, 4, 5, 7, 10, 15 nebo 20%).

Protože velké částice špatně sledují měřený proud, lze je vyloučit z měření tzv. amplitudovým limiterem (ovl. prvek 'AMPLITUDE LIMIT'), který při překročení nastavené amplitudy signálu (velké částice odrážejí více světla) danou částici vyřadí z dalšího zpracování čítačovým procesorem.

V případě, že měření projde popsány porovnávacími testy, je změřený čas trvání N cyklů dopplerovského signálu přesunut ve tvaru 12 - bitové mantisy a 4 - bitového exponentu na výstupní konektor.

Čítačový procesor může pracovat ve čtyřech režimech. Jednotlivé režimy jsou znázorněny na obr.5.4.

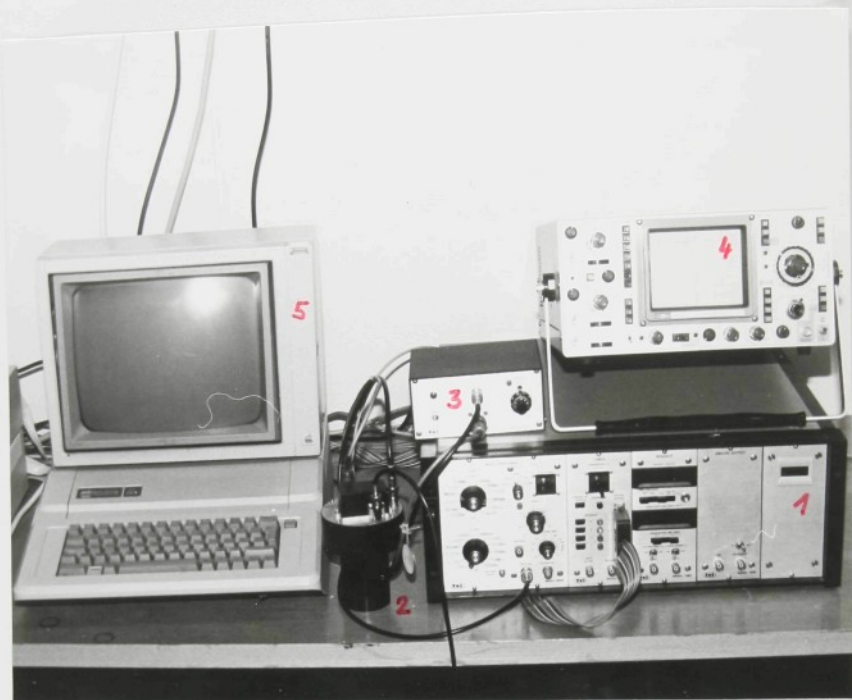
Data z výstupního konektoru čítačového procesoru byla dále zpracovávána na počítači Apple IIe (viz obr.5.3). Počítačem byl také řízen počátek (start) a ukončení měření. Měření bylo ukončeno, když se do paměti počítače přesunul požadovaný počet platných dat (obvykle 1024). Z naměřeného datového souboru se nejprve vytvořil a na obrazovce zobrazil rychlostní histogram. Statistickým zpracováním tohoto histogramu se pak pomocí definice /5.3.1/ a /5.3.2/ nebo /5.3.8/ (viz kap. 5.3) vypočetla střední rychlost a intenzita turbulence. Intenzita turbulence se vyjadřovala v procentech:

$$Tu = (\sigma/w_s) \cdot 100, [\%] \quad /5.4.1/$$

kde Tu ... intenzita turbulence,

w_s ... střední hodnota rychlosti,

σ ... směrodatná odchylka (viz /5.3.7/ v kap. 5.3.7)



- 1 - čítačový procesor TSI Model 1990B
- 2 - fotonásobič TSI Model 9460
- 3 - zdroj fotonásobiče
- 4 - osciloskop na monitorování signálu LDA
- 5 - vyhodnocovací počítač Apple IIe

Obr.5.3 Vyhodnocovací část laserového
dopplerovského anemometru

Signál z fotonásobiče prochází nejprve nastavitelnými aktivními hornofrekvenčními ('High Limit') a dolnofrekvenčními ('Low Limit') filtry vstupního dílu. Potom je zesílen zesilovačem s proměnným ziskem (ovl. prvek 'GAIN') tak, aby jeho úroveň přesáhla 50 mV, což je prahová hodnota signálu pro spuštění Schmittova obvodu.

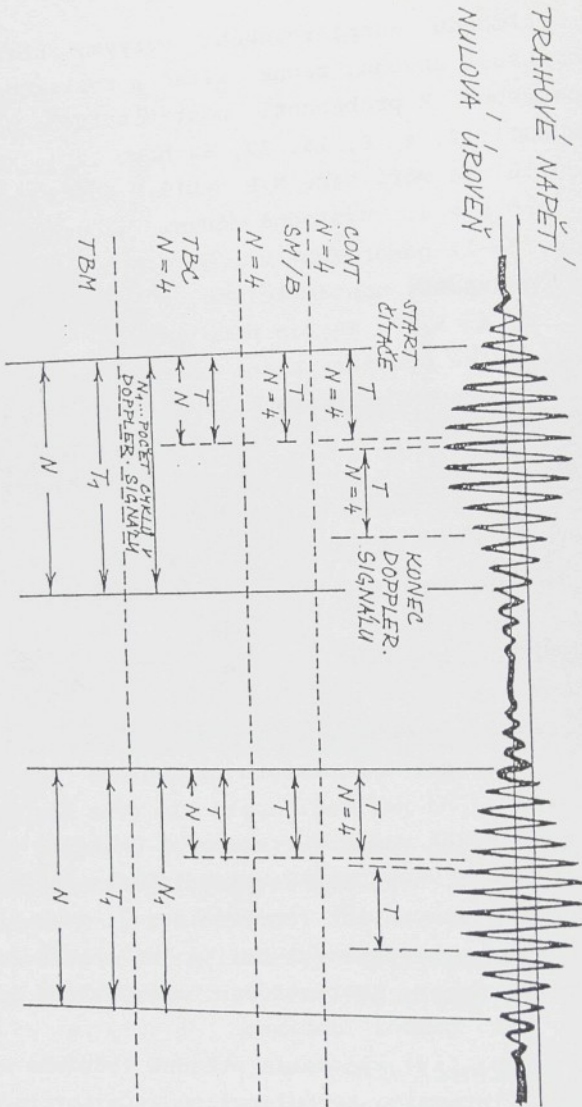
Pracovní režimy čítačového procesoru TSI 1990B:

CONT. - '*continuous mode*' - měří se čas N cyklů v dopplerovském signálu a měření se opakuje po celou dobu jeho trvání

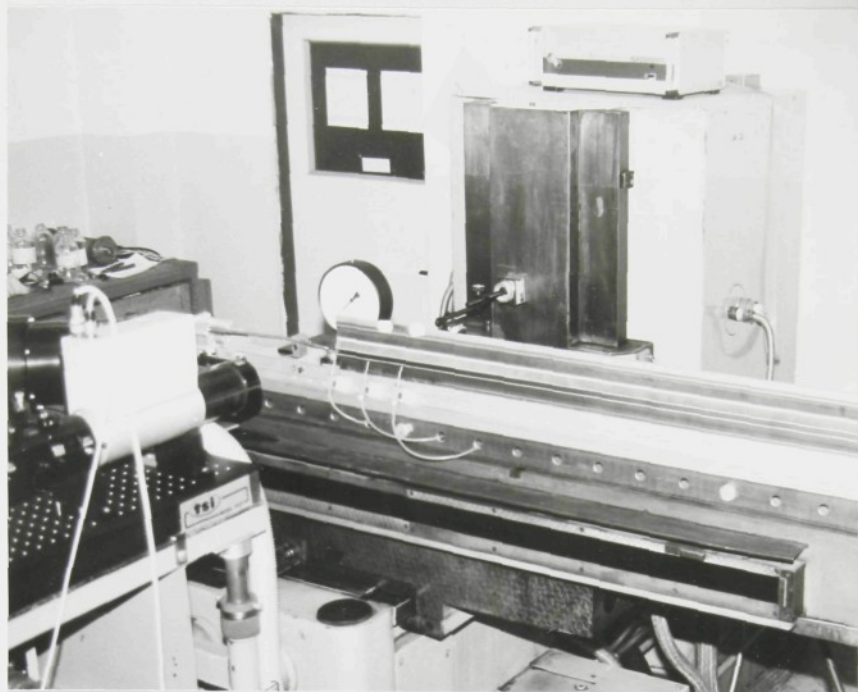
SM/B - '*single measurement per burst*' - měří se čas prvních N cyklů v dopplerovském signálu

TBC - '*total burst count*' - čítač cyklů počítá všechny cykly v dopplerovském signálu, ale měří se čas pouze prvních N cyklů

TBM - '*total burst mode*' - čítač cyklů počítá všechny cykly v dopplerovském signálu a měří se doba trvání celého dopplerovského signálu



Obr. 5.4 PRAC. REŽIMY ČÍTAČOVÉHO PROCESORU TSI1 MOJTEL 1990B.



Obr.5.5 Traverzovací zařízení pro LDA

Odečítat polohu, tzn. jednotlivé souřadnice, je možno jak na měřítkách s nonii, která jsou součástí traverzéro, tak dálkově, prostřednictvím inkrementálních snímačů (IRC 100).

Dálkové odměřování poloh spolu s dálkovým ovládáním posuvových mechanismů bylo realizováno pomocí mikroprocesorového řídicího systému TNS a počítače PC/AT.

Řídicí systém TNS (na bázi mikroprocesoru Zilog Z80) zajišťuje posuvy traverzéro v jednotlivých souřadnicích a současně snímá okamžitou polohu (X, Y, Z) z inkrementálních čidel. Řídicí počítač pracuje zcela autonomně a vykonává povely nadřazeného počítače PC/AT. Styk mezi počítači je realizován obousměrným seriovým rozhraním RS 232. Řídicí program v mikropočítači TNS byl napsán v assembleru (výpis viz [65]), je umístěn ve 2 kB EPROM paměti a je aktivován okamžitě po zapnutí hlavního vypínače traverzéro.

5.5 Traverzovací zařízení pro LDA.

Laserový dopplerovský anemometr měří střední rychlost a intenzitu turbulence v miniaturní bodové oblasti reprezentované optickou sondou (viz kap.4.1.2). Pokud chceme získat prostorovou informaci o zkoumaném proudovém poli, je třeba provádět měření v mnoha bodech prostoru. Za tím účelem je vždy nutné řešit problém přesného a opakovatelného přemísťování optické sondy ve zkoumané oblasti prostoru.

Požadavek na přesné traverzování (přemísťování) optické sondy se výrazně uplatňuje právě při měření vzduchového prouhu, neboť příčné rozměry zkoumané oblasti (kanálu profilového paprsku) jsou velmi malé (cca 6×6 mm), zatímco její podélný rozměr může dosahovat až 2 m.

Způsob a provedení přesného traverzování optické sondy byl řešen s přihlédnutím ke značné rozměrové a váhové rozdílnosti případných měřených objektů (např. tkací tryska, sušicí komora atd.).

Velké rozdíly v rozměrech zkoumaných objektů vyžadují na traverzovacím zařízení jak velké posuvy, tak vysokou přesnost a reprodukovatelnost nastavení polohy.

Proto byla za základ traverzovacího zařízení použita konzolová frézka (FD 40V) s číslicovým řízením, u které byl demontován vřeteník, upraveny některé části a realizováno její ovládání počítačem. Robustnost frézky, její tuhost a konstrukce posuvových mechanismů zaručuje vysokou přesnost a reprodukovatelnost nastavení jednotlivých souřadnic, což je základním předpokladem správné funkce traverzérů.

Traverzovací zařízení pro LDA je zobrazeno na obr.5.5 a jeho detailní popis lze nalézt v [65].

Blokové schéma traverzovacího zařízení je znázorněno na obr.5.6.

Vlastní traverzér umožňuje jednotlivými posuvy obsáhnout prostorovou oblast o rozměrech $1250 \times 350 \times 450$ mm (souřadnice: $X \times Z \times Y$) s přesností $\pm 0,02$ mm.

Ovládací program pro nadřazený počítač PC/AT byl napsán v jazyku Turbo Pascal. Zajišťuje počáteční nastavení polohy traverzéry, nastavení krajních mezi pojezdů v jednotlivých souřadnicových osách a absolutní i relativní nastavení polohy podle zadanych souřadnic. Veškeré údaje o poloze a ovládací MENU jsou zobrazeny v tabulce na displeji - viz obr.5.7.



Nastaveni relativnich souradnic:

Souradnice X [mm]: 12.42
 Souradnice Y [mm]: -23.48
 Souradnice Z [mm]: -4.66

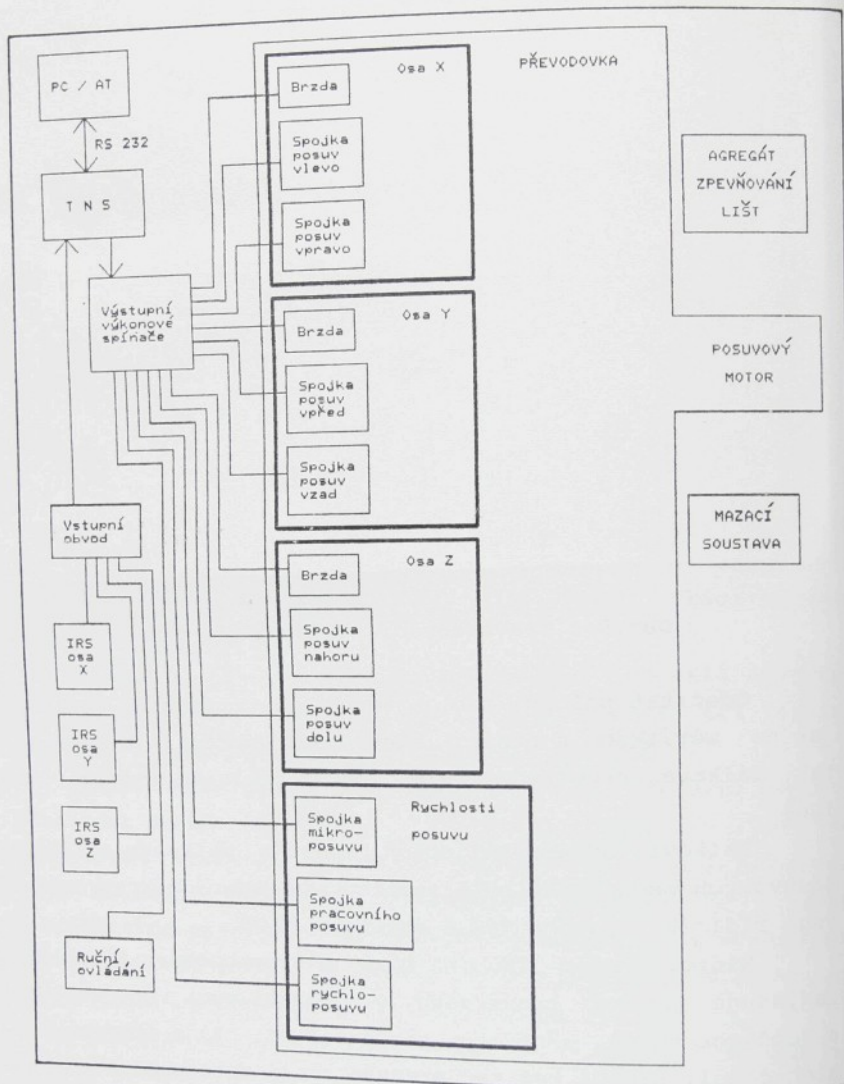
MENU

POLOHA ABSOLUTNI F1
 RELATIVNI F2
 NASTAV. F5
 NASTAV. S POSUVEM F6
 NASTAVENI MEZI F9
 DEF. REL. NULY F10

ZRUSENI CINNOSTI X

	X	Y	Z
Relativni sour. [mm]	7.32	0.00	-2.28
Absolutni sour. [mm]	657.84	146.06	98.52

Obr.5.7 Ovládání traverzéry



Obr.5.6 Schéma traverzovacího zařízení pro LDA

Kromě počítačového řízení bylo realizováno i ruční ovládání ve třech volitelných rychlostech posuvu. Tento způsob ovládání se uplatňuje především při seřizování optiky a následně justáži výchozí polohy optické sondy LDA ve zkoumané oblasti. Všechny přesuny provedené ručním ovládáním jsou počítačem zaznamenány a zobrazeny v absolutní i relativní podobě na displeji.

Vedle funkčních požadavků na traverzér byly současně vyřešeny i požadavky bezpečnostní a hygienické. Počítač PC/AT byl společně s vyhodnocovací částí laserového anemometru umístěn do samostatné místnosti. Obsluha tak není během měření dlouhodobě vystavena škodlivým účinkům laserového záření a ostatním vlivům souvisejícím s proudícím médiem (např. aerosol glycerinu, hluk atd.), přitom však má dobrý přehled o probíhajícím měření.

Protože okamžitá poloha traverzéro je odečítána z inkrementálních čidel, je nutné na počátku (po spuštění programu) provést nastavení absolutní polohy traverzéro. To lze realizovat dvěma způsoby (viz obr.5.7):

- nastavení počátečních souřadnic s posuvem traverzéro (NASTAV. S POSUVEM F6)
- zadáním počátečních souřadnic (NASTAV. F5)

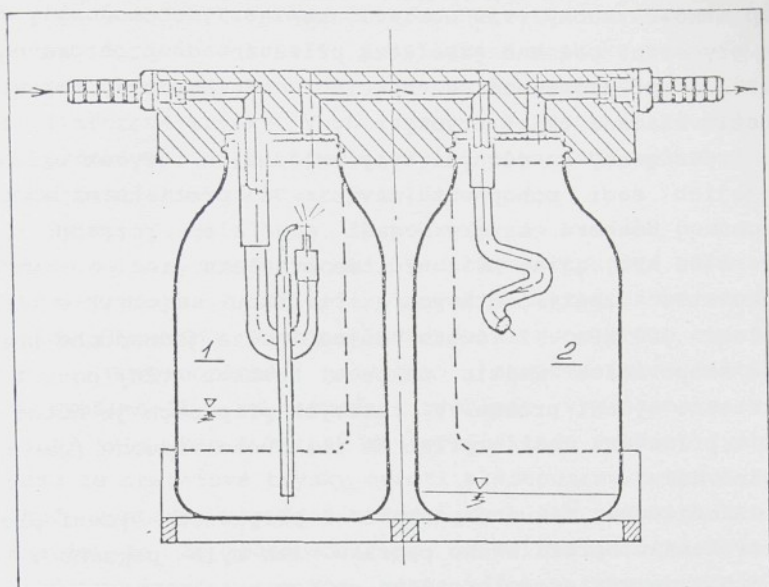
Při nastavení počátečních souřadnic s posuvem traverzéro se využívá schopnosti inkrementálních čidel generovat každou otáčku, které odpovídá 50 mm, speciální identifikační signál. V tomto režimu nastavení se zadávají nejbližší celé násobky 50 mm vzhledem k poloze traverzéro (odečtené na měřítkách). Kladné znaménko značí směr k vyšší a záporné k nižší hodnotě. Po zadání příslušných hodnot traverzéro dojde do těchto poloh, nastaví si zadané hodnoty a vrátí se do původní polohy. Nastavení je ukončeno zobrazením absolutních souřadnic polohy a vynulováním relativních souřadnic.

Při druhém způsobu nastavení (NASTAV. F5) nedochází k pohybu traverzéro a počáteční poloze traverzéro jsou přiřazeny zadané souřadnice. V obou případech nastavení počáteční polohy traverzéro končí v tzv. režimu sledování polohy.

V tomto režimu sledování polohy jsou neustále čteny souřadnice určující polohu traverzéro a průběžně zobrazovány v absolutní i relativní podobě na displeji (na displeji lze např. sledovat přesun traverzéro při ručním ovládání). Současně lze volit libovolné režimy zobrazení pod MENU.

Požadovanou cílovou polohu traverzéro lze zadávat s minimálním krokem 0,02 mm jak v absolutních, tak v relativních souřadnicích (viz obr.5.7).

Programem lze též definovat krajní polohy traverzéro v jednotlivých souřadnicových osách (NASTAVENÍ MEZI F9). Tímto vymezením traverzovacího prostoru lze předejít poškození optiky laserového dopplerovského anemometru při nevhodném traverzování měřeným objektem.



Obr. 5.8 Generátor aerosolu

které stékají na dno lahve. Malé částice vylétají ze separační trubky a jsou unášeny na výstup z generátoru. Odtud je pak vzduch obohacený částicemi glycerínu odváděn a přimícháván do hlavního proudu vzduchu před místem měření.

Množství částic aerosolu lze do značné míry ovládat pouhou změnou tlaku přiváděného vzduchu.

5.6.2 Problematika syčení proudícího vzduchu stopovacími částicemi glycerínu při měření vzduchového prohozu.

Relativně nejjednodušší případ syčení měřeného proudu částicemi glycerínu nastává při měření volných proudů za ústím vkladací trysky. V tomto případě byl aerosol glycerínu produkován generátorem popsáním v kap. 5.6.1 přiváděn na

5.6 Řešení sycení proudícího vzduchu stopovacími částicemi.

5.6.1 Generátor částic

Při měření proudění plynů laserovým dopplerovským anemometrem je nutné proud obohacovat vhodnými částicemi (viz kap. 5.3.2).

V případě měření vzduchového prohozu bylo nutné vybrat nejen částice s vyhovujícími optickými a mechanickými vlastnostmi, ale současně byl kladen požadavek i na jejich zdravotní nezávadnost.

Pokud by požadavek zdravotní nezávadnosti nebyl dodržen, bylo by nutné buď prohozní ústrojí hermeticky oddělit od okolního prostoru, nebo vyřešit dokonalé odsávání. V obou případech by se měření velmi zkomplikovalo a výrazně by vzrostly i jeho náklady.

Z uvedených důvodů byl jako rozptylové médium použit roztok glycerinu s vodou ve formě aerosolu. Aerosol glycerinu se často využívá v laboratorních podmínkách. Jeho vlastnosti, až na vyšší polydisperznost, jsou srovnatelné např. s aerosolem silikonového oleje, který má velmi dobré vlastnosti jak z hlediska sledování proudu, tak i z hlediska optického (viz [66]).

Částice glycerinu (40% roztok glycerinu ve vodě) byly rozstříkovány malým generátorem aerosolu, postaveným pro použití v LDA. Generátor, který pracuje na principu atomizéru, je zobrazen na obr.5.8.

Roztok glycerinu se nalije do infusní lahve 1 (300 ml). Stlačený vzduch proudí do trysky, nad kterou je umístěno ústí kapiláry atomizéru. Kapilárou je nasáván roztok glycerinu ze spodní části lahve a je rozstříkván na částice se širokým spektrem velikosti. Vzduch s těmito částicemi je veden vrtaným kanálem do separátoru velkých částic, který tvoří druhou část generátoru (infusní lahev 2). Separační element je tvořen spirálovitě svinutou trubicí. Při průchodu částic se velké částice "odstředí", a přilnou ke stěně trubky, po

být zdrojem chyb při měření. Pozvolna slábnoucí proud vzduchu, šířící se kanálem profilového paprsku ve směru prouzu (ve směru osy kanálu), je posilován proudem z následující štafetové trysky. V oblastech, kde dochází ke směšování obou proudů, lze při použití výše popsaného způsobu sycení proudu částicemi očekávat problémy.

Ty vyplývají z toho, že pouze proud vzduchu postupující kanálem je nasycen částicemi. Vzduch vystupující ze štafetové trysky nenese kromě přirozených nečistot žádné stopovací částice glycerínu. V oblasti směšování jsou proto oba proudy velmi nerovnoměrně nasyceny stopovacími částicemi.

Uvážíme-li, že střední rychlost vypočteme za vztahu /5.3.1/ (viz kap 5.3) pak za předpokladu vyšších rychlostí proudu ze štafetové trysky oproti slábnoucímu proudu v kanálu bude výsledná naměřená střední rychlost posunuta k nižším hodnotám. Je to způsobeno tím, že ve statistickém souboru vzorků w_i jsou v mnohem větší míře zastoupeny pomalejší částice z proudu postupujícího kanálem než rychlejší částice ze štafetové trysky. Ze stejných důvodů lze v oblasti směšování očekávat i chybně změřenou intenzitu turbulence.

Chyby měření mohou být tím výraznější, čím větší budou rozdíly rychlostí obou proudů. Obdobné chyby lze očekávat i při měření na vstupní straně kanálu profilového paprsku, pokud bude sycen pouze proud vkladací trysky (dávkování aerosolu glycerínu do útkové trubky).

Aby se ověřilo do jaké míry jsou uvedené úvahy oprávněné a jak velké chyby měření mohou nastat při popsaném způsobu sycení proudu částicemi, byly provedeny následující porovnávací experimenty.

V kanálu profilového paprsku se v oblasti mezi dvěma sousedními štafetovými tryskami měřily střední rychlosti proudění při různém způsobu sycení proudu částicemi. V prvním případě byl proud v kanálu sycen přísáváním částic glycerínu, jak bylo popsáno výše (dále jen 'sycení přísáváním'). Ve druhém případě byly částice přimíchávány přímo do tlakového vzduchu a tak byly obsaženy přímo ve vzduchu vystupujícím ze štafetových trysek do kanálu profilového paprsku (dále jen

vstup útkové trubky (viz obr.6.1, kap. 6.1). Odtud byly částice glycerínu podobně jako útek přisávány do prostoru ejektoru, kde po promíchání s "hnacím" vzduchem byly dopraveny na ústí vkladací tkací trysky.

Experimenty s různými typy vkladacích trysek ukázaly, že jejich sací schopnost závisí na přetlaku napájecího vzduchu. Některé trysky sají v celém rozsahu tlaků (100 - 400 kPa), jiné při určitém přetlaku začínají vzduch vyfukovat zpět útkovou trubicou (obvykle pro přetlak > 300 kPa). Z těchto důvodů nelze jednoduché přisávání stopovacích částic útkovou trubicou vždy použít pro dostatečné sycení proudu. V takových případech je nutné zajistit přidávání částic přímo do tlakového vzduchu (jak bude popsáno dále).

Složitější situace nastává v případech sycení proudu uvnitř kanálu profilového paprsku. Jak bylo popsáno v kap. 1.1 a 5.2 je výsledné proudové pole v kanálu vytvořeno směřováním proudů.

Ve vstupní části tkacího profilového paprsku je proudění vytvářeno směřováním proudového pole vkladací trysky s proudovými poli štafetových trysek. Ve vzdálenějších oblastech od vkladací trysky, kde proud vkladací trysky zaniká, je proudění uvnitř kanálu profilového paprsku tvořeno dozrívajícím proudem, který je v pravidelných roztečích posilován interakcí s proudem z následující štafetové trysky.

V prvních experimentálních měřeních byly částice glycerínu z generátoru aerosolu injektovány do prostoru kanálu profilového paprsku pod úhlem asi 45° [67]. Částice byly strhávány proudem vzduchu do kanálu. Vzdálenost optické sondy a místa přísunu aerosolu byla konstantní a experimentálně nastavena na cca 200 mm. Tím bylo zaručeno, že částice prolétávající optickou sondou měly již rychlost a směr zkoumaného proudu uvnitř kanálu a současně jejich četnost a tedy hustota dat byla ještě dostatečná pro zpracování čítačovým procesorem.

Tento jednoduchý způsob sycení proudu uvnitř kanálu částicemi není z teoretického hlediska zcela korektní a může

nastavení čítačového procesoru:

MODE: SM/B

GAIN: 1

COMPARISON, %: 3%

CYCLES/BURST: 2^3 tj. $N = 8$, $M = 5/8$

Měření u stěny kanálu bylo realizováno modulem polarizační separace (viz kap. 5.7.1).

Na obr.5.10 a 5.12 je možné porovnat rychlostní profily změřené pro oba výše uvedené způsoby sycení proudu částicemi glycerínu, tj. sycení přísáváním a sycení tlakového vzduchu.

Obr.5.10 představuje y - profil (ve směru souř. osy y) střední rychlosti w_x pro $x = 30$ mm a $z = -2$ mm. Křivka 1 reprezentuje sycení tlakového vzduchu a křivka 2 reprezentuje sycení přísáváním. Je zřejmé, že největší rozdíly v naměřené rychlosti jsou na výstupní straně kanálu (bliž ke štafetové trysce), kde se uplatňují vysoké rychlosti proudu vystupujícího ze štafetové trysky. Maximální rozdíly pro $y = 5$ mm jsou přibližně 20%. Střední rychlost změřená při použití sycení s přísáváním je tedy podle očekávání posunuta k nižším hodnotám. Tytéž výsledky jsou dokumentovány i na obr.5.11, který představuje porovnání rychlostních histogramů (kde SAMP je počet měř., MEAN je střední rychlost, STDV je směrodatná odchylka a TRBI je intenzita turbulence) v bodech $y = 4$ mm a $y = 5$ mm ($x = 30$ mm, $z = -2$ mm). V histogramech prezentujících sycení přísáváním (B) je patrná malá četnost vyšších rychlostí (nižší maximum v pravé části histogramu). Z obr.5.10 vyplývá, že rozdíly mezi změřenými středními rychlostmi jsou nižší uvnitř kanálu ($y = -2, -1, 0, 1$ mm), kde nepřesahují 3%.

Názorněji je vliv způsobu sycení na měření prezentován na obr.5.12, který představuje axonometrické zobrazení příčných rychlostních profilů v řezu y - z pro $x = 20$ mm a $x = 30$ mm. Rychlostní profily označené písmenem A reprezentují sycení tlakového vzduchu, zatímco rychlostní profily označené písmenem B reprezentují sycení přísáváním.

'sycení tlakového vzduchu'). Protože vzduch postupující kanálem je vytvářen štafetovými tryskami, je v tomto případě zaručeno výrazně rovnoměrnější sycení stopovacími částicemi.

Dávkování částic glycerinu do tlakového vzduchu (3 - 4 kPa) bylo realizováno upraveným generátorem aerosolu, který byl popsán v kap. 5.6.1.

Generátor aerosolu byl připojen paralelně k hlavní větvi rozvodu tlakového vzduchu. Tlakový spád na generátoru aerosolu byl řízen ventilem zařazeným v hlavní větvi a tímto způsobem bylo regulováno množství částic glycerinu dopravených do tlakového vzduchu.

Schéma měření rychlosti proudění v prohozním kanálu profilového paprsku je na obr.6.5 v kapitole 6.2.

Oblast mezi dvěma štafetovými tryskami byla rozdělena na několik příčných řezů y-z reprezentovaných sítí bodů, (5 x 10 bodů o rozteči 1 mm), ve kterých se provádělo měření (přesné rozložení těchto příčných řezů je popsáno v konkrétních případech měření v kap. 6). Prostorovou orientaci v proměřované oblasti dává souřadnicová soustava zakreslená též na obr.6.2. Počátek souřadnicové soustavy byl v tomto případě umístěn na úroveň první štafetové trysky, tj. x-ová souřadnice první štafetové trysky je rovna nule ($x = 0$).

Porovnávací měření byla prováděna za těchto podmínek:

tlak přívodního vzduchu: 400 kPa

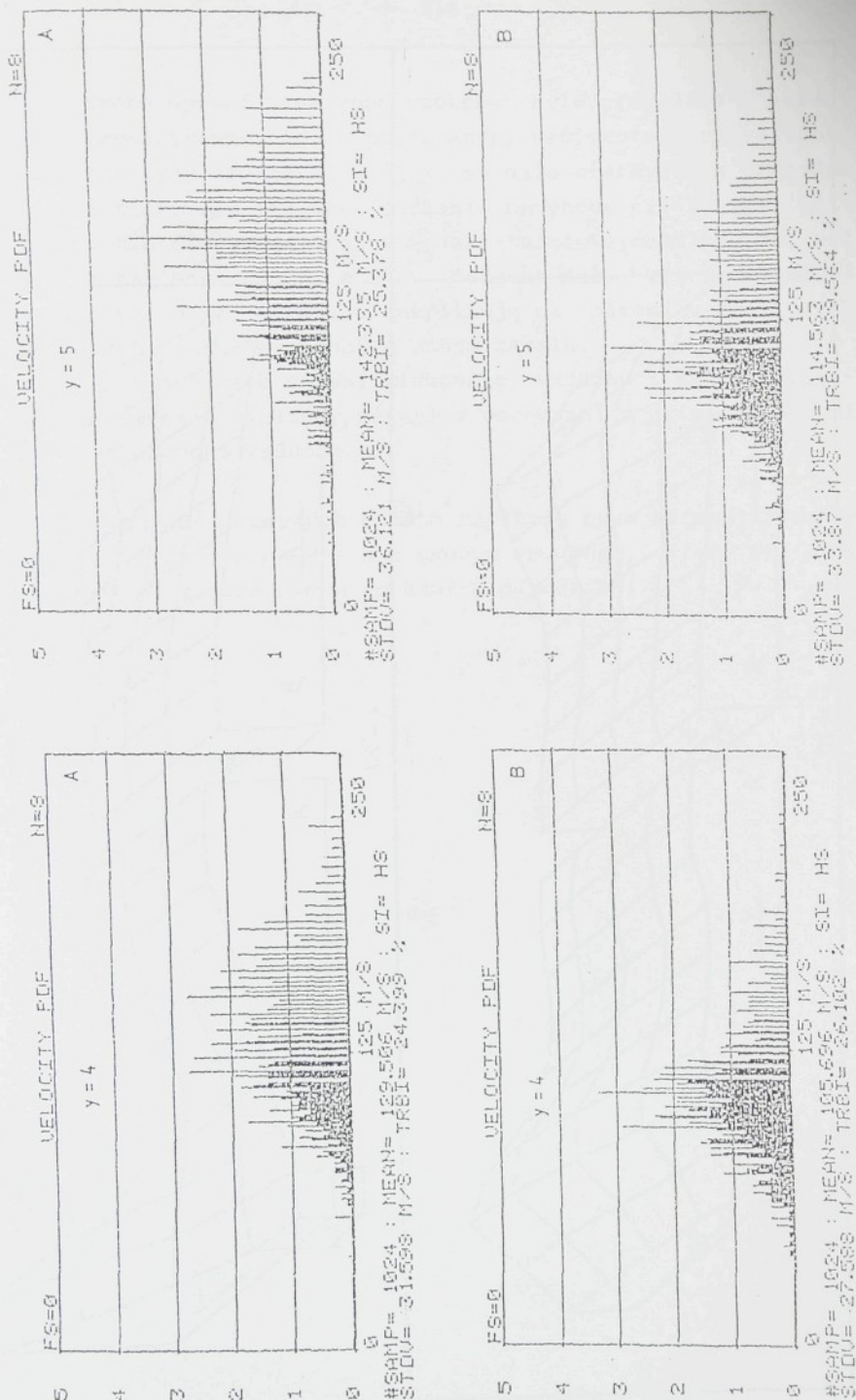
výkon argonového laseru: 300 mW

vlnová délka: 515.5 nm

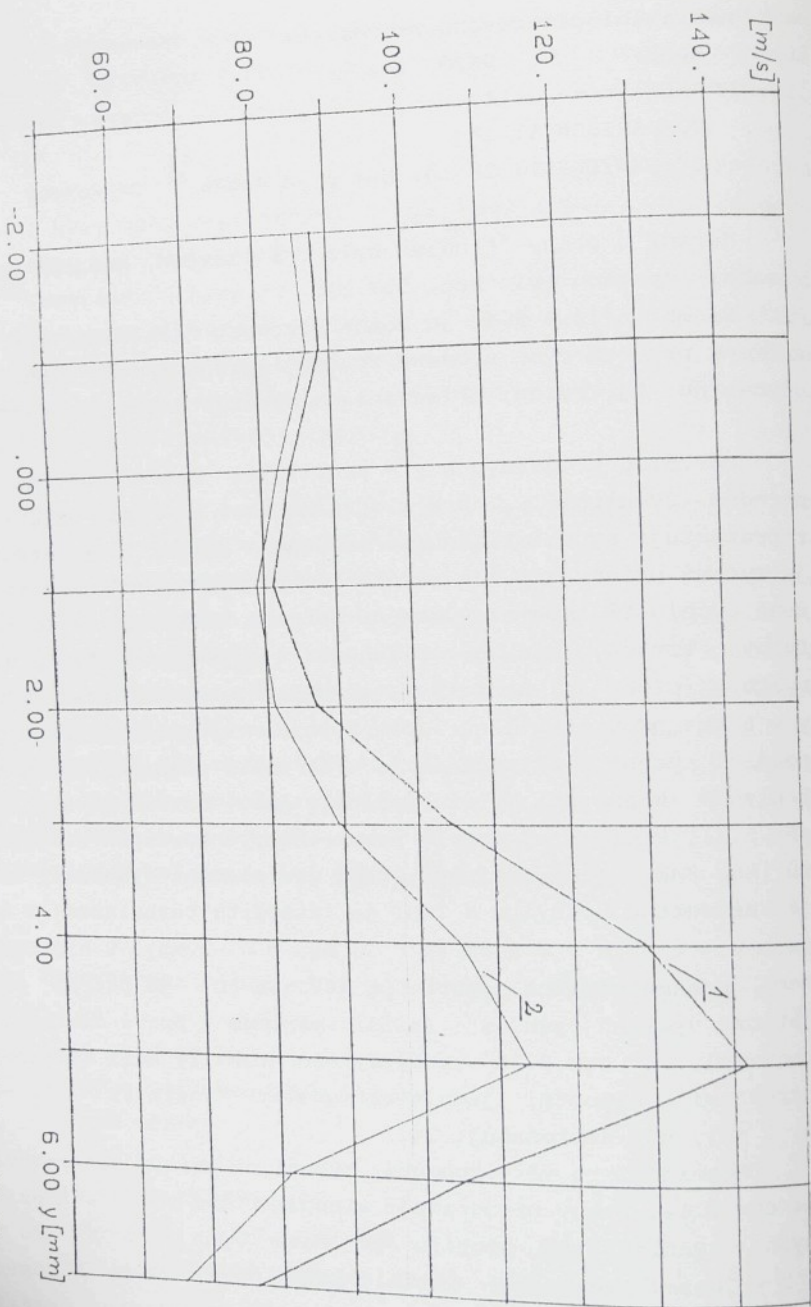
parametry objektivu:

ohnisková vzdálenost : F.D. = 121.5 mm

úhel protínání paprsků θ : $\theta/2 = 10.735^\circ$



Obr. 5.11 Porovnání rychlostních histogramů ($x = 30 \text{ mm}$, $z = -2 \text{ mm}$) v závislosti na způsobu sycení proudů aerosolem glycerinu: A - sycení tlakového vzduchu, B - sycení přísávaním.

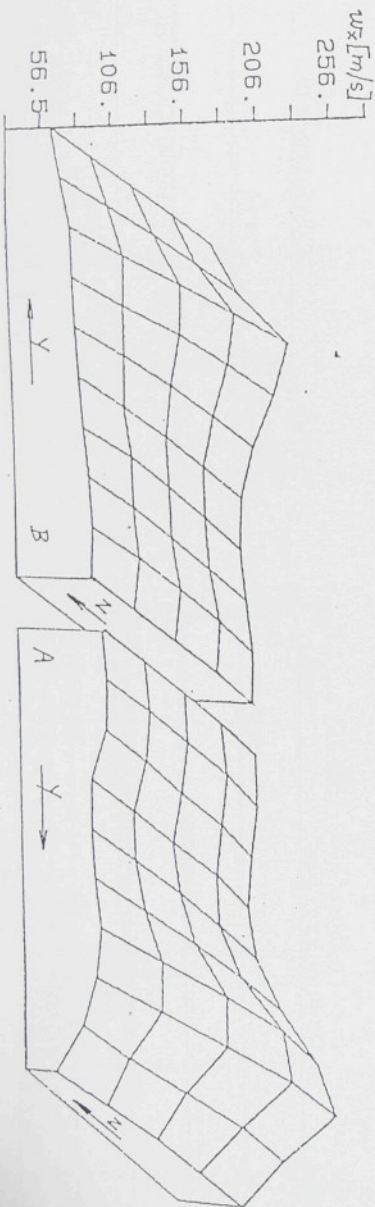
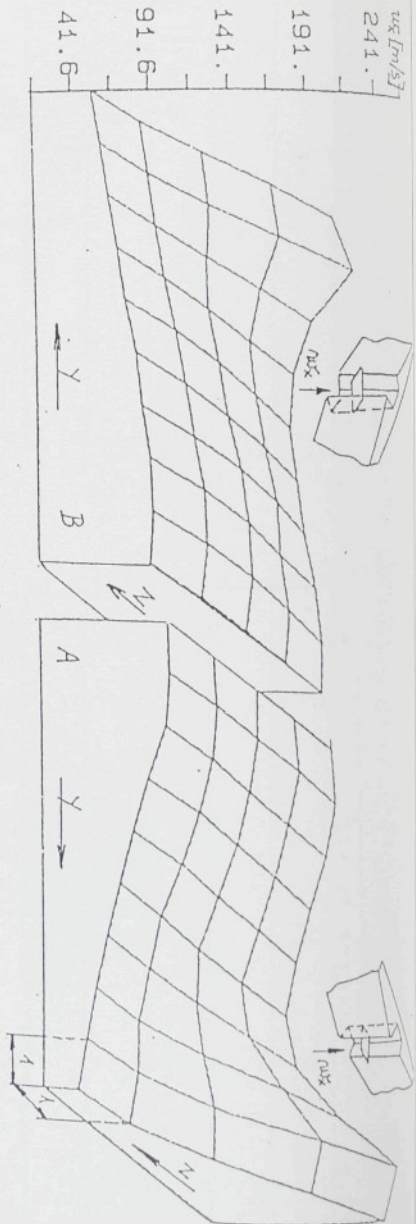


Obr. 5.10 Porovnání výsledků měření y - profilu střední rychlosti ($x = 30$ mm, $y = -2$ mm) v závislosti na způsobu sycení proudů aerosolem glycerinem:
 1 - sycení tlakového vzduchu, 2 - sycení přísávkám

Kromě sycení tlakového vzduchu byla prováděna i měření bez sycení proudu, tj. s přirozenými nečistotami ve vzduchu. Výsledky byly srovnatelné (jak se dalo očekávat) s případem sycení tlakového vzduchu. Zásadní nevýhoda při využití přirozených nečistot je však v nedostatečném sycení proudu, což má za následek velmi nízkou četnost dat. Tím se neúměrně prodlužuje doba měření a komplikuje se měření v kritických případech, jako je měření u stěny kanálu.

Ani současné sycení tlakového vzduchu a sycení přísáváním neměnilo výsledky měření v porovnání s případem sycení pouze tlakového vzduchu.

Z důvodů uvedených v této kapitole byla měření vzduchového prohozu prováděna s tlakovým vzduchem, který byl před vstupem do trysek sycen aerosolem glycerínu.



Obr. 5.12 Porovnání výsledků měření rychlostních profilů v řezu y-z ($x = 20$ mm a $x = 30$ mm) v závislosti na způsobu syčení proudů aerosolem glycerinu: A - syčení tlakového vzduchu, B - syčení přisáváním.

5.7.1 Metoda polarizační separace.

Laserové záření dopadající na obecný povrch je tímto povrchem fresnelovsky a difuzně odraženo, přičemž vzájemný poměr těchto složek odrazu je závislý na tvaru a drsnosti povrchu.

Také při dopadu laserového světla na stěnu kanálu profilového paprsku tkacího stroje se uplatňují obě složky odrazu. V tomto případě však problémy s odrazem světla nejsou tak kritické jako v případě odrazů od kompaktní hladké stěny. Jak bylo vysvětleno v kap. 1.1 je profilový paprsek tvořen soustavou tenkých kovových plechů ('lamel') oddělených mezerami. Tloušťka plechu i velikost mezer je řádu desetin milimetru. Při dopadu laserové světla na stěnu kanálu profilového paprsku ho část prochází mezerami a část se ho odráží od tenkých kovových lamel, přičemž odraz má jak fresnelovský tak difuzní charakter.

Potlačení optického šumu v signálu LDA v tomto případě znamená zamezení pronikání odraženého světla optickou soustavou zpětného rozptylu na fotonásobič.

Prostorová filtrace.

Nejběžnější způsob potlačení nežádoucích odrazů je tzv. prostorová filtrace. Ta je u každého laserového anemometru realizována dirkovou clonou před fotonásobičem, viz obr.5.13.

V lit. [68] bylo teoreticky studováno odražené záření prošlé dirkovou clonou v závislosti na vzdálenosti středu optické sondy od odrazejícího povrchu. Nejmenší vzdálenost středu optické sondy $d'_{\min}$ od odrazejícího povrchu, aby dirková clona ještě chránila fotonásobič před odraženým světlem je přibližně rovna velikosti podélné osy optické sondy l_m (viz kap. 4.1.2).

5.7 Řešení problematiky měření proudění metodou LDA u stěny kanálu profilového paprsku tkacího stroje.

Měření rychlostních polí v prohozním kanálu profilového paprsku metodou LDA jsou nejkritičtější u stěny kanálu.

Přibližováním optické sondy ke stěně kanálu narůstá vlivem odrazů světla od stěny optický šum, což se projeví výrazným snížením poměru signálu od šumu. V důsledku toho klesá přesnost a věrohodnost měření (míra vlivu optického šumu na výsledky měření závisí i na způsobu vyhodnocení signálu LDA, tj. druhu použitého signálového procesoru; viz kap. 3.1), až v jisté minimální vzdálenosti od stěny je vyhodnocení signálu LDA znemožněno úplně. Ověřovací experimenty ukázaly, že při použití jednokanálového laserového dopplerovského anemometru TSI se zpětným rozptylem a vyhodnocování dopplerovského signálu čítačovým procesorem TSI 1990B (viz kap. 5.4) měření selhává ve vzdálenosti 2 - 3 mm od stěny kanálu.

Aby bylo možné provádět měření v těsné blízkosti stěny kanálu (do vzdálenosti 1 mm od stěny), bylo nutné vyvinout metodiku měření omezující vliv optického šumu způsobeného odrazy světla od stěny kanálu. Byly navrženy, realizovány a úspěšně použity dvě metody eliminace optického šumu s následujícími pracovními názvy:

- *metoda polarizační separace*

Metoda byla použita při měření uvnitř kanálu profilového paprsku, kde rychlostní pole je vytvářeno štafetovými tryskami.

- *metoda mimoosového snímání*

Metoda byla použita při měření ve vstupní části tkacího profilového paprsku, kde je rychlostní pole tvořeno směřováním proudu z vkládací trysky s proudy štafetových trysek.

$$l_m = d_e / \sin(\theta/2), \quad d_e = 4 \lambda f / \pi D_e, \quad /5.7.1/$$

kde l_m je délka optické sondy,
 λ je vlnová délka,
 θ je úhel protínání laserových paprsků,
 d_e je průměr fokusovaného laserového paprsku,
 D_e je průměr laserového paprsku,
 f je ohnisková vzdálenost,

Ze vztahu /5.7.1/ vyplývá, že zkracováním ohniskové vzdálenosti objektivu lze zkrátit délku optické sondy.

Chceme-li tedy maximálně využít prostorové filtrace, realizované dirkovou clonou před fotonásobičem (v použitém laserovém anemometru TSI je průměr otvoru clony 0,2 mm) při měření u stěny kanálu, je nutné použít objektiv s krátkou ohniskovou vzdáleností.

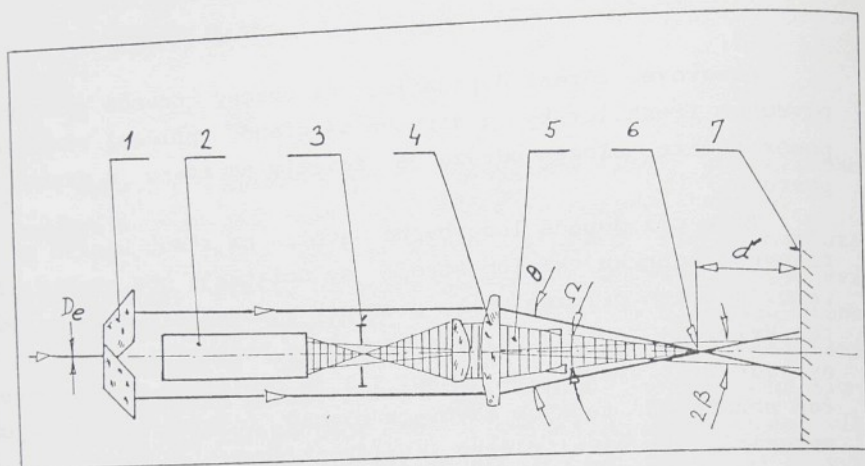
Zkracování ohniskové vzdálenosti není neomezené. To vyplývá ze vztahu pro dopplerovskou frekvenci:

$$f_D = \frac{2 \sin(\theta/2)}{\lambda} w_x, \quad /5.7.2/$$

$$a \quad \theta = 2 \cdot \arctg(d/2f),$$

kde w_x je měřená složka rychlosti,
 d je vzdálenost laserových paprsků (50 mm pro objektivu TSI); viz obr.4.3, kap. 4.1.2,
 f je ohnisková vzdálenost,
 f_D je dopplerovská frekvence,
 θ je úhel protínání laserových paprsků,
 λ je vlnová délka

Zkracováním ohniskové vzdálenosti objektivu se zvyšuje dopplerovská frekvence. Proto je nutné vybírat minimální ohniskovou vzdálenost objektivu i s ohledem na maximální mě-



Obr.5.13 Schéma prostorové filtrace

- kde
- 1 - hranolový dělič
 - 2 - fotonásobič
 - 3 - dirková clona
 - 4 - vysil./přijímací objektiv
 - 5 - detekovaná část rozptylového dopplerovského signálu
 - 6 - optická (měřicí) sonda
 - 7 - odrážející povrch

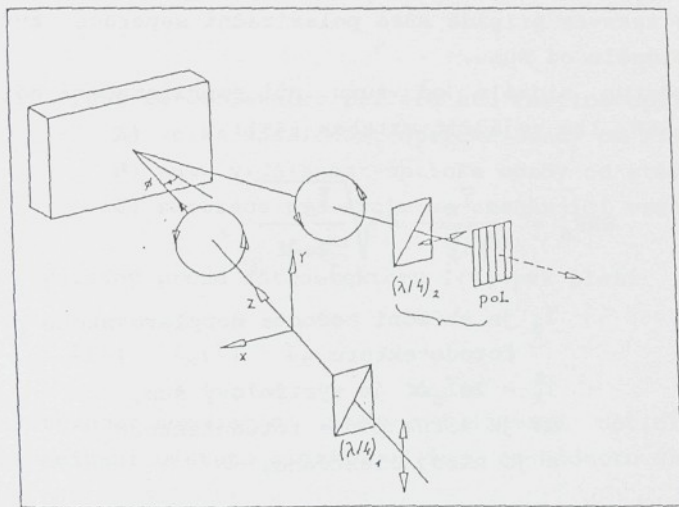
Experimentální praxe ukazuje [69], že reálná hodnota $d'_{\min}$ je ve skutečnosti vyšší (difrakce světla na sběrné apertuře, optické chyby reálných objektivů atd.). V případě použití čítačového procesoru (minimální požadovaný odstup signálu od šumu $\text{SNR} > 10 \text{ dB}$, viz kap. 5.3.1) lze obvykle zpracování dopplerovského signálu provádět ve vzdálenostech minimálně troj- až pětinasobku hodnoty l_m .

Délka optické sondy l_m závisí na ohniskové délce objektivu (f) a úhlu, který svírají laserové paprsky (θ) tvořící optickou sondu (viz kap. 4.1.2):

Při fresnelovském odrazu dochází ke změně polarizace dopadající vlny v závislosti na úhlu odrazu a dielektrické konstantě odrazejícího povrchu. Difuzní odraz má dvě složky: polarizovanou a částečně polarizovanou složku. Polarizace v tomto případě závisí na směru pozorování, vlnové délce a struktuře povrchu. Při rozptylu světla na částicích závisí stav polarizace na směru pozorování, na velikosti (průměru) částice, na jejím indexu lomu a vlnové délce.

Z výsledků lit. [68] vyplývá, že vhodným polarizačním stavem pro použití v LDA je pravotočivá nebo levotočivá kruhová polarizace laserových paprsků (světelných vln), jejichž průnik vytváří optickou sondu.

Na obr.5.14 je znázorněno potlačení odrazu kruhově polarizovaného světla při kolmém odrazu ($\phi \rightarrow 0$).



Obr.5.14 Potlačení odrazu kruhově polarizovaného světla při kolmém odrazu

řené rychlosti, aby se dopplerovská frekvence nedostala mimo měřitelný rozsah čítačového procesoru (max. 140 MHz).

Pro měření rychlostních polí v kanálu profilového paprsku byl vybrán objektiv TSI s ohniskovou vzdáleností 132 mm (F.D. = 121.5 mm, $\theta/2 = 10.735^\circ$). Parametry optické sondy vytvořené tímto objektivem jsou následující (pro $d = 50$ mm, $\lambda = 514.5$ nm, $D_e = 1.5$ mm):

rozteč proužků:	$d_f = 1.38 \mu\text{m}$
počet proužků:	$N_{FR} = 42$
délka optické sondy:	$l_m = 0.31$ mm
průměr optické sondy:	$d_m = 0.058$ mm
úhel protínání paprsků:	$\theta = 21.47^\circ$

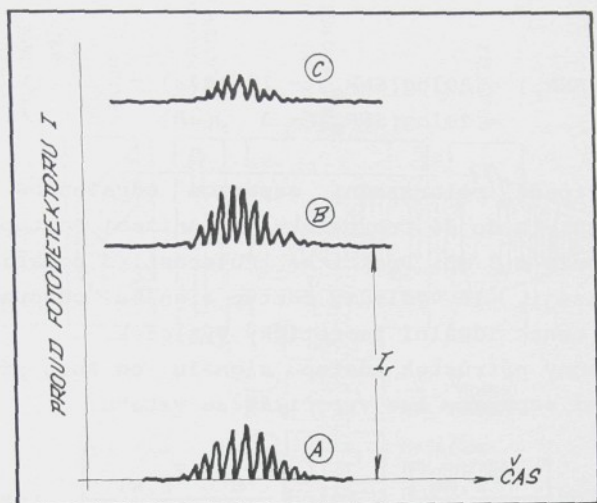
Podélný rozměr optické sondy l_m je již dostatečně malý ve srovnání s příčnými rozměry proměřované oblasti 4×9 mm (viz obr.6.5, kap. 6.2) a krokem 1 mm. Současné je požadována minimální vzdálenost 1 mm od stěny kanálu cca trojnásobkem délky optické sondy.

Pro maximální předpokládané rychlosti kolem 180 m/s je dopplerovská frekvence vypočtená ze vztahu /5.7.2/ asi 130 MHz a je tedy měřitelná čítačovým procesorem TSI 1990B.

Experimenty prokázaly, že pouhá prostorová filtrace optimalizovaná zkrácením optické sondy na $l_m = 0.31$ mm je pro úspěšné měření ve vzdálenostech 1 - 2 mm od stěny kanálu nedostačující. Proto byla pro další redukci optického šumu využita polarizační separace odraženého záření od dopplerovského signálu.

Polarizační separace.

Metoda polarizační separace vychází z definovaného stavu polarizace laserového světla. Princip polarizační separace je založen na předpokladu, že polarizace fresnelovský a difuzně odražené světelné vlny je jiná než polarizace rozptýlené světelné vlny reprezentující dopplerovský signál.



Obr.5.15 Proud fotodetektoru při průletu částice optickou sondou

- A) velká vzdálenost optické sondy od stěny
- B) malá vzdálenost optické sondy od stěny
- C) saturace při stále se zmenšující vzdálenosti

Pro výsledný proud fotodetektoru $I(t)$ pak platí:

$$I(t) = I_S(t) + I_r \quad /5.7.4/$$

Přítomnost odražející stěny v blízkosti optické sondy způsobí snížení odstup signálu od šumu na hodnotu SNR_r :

$$SNR_r = SNR_S (1 + \bar{I}_r / \bar{I}_S)^{-1/2} , \quad /5.7.5/$$

kde SNR_S je odstup signálu od šumu pro rozptýlené světlo,
 SNR_r je odstup signálu od šumu pro rozptýlené plus
 odražené světlo

Svisle lineárně polarizované laserové světlo je čtvrtvlnovou destičkou $(\lambda/4)_1$ přeměněno na pravotočivé kruhově polarizované. Při kolmém odrazu se smysl točivosti, pozorovaný proti směru šíření, mění z pravotočivého na levotočivý. Po průchodu čtvrtvlnovou destičkou $(\lambda/4)_2$ lze vhodným natočením polarizátoru odražené levotočivé kruhově polarizované světlo potlačit.

Difuzní odraz lze potlačit podobným způsobem, avšak čtvrtvlnová destička a polarizátor jsou obecně natočeny do jiných poloh tak, aby difuzní odraz byl maximálně utlumen.

Kombinace čtvrtvlnové destičky $(\lambda/4)_2$ a polarizátoru označujeme jako analyzátor polarizace. V praxi se pro potlačení odraženého světla od reálného povrchu nastavuje analyzátor empiricky. Polarizační separace bude účinná jen tehdy, pokud analyzátor polarizace nejenom potlačí odražené světlo, ale pokud bude zároveň propouštět dostatečnou intenzitu rozptylového dopplerovského signálu.

V takovém případě může polarizační separace zvýšit odstup signálu od šumu.

Odstup signálu od šumu při nepřítomnosti odražející stěny SNR_s lze vyjádřit vztahem [68]:

$$SNR_s = \frac{\bar{I}_s}{\sqrt{i_k^2}} = \sqrt{\frac{\bar{I}_s}{2e\Delta f}}, \quad /5.7.3/$$

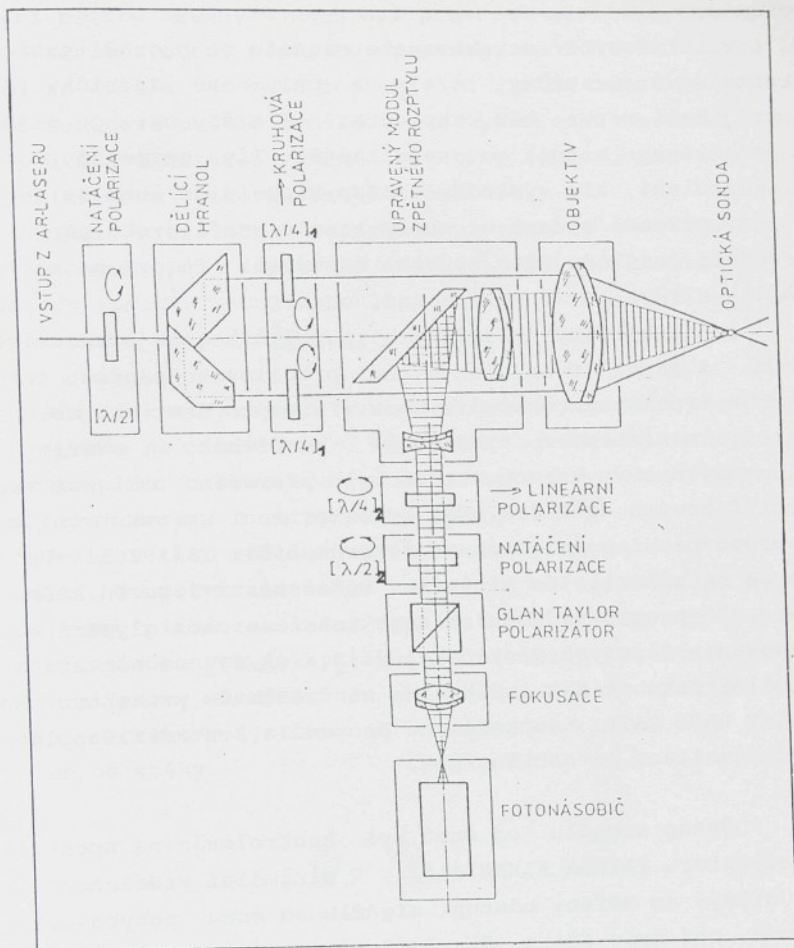
kde $\bar{I}_s$ je střední hodnota dopplerovského proudu fotodetektoru,

$i_k^2 = 2e\bar{I}_s\Delta f$ je výstřelový šum,

Δf je šířka pásma fotodetektoru,

e je náboj elektronu,

Přítomnost odražející stěny v malé vzdálenosti od optické sondy způsobí, že dopplerovský proud $I_s(t)$ vzroste o stejnosměrný proud I_r vyvolaný světlem odraženým od stěny, viz obr.5.15.



Obr.5.16 Modul polarizační separace.

Světlo rozptýlené na částicích prolétávajících optickou sondou je snímáno objektivem, prochází modulem zpětného rozptýtlu, kde je kolimováno a čtvrtvlnovou destičkou $(\lambda/4)_2$ je měněno na lineárně polarizované světlo. Dále je půlvlnovou destičkou $(\lambda/2)_2$ vhodně natočeno pro průchod Glan-Taylorovým hranolem, který pracuje jako analyzátor. Poté je světlo fokusováno na clonu fotonásobiče a detekováno

Budeme-li předpokládat, že v ideálním případě polarizační separace potlačí odraz od stěny na úroveň rozptylu, tj. $\bar{I}_r \approx \bar{I}_s$, potom lze zlogaritmováním výraz /5.7.5/ upravit na:

$$\begin{aligned} 20\log(\text{SNR}_r) &= 20\log(\text{SNR}_s) - 10\log(2) = \\ &= 20\log(\text{SNR}_s) - 3 \quad [\text{dB}] \end{aligned} \quad /5.7.6/$$

v případě polarizační separace odraženého světla na úroveň rozptylu dojde teoreticky ke snížení odstupu signálu od šumu pouze o 3 dB. Praktické zkušenosti s polarizační separací ukazují, že výsledný odstup signálu od šumu je vždy nižší než tento ideální teoretický výsledek.

Skutečný přírůstek odstupu signálu od šumu při použití polarizační separace lze vypočítat ze vztahu:

$$\text{SNR} = 20\log \left[\frac{\text{SNR}_{r,RS}}{\text{SNR}_{r,RT}} \right] = 10\log \left[\frac{\bar{I}_s + \bar{I}_{r,RT}}{\bar{I}_s + \bar{I}_{r,RS}} \right], \quad [\text{dB}] \quad /5.7.8/$$

kde index RT značí veličiny bez použití polarizační separace, index RS značí veličiny při použití polarizační separace

Pro potlačení odraženého světla od stěny kanálu profilového paprsku, byl do sestavy laserového dopplerovského anemometru TSI vřazen speciální modul polarizační separace zobrazený na obr.5.16.

Jeho konstrukce odpovídá optickému schématu na obr.5.14.

Vysílací část modulu kruhové polarizace je umístěna za dělicím hranolem. Vstupní lineárně polarizovaný laserový paprsek je po průchodu půlvlnovou destičkou ($\lambda/2$) rozdělen dělicím hranolem na dva lineárně polarizované paprsky. Oba laserové paprsky jsou čtvrtvlnovými destičkami ($\lambda/4$)₁ polarizovány kruhově a po průchodu objektivem vytvářejí optickou sondu.

měření blízko stěny kanálu byl proveden následujícím způsobem. Lamely tvořící profilový paprsek se v místě dopadu laserového světla od sebe roztáhly. Tím se zamezilo odrazům neboť laserové světlo prošlo takto vytvořenou mezerou. Srovnání měření s odrazem záření od stěny a bez odrazu ukázala, že výsledky se shodovaly s přesností 5%.

Modul polarizační separace byl vyroben ve VZLÚ Praha. Byl zkoušen při odstraňování odlesků vznikajících při průchodu lopatky rotujícího lopatkového stroje optickou sondou. V tomto případě však byly výsledky negativní.

Při měření rychlosti proudění u stěny kanálu profilového paprsku se polarizační separace osvědčila. V kombinaci s prostorovou filtrací umožnila měření i v požadované minimální vzdálenosti 1 mm od stěny kanálu.

Ještě v této vzdálenosti byl odstup signálu od šumu vyhovující. To potvrdila nejen kontrolní měření odstupu signálu od šumu, ale i srovnání rychlostních histogramů (bez deformací způsobených velkým šumem) na obr.5.17, které představují měření v různých vzdálenostech od stěny kanálu profilového paprsku - a) 1 mm od stěny, b) 3 mm od stěny, c) 5 mm od stěny.

fotonásobičem.

Vlastní výběr detekovaného signálu se provádí natáčením čtvrtvlnové destičky $(\lambda/4)_2$ a půlvlnové destičky $(\lambda/2)_2$ v přijímací větvi tak, aby odraz od stěny byl co nejmenší a rozptylový signál co nejsilnější. Tim se celkový signál sice zeslabí, ale výsledný odstup signálu od šumu se zvýší.

V případě měření u stěny kanálu profilového paprsku se osvědčil následující způsob nastavení fázových destiček $(\lambda/4)_2$ a $(\lambda/2)_2$.

Do průsečíku laserových paprsků se nejprve umístila jedna z lamel tvořících stěnu profilového paprsku tkacího stroje. Postupným otáčením obou fázových destiček se nastavilo maximální vyhasnutí odraženého světla za Glan-Taylorovým hranolem. Tim bylo provedeno základní nastavení fázových destiček. Následné seřízení se uskutečnilo již v provozních podmínkách s fotonásobičem TSI 9162. Optická sonda se umístila do minimální vzdálenosti 1 mm od stěny kanálu. Do proudu vzduchu se injektoval aerosol glycerínu. Dolaďováním fázových destiček $(\lambda/4)_2$ a $(\lambda/2)_2$ se nastavila maximální četnost dat indikovaná na čítačovém procesoru ukazatelem DATE RATE. Současně se prováděla kontrola dopplerovských oscilací na osciloskopu.

Odstup signálu od šumu byl kontrolován na spektrálním analyzátoru TAKEDA RIKEN 4132. V minimální vzdálenosti 1 mm od stěny se měřený odstup signálu od šumu pohyboval kolem 15 dB, což bylo asi o 5 - 7 dB méně než ve vzdálenosti 5 mm od stěny. Z funkce spektrálního analyzátoru vyplývá, že skutečný odstup signálu od šumu byl vyšší než změřený.

Spektrální analyzátor integruje časově výkon v jednotlivých frekvenčních pásmech a proto pro správné měření vyžaduje kontinuální signál. Tento předpoklad není u LDA signálu většinou splněn. To platí především pro měření v minimálních vzdálenostech od stěny, kde četnost platných dat byla velmi nízká, takže změřený odstup signálu od šumu byl zcela jistě nižší než skutečný.

Jiný nepřímý způsob kontroly kvality signálu LDA při

5.7.2 Metoda mimoosového snímání.

Metoda mimoosového snímání byla navržena pro měření proudění ve vstupní části tkacího profilového paprsku.

V této oblasti kanálu se výrazně uplatňuje proud vkladací trysky. Úvodní měření volných proudů za vkladací tryskou ukázala, že na vstupu do kanálu profilového paprsku (vzdálenost trysky od vstupu do kanálu: 15 mm) lze očekávat rychlosti proudění cca 250 - 300 m/s (pro přetlak 400 kPa)

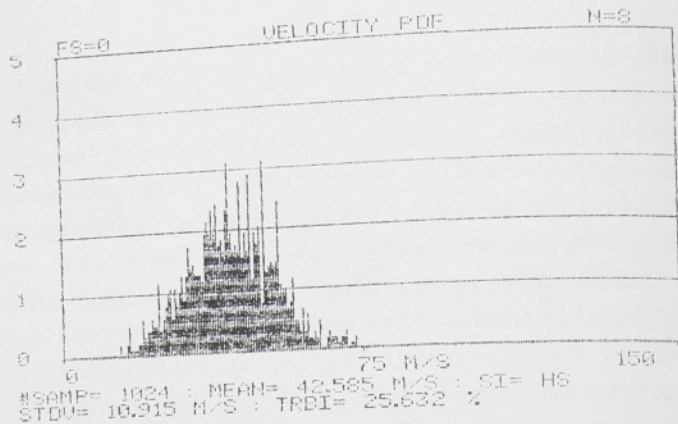
V důsledku těchto vysokých rychlostí není možné provádět měření s využitím polarizační separace a prostorové filtrace popsané v předcházející kapitole, protože tato metoda vyžaduje použití objektivu s velmi krátkou ohniskovou vzdáleností ($F.D. = 121.5 \text{ mm}$, $\theta/2 = 10.735^\circ$), aby bylo dosaženo zkrácení optické sondy na minimum (cca 0.3 mm) a prostorová filtrace byla účinná.

Zkracování ohniskové vzdálenosti objektivu zkracuje optickou sondu, ale současně způsobuje zvyšování dopplerovské frekvence. Pro rychlosti 250-300 m/s je při použití tohoto objektivu dopplerovská frekvence vypočtená ze vztahu /5.7.2/ cca 180 - 220 MHz. Tak vysoké dopplerovské frekvence již nelze čítačovým procesorem TSI 1990B měřit (reálně lze měřit maximální dopplerovskou frekvenci cca 140 MHz).

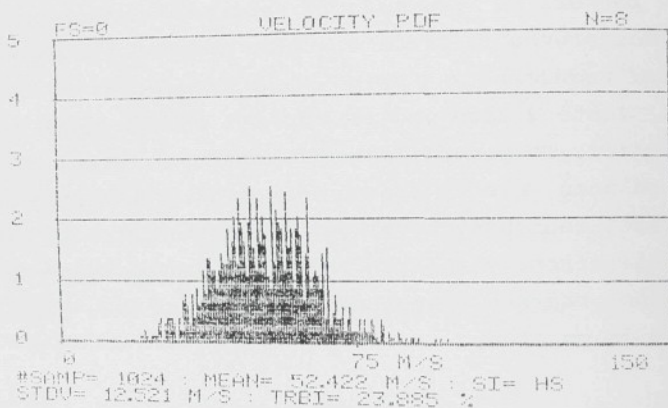
Z uvedených důvodů bylo nutné použít vysilací objektiv TSI s delší ohniskovou vzdáleností $F.D. = 250.1 \text{ mm}$. Parametry měřicí sondy tohoto objektivu (pro $d = 50 \text{ mm}$, $\lambda = 514.5 \text{ nm}$, $D_e = 1.5 \text{ mm}$) jsou:

rozteč proužků:	$d_f = 2.67 \text{ } \mu\text{m}$
počet proužků:	$N_{FR} = 42$
délka optické sondy:	$l_m = 1.2 \text{ mm}$
průměr optické sondy:	$d_m = 0.1 \text{ mm}$
úhel protínání paprsků:	$\theta = 11.16^\circ$

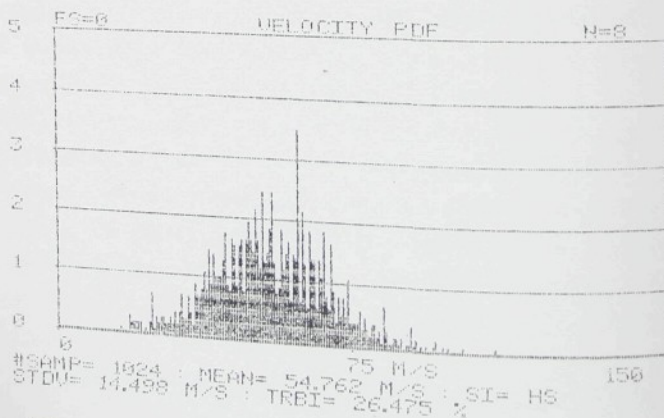
Pro rychlosti 250 - 300 m/s je v tomto případě dopplerovská frekvence cca 95 - 115 MHz. Je zřejmé, že došlo ke



Obr. 5.17a 1mm OD STĚNY KANÁLU ($x=50\text{mm}$, $y=-2\text{mm}$, $z=+2\text{mm}$)



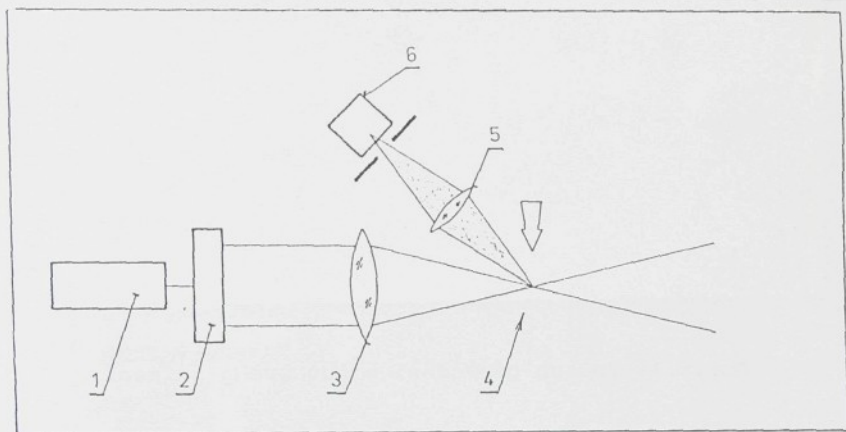
Obr. 5.17b 3mm OD STĚNY KANÁLU ($x=50\text{mm}$, $y=0\text{mm}$, $z=+2\text{mm}$)



Obr. 5.17c 5mm OD STĚNY KANÁLU ($x=50\text{mm}$, $y=+2\text{mm}$, $z=+2\text{mm}$)

s maximální šířkou pásma 32 MHz. Do středu tohoto pásma se umísťuje střední dopplerovská frekvence. Experimenty ukázaly, že vysoká intenzita turbulence měla v některých případech za následek omezení rychlostních histogramů právě tímto filtrem BSA a to způsobilo chybu při výpočtu střední rychlosti i intenzity turbulence.

Řešení výše popsaných problémů si vyžádalo změnu optického uspořádání LDA. Byla použita metoda mimoosového snímání znázorněná na obr.5.18.



- | | |
|-----------------------|------------------------|
| 1 - laser | 4 - optická sonda |
| 2 - dělicí hranol | 5 - přijímací objektiv |
| 3 - vysílací objektiv | 6 - fotonásobič |

Obr.5.18 Metoda mimoosového snímání

Základní princip spočívá v tom, že dopplerovská frekvence rozptylového záření nezávisí na úhlu snímání. To přímo vyplývá z teoreticky odvozeného vztahu pro dopplerovskou frekvenci /3.3.7/ v kap. 3.3.3.

Vysílací a přijímací části jsou odděleny a jejich konkrétní uspořádání je vidět na obr.5.19.

snížení dopplerovské frekvence na měřitelnou hodnotu, ale současně ke zvětšení délky optické sondy přibližně na čtyřnásobek tj. 1.2 mm. Takoveto zvětšení délky optické sondy se velmi negativně projeví při měření těsně u stěny kanálu (1 - 2 mm od stěny). Došlo ke zhoršení prostorové filtrace a velký optický šum odraženého světla v tomto případě již nelze eliminovat metodou polarizační separace. Experimentální měření s tímto objektivem ukázala, že vyhodnocení signálu LDA pomocí čítačového procesoru TSI 1990B selhává ve vzdálenosti 2 - 3 mm od stěny kanálu.

Lepší výsledky s vyhodnocováním dopplerovského signálu při měření u stěny kanálu bylo možné očekávat při použití analyzátoru spektra dopplerovského vzryvu - BSA ('Burst spectrum analyzer'), který provádí FFT analýzu dopplerovského signálu (viz kap. 4.2.2).

Ověřovací experimenty byly prováděny na zapůjčeném BSA Model 57N10 DANTEC. Přestože nastalo očekávané zlepšení při měření u stěny kanálu, metoda nemohla být použita. Důvodů je několik.

Frekvenční rozsah tohoto modelu BSA je 122 Hz - 80 MHz. Proto by pro měření maximálních rychlostí bylo třeba použít objektiv s ještě větší ohniskovou vzdáleností (nejbližší hodnota z řady TSI: F.D. = 350 mm).

Délka optické sondy je při použití objektivu s F.D. = 350 mm cca 2.3 mm. Porovnáme-li tuto délku měřicí sondy s příčnými rozměry proměřované oblasti na obr.6.5 v kap. 6.2 je zřejmé, že délka sondy je více jak dvakrát větší než rozteč 1 mm v síti měřených bodů. Došlo by tedy ke ztrátě požadovaného prostorového rozlišení a to platí do jisté míry dokonce i pro objektiv s F.D. = 250.1 mm kdy délka optické sondy je 1.2 mm. Jistým řešením těchto problémů je použití expandéru laserových paprsků; ten však nebyl k dispozici.

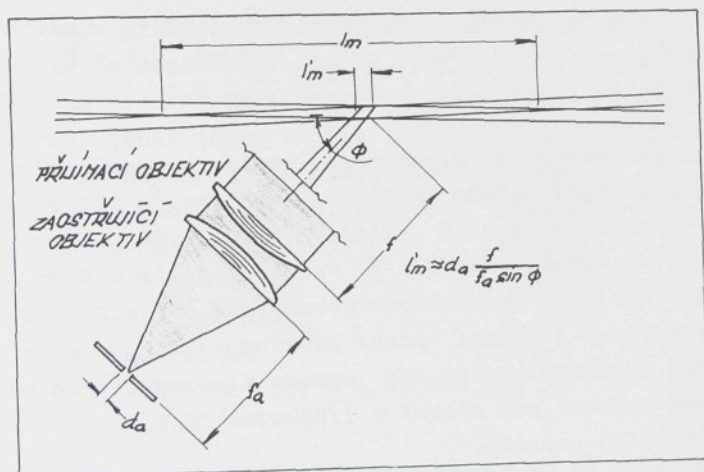
Zásadní nedostatek BSA, který se projevil při měření proudění v prohozním kanálu profilového paprsku však spočívá v omezené šířce zpracovávaného frekvenčního pásma. BSA má z principiálních důvodů vestavěn přestavitelný vstupní filtr

je soustředěno přijímacím objektivem 2 do optického vlákna o průměru 0.2 mm a přivedeno optickým kabelem na fotonáso-
bič. Vyhodnocení dopplerovského signálu se provádělo pomocí
čítačového procesoru TSI 1990B.

Popsané optické uspořádání mimoosového snímání přináší
dvě zásadní výhody:

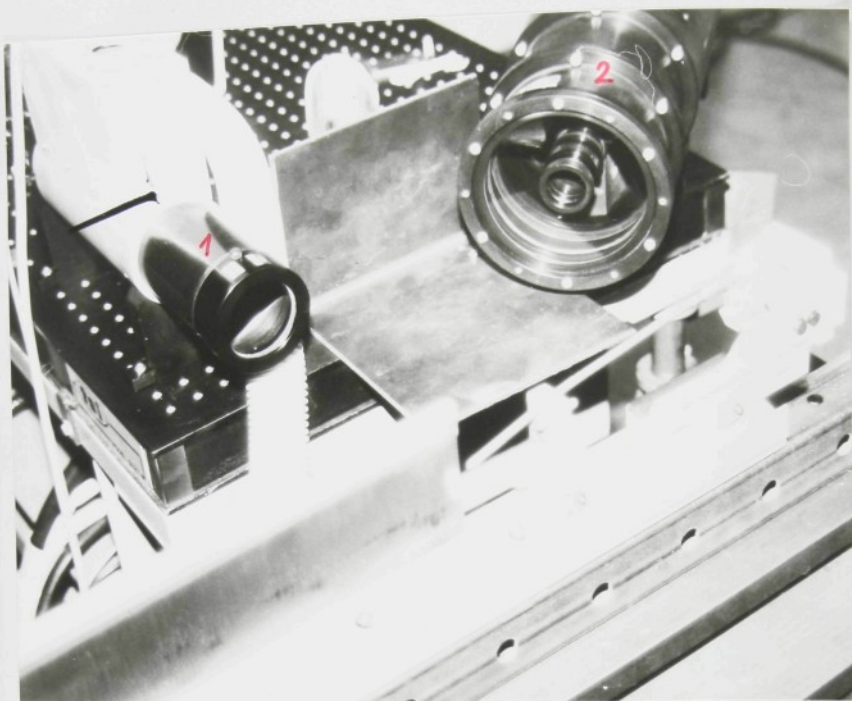
- velmi dobrou prostorovou filtraci světla odraženého
od stěny kanálu profilového paprsku
- zmenšení efektivní délky optické sondy

Díky bočnímu snímání optické sondy přijímacím objekti-
vem se zkracuje její délka l_m , jak je znázorněno na
obr.5.20.



Obr.5.20 Schéma mimoosového snímání.

Míra zkrácení délky optické sondy na efektivní hodnotu
 l'_m závisí na úhlu snímání (ϕ), ohniskové délce přijímacího
objektivu (f), ohniskové délce objektivu zaostřujícího roz-



Obr.5.19 Způsob provedení mimoosového snímání.

Světlo rozptýlené na částicích glycerínu bylo přijímáno speciálním přijímacím objektivem 2. Osy vysílacího a přijímacího objektivu svírají úhel 45° . Přijímací objektiv byl vyroben ve VZLÚ Letňany v Praze [70]. Byl navržen pro měření velkých rychlostí a s ohledem na vysokou prostorovou rozlišitelnost a zpracování signálů s vysokým obsahem šumu. Ohnisková vzdálenost objektivu je 380 mm, objektiv má průměr 130 mm a tedy velmi dobrou světelnost 1:2.9. S ohledem na velmi dobré korigování optických defektů zajišťuje objektiv dobrou prostorovou filtraci. Přijímací objektiv byl zaostřen na optickou sondu vytvořenou vysílacím objektivem 1 (F.D. = 250.1 mm, parametry byly popsány výše) pomocí speciální dalekohledové lupy. Kontrolu justáže bylo tak možné provádět i během měření. Rozptýlené světlo z optické sondy

6. Měření proudových polí vzduchového prohozu tryskového tkacího stroje metodou LDA.

Navržená metodika LDA - měření vzduchového prohozu (viz kap. 5) byla použita při měření proudových polí na následujících částech prohozního ústrojí vzduchového tryskového tkacího stroje:

- za ústím vkladací tkací trysky
- uvnitř prohozního kanálu tkacího profilového paprsku
- ve vstupní části kanálu tkacího profilového paprsku

Ve všech případech se zkoumala stacionární proudová pole a měřily se dominantní složky rychlostí ve směru prohozu.

Všechna měření byla provedena laserovým dopplerovským anemometrem, jehož jádro tvořil jednoduchý jednosložkový systém TSI (viz kap.5.3). Dopplerovská frekvence se měřila čítačovým procesorem TSI 1990B. Základní nastavení čítačového procesoru bylo následující:

MODE: SM/B
COMPARISON,%: 3%
CYCLES/BURST: 2^3 tj. $N = 8$, $M = 5/8$

Data produkovaná čítačovým procesorem se zpracovávala na počítači APPLE IIe ve formě rychlostních histogramů. Histogramy představují spektrální rozložení rychlostí, které se získalo z 1024 platných vzorků měření. Statistickým zpracováním histogramů se získaly následující základní charakteristiky proudění:

ptýlené záření na fotonásobič (f_a) a apertuře clony před fotonásobičem (d_a):

$$l_m \approx d_a \frac{f}{f_a \sin(\phi)} \quad /5.7.9/$$

Je zřejmé, že ke zkrácení optické sondy dochází bez ohledu na skutečnou délku optické sondy vytvořené vysílacím objektivem.

V konkrétním případě měření v kanálu profilového paprku bylo tedy možné zvolit vysílací objektiv s fokusační délkou $F.D. = 250.1$ mm tak, aby dopplerovská frekvence odpovídající maximálním rychlostem kolem 300 m/s byla měřitelná čítačovým procesorem. Fakt, že délka optické sondy vzroste v tomto případě na 1.2 mm není na závadu, neboť efektivní délka optické sondy pozorovaná přijímacím objektivem je přibližně 0.3 mm (pro $d_a = 0.2$ mm, $f = f_a = 380$ mm, $\phi = 45^\circ$).

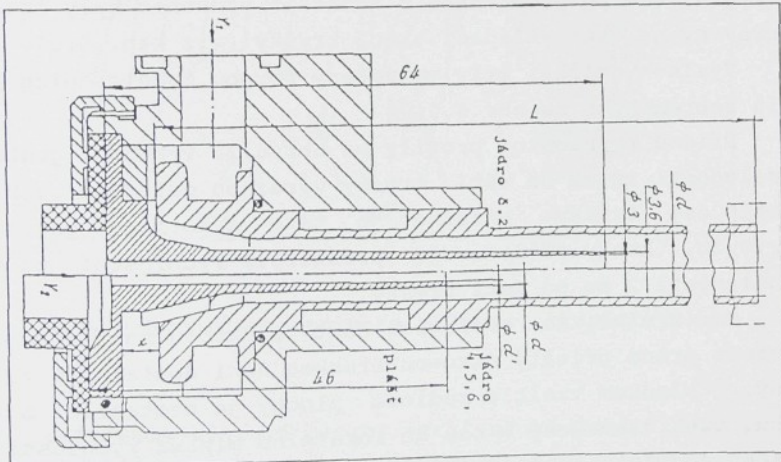
Experimenty s mimoosovým snímáním prokázaly, že při pečlivé justáži celého optického systému je možné měřit vysoké rychlosti uvnitř kanálu profilového paprsku (cca 300 m/s) a měření provádět i ve vzdálenosti 0.5 mm od stěny kanálu. Výsledky jsou demonstrovány na obr.6.22 v kap. 6.3. To je výrazné zlepšení proti původně používané metodě polarizační separace. Navíc lze metodu mimoosového snímání použít bez omezení pro měření v libovolné části kanálu profilového tkacího paprsku.

Obě metody (polarizační separace a mimoosové snímání) na potlačení optického šumu při měření u stěny kanálu současně vyvrátily tvrzení v lit. [86] (viz kap. 1.2), že klasickou laserovou dopplerovskou anemometrii nelze použít pro měření u stěny kanálu profilového paprsku tkacího stroje.

6.1 Měření proudových polí za ústím vkladací tkací trysky.

Měření volných proudů za ústím vkladací tkací trysky metodou LDA byla prováděna na několika druzích trysek a výsledky lze nalézt např. v [71], [72], [73]. Na tomto místě budou prezentovány takové výsledky měření, které dokládají možnosti metody LDA při odhalování konstrukčních vad tkacích trysek.

Vkladací tkací tryska (konfuzorová) zobrazená na obr.6.1 je tvořena útkovou trubicí o průměru 3 mm a vnějším pláštěm o průměru 7 mm (viz též obr.6.2). Tryska funguje jako ejektor.



Obr.6.1 Vkladací tkací tryska (konfuzorová)

Střední rychlost w :

$$w = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n w_i, \quad [\text{m/s}]$$

kde n ... počet platných měření,
 w_i ... rychlost vypočtená z i -tého měření

$$w_i = (\lambda/2 \cdot \sin(\theta/2)) \cdot N/t_n \quad [\text{m/s}]$$

kde λ ... vlnová délka,
 θ ... úhel protínání laserových paprsků,
 N ... počet měřených cyklů v dopplerovském signálu,
 t_n ... čas trvání N cyklů dopplerovského signálu

Směrodatná odchylka σ :

$$\sigma = \left[\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (w_i - w)^2 \right]^{1/2} \quad [\text{m/s}]$$

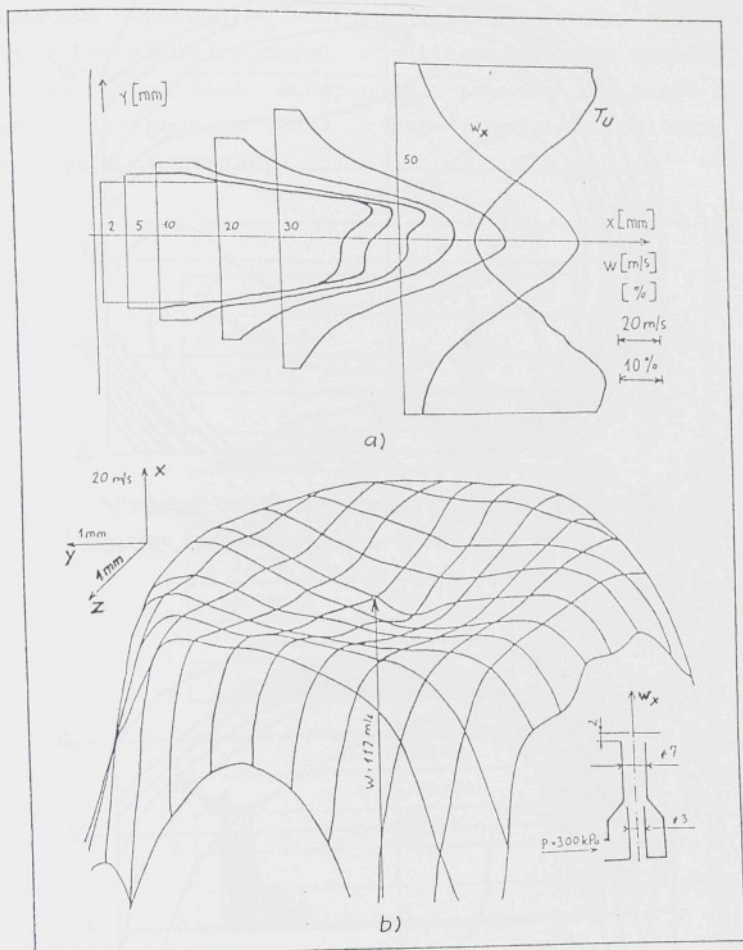
Intenzita turbulence Tu :

$$Tu = (\sigma/w) \cdot 100 \quad [\%]$$

Přemísťování optické sondy do jednotlivých měřených bodů zkoumané proudové oblasti se realizovalo pomocí speciálního počítačem řízeného traverzovacího zařízení (viz kap. 5.5), které přesouvalo měřený objekt ve třech osách s přesností ± 0.02 mm.

Soubory změřených středních rychlostí a intenzit turbulence se zpracovávaly na počítači PC/AT do grafů formou rychlostních a turbulentních profilů.

Výsledky měření uvedené v následujících kapitolách demonstrují experimentální ověření metodiky měření navržené v kap. 5. Detailní popis použitých vkládacích tkacích trysek, štafetových trysek a jejich nastavení není uváděn, protože měření byla součástí neveřejných výzkumných úkolů.



Obr.6.2 Rychlostní pole za vkladací tkací tryskou.

Deformace sedlové plochy (prstencové lokální maximum je zdeformované) je důsledkem nesouososti útkové trubky s pláštěm trubky. Pootočením útkové trubky v plášti se shodně otáčel i rychlostní profil. To dokumentují výsledky měření uvedené na obr.6.3

Podmínky měření byly následující:

tlak přívodního vzduchu: 300 kPa
výkon argonového laseru: 300 mW

parametry vys./přijímacího objektivu:

ohnisková vzdálenost:	F.D. = 250.1 mm
úhel protínání paprsků:	$\theta = 11.16^\circ$
rozteč proužků:	$d_f = 2.67 \mu\text{m}$
počet proužků:	$N_{FR} = 42$
délka optické sondy:	$l_m = 1.2 \text{ mm}$
průměr optické sondy:	$d_m = 0.1 \text{ mm}$

Použitý objektiv zajistil délku optické sondy cca 1.2 mm při dopplerovské frekvenci nepřesahující 80 MHz pro rychlosti do 200 m/s.

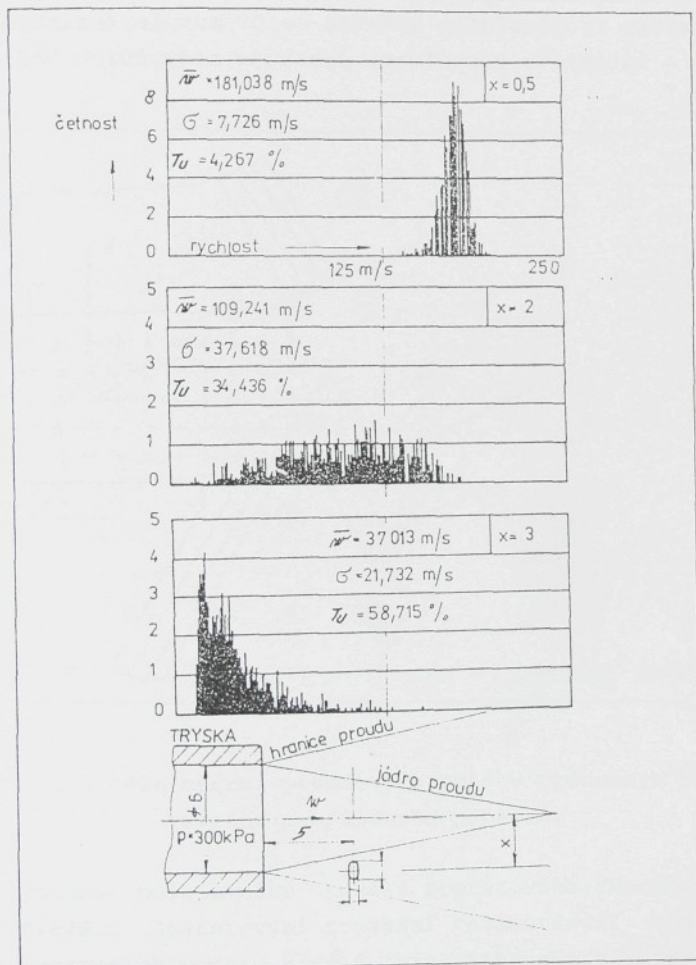
Sycení vzduchu stopovacími částicemi bylo realizováno přísáváním aerosolu glycerinu útkovou trubicí do prostoru ejektoru, kde po promíchání s "hnacím" vzduchem byly částice dopraveny na ústí vkladací tkací trysky (viz kap. 5.6).

Výsledky měření byly vyjádřeny formou rychlostních profilů zobrazených na obr.6.2.

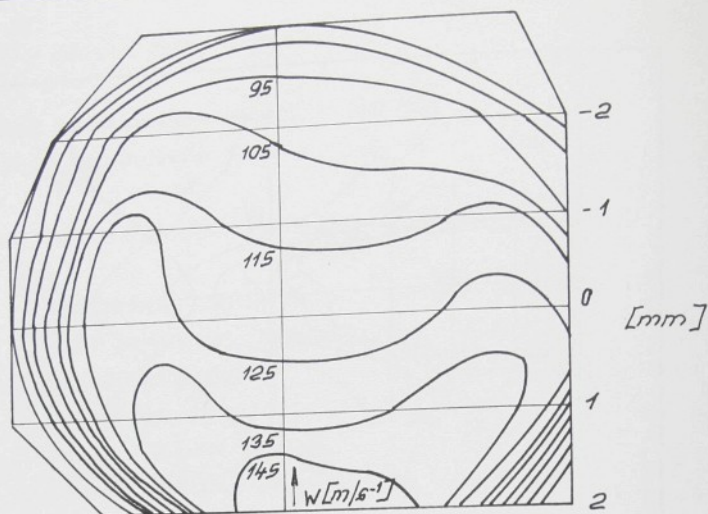
Příčné rychlostní profily na obr.6.2a vykazují ještě ve vzdálenosti 10 mm od ústí trysky výraznou deformaci v blízkosti osy trysky. Názorně je tato deformace patrná na obr.6.2b, který představuje prostorové rychlostní pole ve vzdálenosti 2 mm od ústí trysky.

Je zřejmé, že směšovací část ejektoru není dokonalá, protože proud přísátý útkovou trubicí není dostatečně urychlený. Důsledkem vzniklé sedlové plochy je nestabilní poloha útku. Útek, zavedený v ose do lokálního minima rychlosti, je unášen do místa lokálního maxima rychlosti, které je prostorově rozlehlé a navíc i zdeformované.

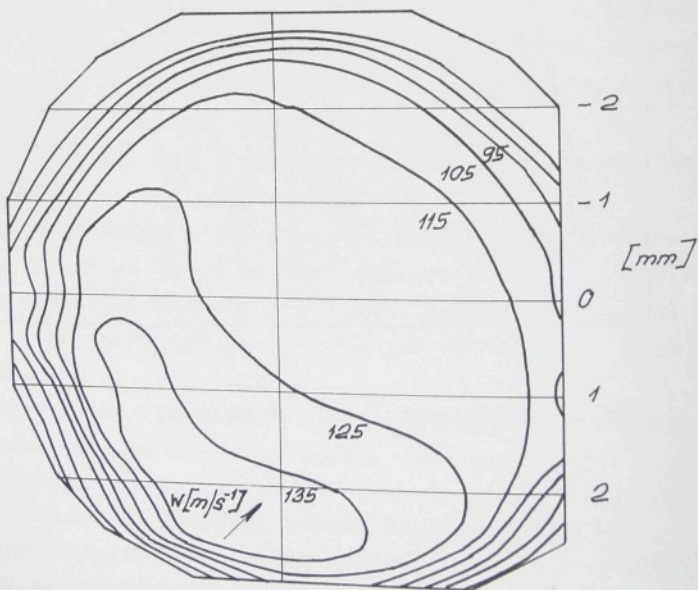
Délka optické sondy 1.2 mm není zanedbatelná v porovnání s průměrem výstupního otvoru vkladací tkací trysky. Na obr.6.4 lze sledovat změnu rozdělení měřených rychlostí při traverzování optické sondy napříč proudem za tkací tryskou (v tomto případě se jedná o nedeformované rychlostní pole s maximem v ose trysky).



Obr.6.4 Změny rychlostních histogramů při traverzování optické sondy napříč proudem vkladací tkací trysky.



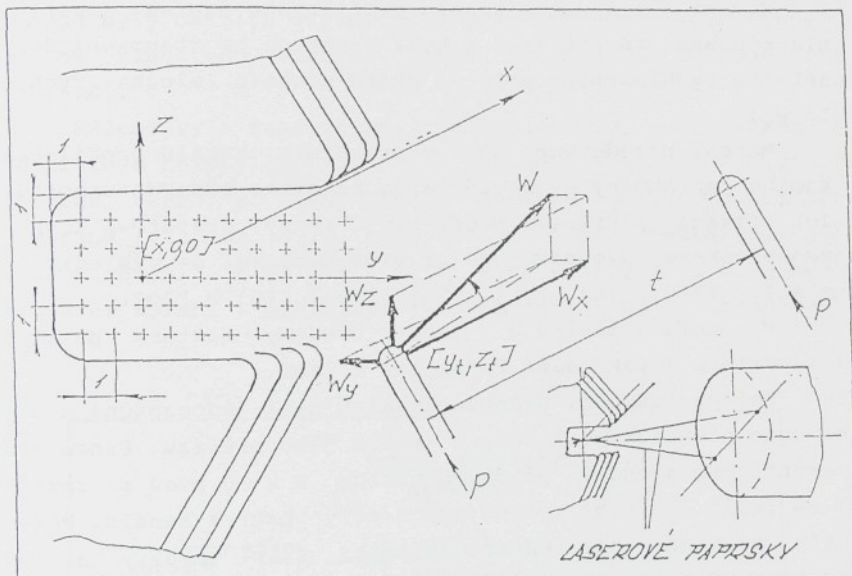
Obr. 6.3a IZOČÁRY 2mm ZA ÚSTÍM TRYSKY
(KONFUZOROVÝ PROHOZ)



Obr. 6.3b IZOČÁRY 2mm ZA ÚSTÍM TRYSKY-
JÁDRO POTOČENO (KONFUZOROVÝ PROHOZ)

6.2 Měření proudových polí uvnitř kanálu tkacího profilového paprsku.

Měření proudových polí metodou LDA probíhalo podle schématu na obr.6.5.



Obr.6.5 Schéma měření proudových polí v prohozním kanálu tkacího profilového paprsku.

Proudové pole uvnitř kanálu profilového tkacího paprsku je vytvářeno štafetovými tryskami rozmístěnými v pravidelných roztečích podél kanálu (viz také obr.1.1, kap. 1.1). Proud vzduchu (vektor rychlosti) štafetové trysky vstupuje do prohozního kanálu pod malým úhlem k ose kanálu. Výsledný

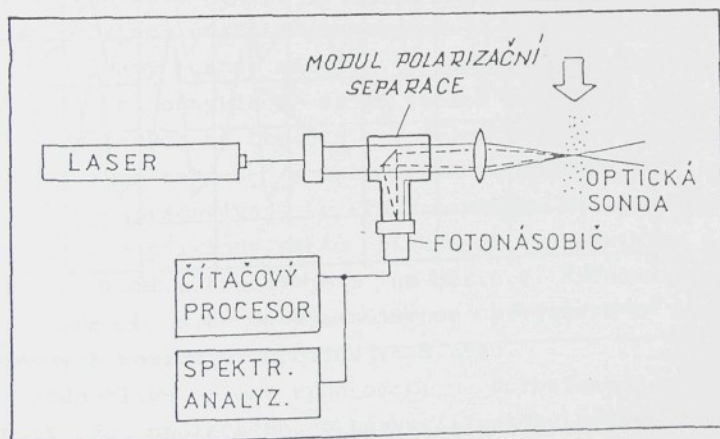
Rychlostní histogramy ukazují rozložení spektra rychlosti pro vzdálenosti $x = 0.5, 2,$ a 3 mm od osy trysky. Je-li celá optická sonda v jádru proudu ($x = 0.5$ mm), je podle očekávání rychlostní spektrum velmi úzké a intenzita turbulence nízká. Pro $x = 2$ mm zasahuje optická sonda do směšovací oblasti a výsledkem je široké spektrum rychlostí. Pro $x = 3$ mm leží již celá optická sonda ve směšovací oblasti. Maximum rychlostního spektra se přesunulo k nízkým rychlostem a intenzita turbulence dosahuje nejvyšších hodnot.

parametry vys./přijímacího objektivu:

ohnisková vzdálenost:	$F.D. \approx 121.5 \text{ mm}$
úhel protínání paprsků:	$\theta = 21.47^\circ$
rozteč proužků:	$d_f = 1.38 \text{ } \mu\text{m}$
počet proužků:	$N_{FR} = 42$
délka optické sondy:	$l_m = 0.31 \text{ mm}$
průměr optické sondy:	$d_m = 0.058 \text{ mm}$

Jako rozptylové medium se používal aerosol glycerinu (40% roztok glycerinu a vody). Z důvodu rovnoměrného sycení proudu byly částice glycerinu z generátoru aerosolu dopraveny do tlakového vzduchu před vstupem do trysek (viz kap.5.6).

Měření byla realizována jednosložkovým anemometrem TSI se zpětným rozptylem (viz obr.5.2, kap. 5.4), který byl pro úspěšné měření u stěny kanálu doplněn modulem polarizační separace (viz obr. 5.16, kap. 5.7.1). Schéma celkového uspořádání měření je na obr.6.6. V této konfiguraci bylo možné provádět měření v minimální vzdálenosti 1 mm od stěny kanálu.



Obr.6.6 Schéma uspořádání měření.

proud vzduchu vytvářený štafetovými tryskami postupuje v ose kanálu (ve směru prohozu) a je vždy posilován proudem následující štafetové trysky.

Je zřejmé, že na proudové pole uvnitř kanálu profilového paprsku působí řada složitých vlivů:

- směšování volného proudu za štafetovou tryskou s proudem vytvořeným v prohozním kanálu předcházejícími tryskami a deformovaným profilovým tkacím paprskem.
- únik části proudu mezi lamelami profilového paprsku a odraz proudu od tvarovaných stěn kanálu.

Měření v prohozním kanálu profilového paprsku postihovala působení těchto jevů a byla zaměřena na stanovení dominantního rychlostního pole ve směru prohozu (složka rychlosti w_x).

Měření proudových polí v prohozním kanálu profilového tkacího paprsku byla prováděna na několika různých uspořádáních (tkací paprsek: profilový, rovný, štafetové trysky: jednoutorové, dvouutorové a víceutorové) a výsledky lze nalézt v [67], [75], [76], [77], [78], [79] a [80].

V této kapitole jsou uvedeny některé příklady a v příloze I pak jedno kompletní měření.

Poloha útku při prohozu kanálem není jednoznačná a útek se může nacházet prakticky v celém jeho průřezu. Proto byla měření prováděna v příčných řezech 5×10 bodů s roztečí 1 mm (viz obr.6.5) vyplňujících celý průřez kanálu. Měření byla prováděna bez účasti vkladací tkací trysky, aby byl zřetelný vliv štafetových trysek na výsledné rychlostní pole v kanálu tkacího paprsku. Tento stav odpovídá reálné situaci ve vzdálenějších oblastech kanálu od vkladací tkací trysky, kde už je vliv jejího proudového pole zanedbatelný.

Podmínky měření byly následující:

tlak přívodního vzduchu: 400 kPa
výkon argonového laseru: 500 mW
vlnová délka: 514.5 nm

Křivka 1 představuje průběh rychlosti w_x v ose kanálu profilového tkacího paprsku a křivka 2 totéž, ale bez profilového tkacího paprsku. Podle očekávání je patrný výrazný vliv paprsku na menší disipaci proudu a tím na zesílení rychlostního pole. Je zřejmé, že zesílení dynamických účinků proudu není všude stejné. Nejmenší zesílení cca 20% je v místech vstupu proudu štafetové trysky do kanálu, kterým odpovídají lokální maxima na křivce 2. V oblastech vně přímého působení proudu štafetové trysky se zesilující účinek profilového paprsku uplatňuje stále výrazněji a maximum až 300% je v místech lokálního minima křivky 2.

Rychlostní profil 1 v ose prohozního kanálu profilového paprsku má periodický charakter s periodou danou roztečí mezi štafetovými tryskami. Přitom je zřejmé, že v prvních čtyřech roztečích se proud "rozbíhá", tj. lokální maxima rychlosti vzrůstají. Od 4. trysky se již kanál proudem zaplnil a rychlostní pole se v dalších roztečích periodicky opakuje. Pouze v 8. rozteči jsou rychlosti nižší, což svědčí o chybném nastavení nebo poruše 8. štafetové trysky.

Z typického periodického charakteru rychlostního profilu na obr.6.7 vyplývá, že podrobné proměření rychlostního pole v prohozním kanálu je třeba provádět v jediné reprezentativní rozteči štafetových trysek.

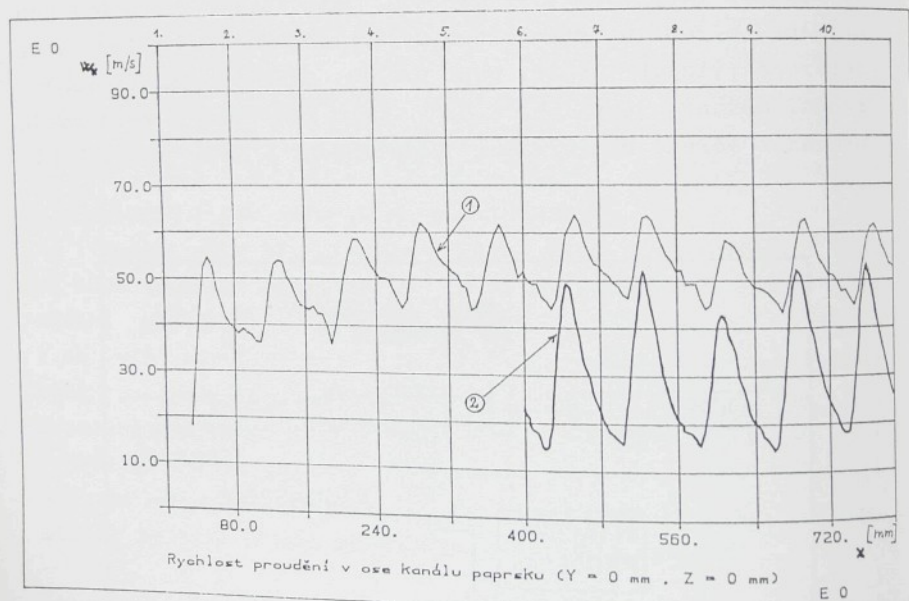
Používaný postup měření je následující. Vybraná rozteč se rozdělí na obvykle 8 až 16 vhodně zvolených příčných řezů, vyobrazených na obr.6.5. V jednotlivých bodech se změří střední rychlosti w_x a intenzity turbulence Tu . Naměřené soubory se zpracovávají ve třech navzájem kolmých řezech.

Typické příklady takto získaných rychlostních a turbulentních profilů (řezů) jsou na obr.6.8. Axonometrická zobrazení na obr.6.8 dávají názornou představu o zkoumaných proudových polích v odpovídajícím řezu.

Jednotlivé příčné rychlostní a turbulentní profily lze shrnout do společného obrázku. Typický souhrnný výsledek rychlostního pole v prohozním kanálu profilového paprsku je na obr.6.9.

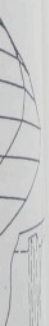
Délka optické sondy $l_m = 0.31$ mm zajišťovala dobrou prostorovou rozlišitelnost. Přemístování optické sondy v proměřované oblasti s přesností ± 0.02 mm se realizovalo pomocí traverzovacího zařízení (viz kap. 5.5), na jehož stole byl upevněn tkací paprsek se štafetovými tryskami.

První orientační měření se prováděla na jediné traverzovací přímce, nejčastěji v ose kanálu. Typický výsledek takového měření je na obr.6.7. Obrázek znázorňuje dva rychlostní profily na traverzovací přímce (x, 0, 0) pro deset roztečí štafetových trysek (viz obr.6.5). Rozteč mezi štafetovými tryskami je 80 mm a poloha jednotlivých štafetových trysek je v grafu vyznačena.

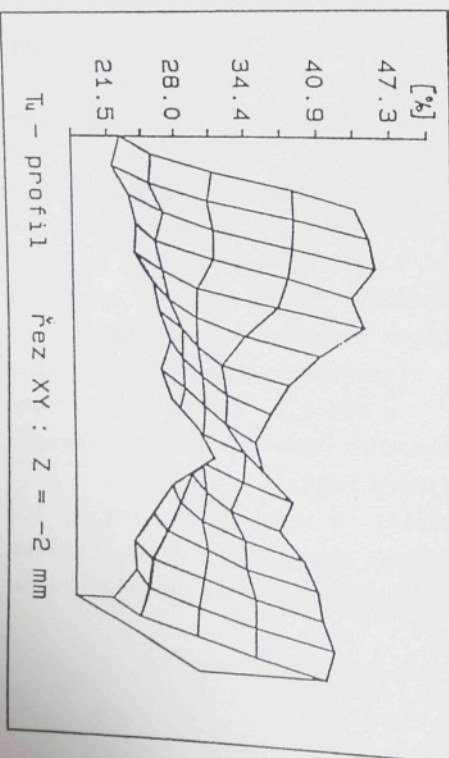
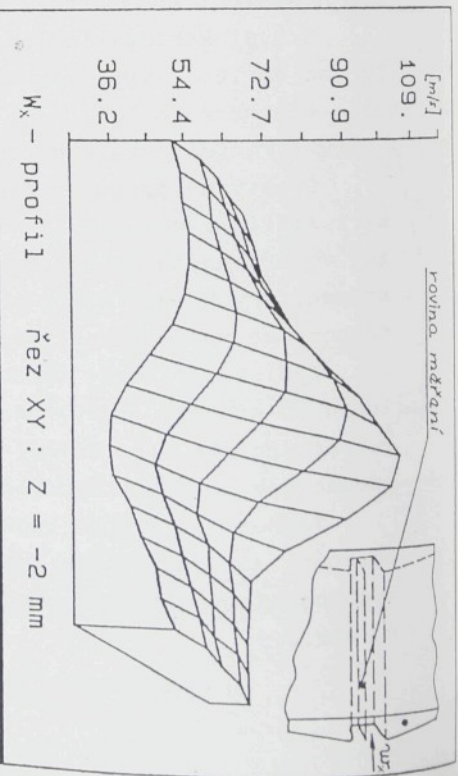
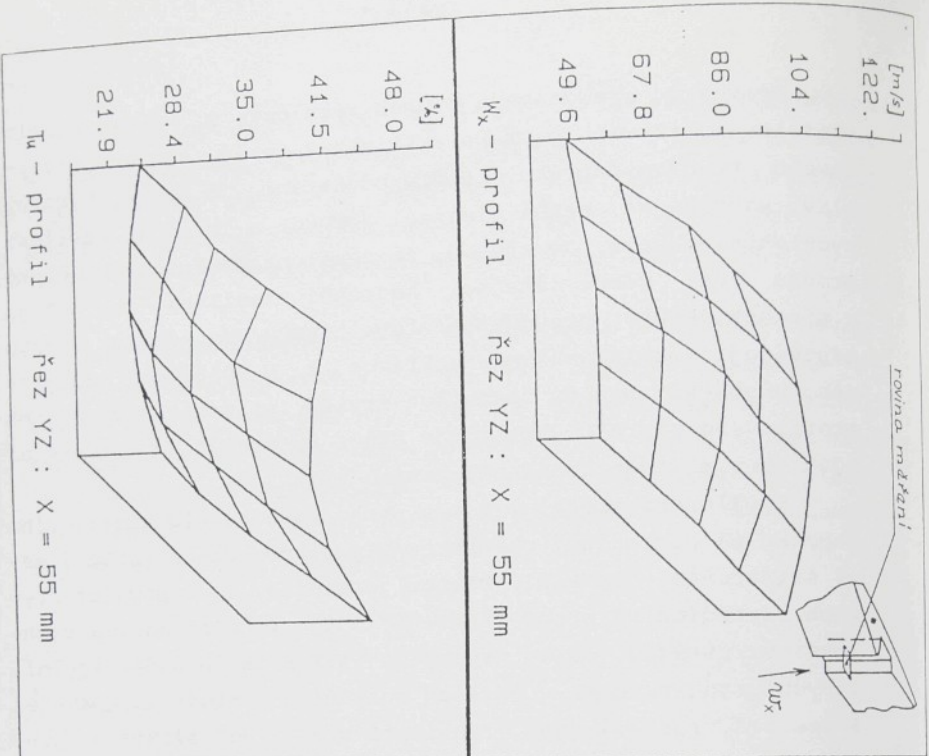


křivka 1 - s profilovým tkacím paprskem
křivka 2 - bez profilového tkacího paprsku

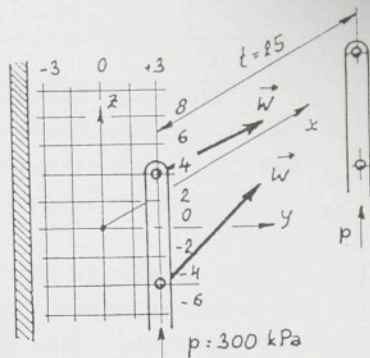
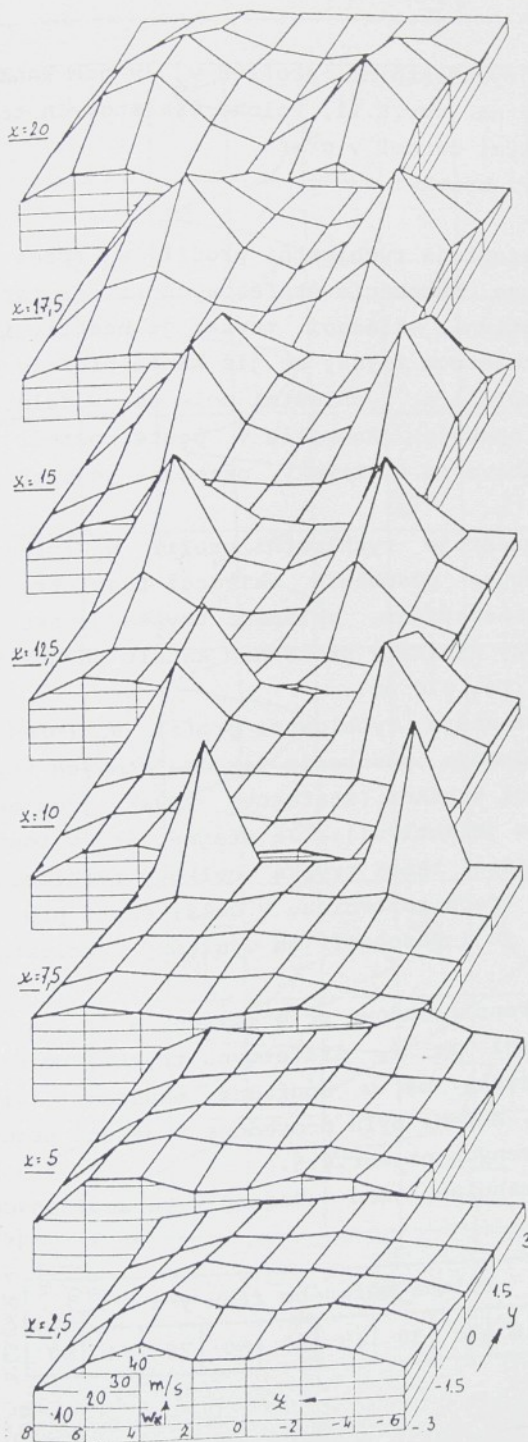
Obr.6.7 Rychlostní profil v ose kanálu.



Obr.6.9 Rychlostní pole v prohozním kanálu profilového tkacího paprsku (mezi dvěma sousedními štafetovými tryskami).



Obr.6.8 Příklady rychlostních a turbulentních profilů.



Obr.6.10 Rychlostní pole
podél rovného tkacího
paprsku.

Příčné rychlostní profily s roztečí 10 mm charakterizují proudové pole v oblasti mezi dvěma sousedními jednotvornými štafetovými tryskami (poloha 1. trysky: $x = 0$, poloha 2. trysky: $x = 80$). Obrázek dává dobrou představu o směšování dozrívajícího proudu v prohozním kanálu s proudem štafetové trysky.

Pro porovnání jsou na obr. 6.10 uvedeny výsledky měření rychlostního pole podél rovného tkacího paprsku s dvouotvornými tryskami (opět mezi dvěma sousedními tryskami). Z obrázku je patrné směšování dvou proudů z dvouotvorové trysky s dozrívajícím proudem od trysky předchozí a současně i to, že větší disipace proudu v příčném směru zde znamená jeho rychlejší zánik.

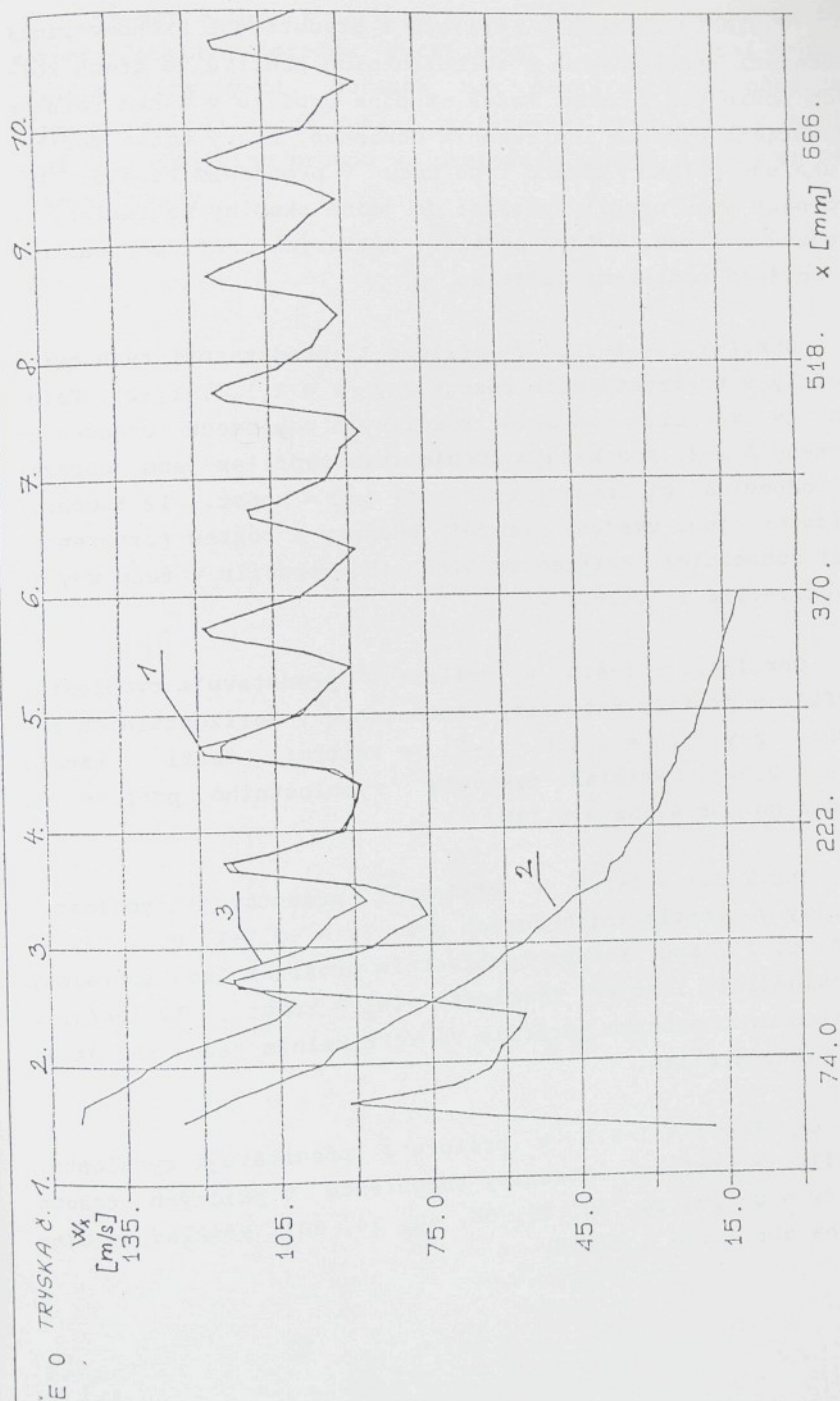
V následující části je uvedeno ucelené měření proudového pole v prohozním kanálu profilového tkacího paprsku. Výsledky měření jsou shrnuty v samostatné příloze I.

Měření odpovídalo schématu na obr. 5.6 a bylo provedeno za stejných podmínek, které již byly popsány v této kapitole (viz parametry měření na str. 140 - 141, uspořádání laserového anemometru s modulem polarizační separace dle obr. 6.6) Rozteč mezi štafetovými tryskami (víceotvorové - 19 otvorů) je 74 mm.

Poznámka: Všechny dále uváděné hodnoty souřadnic jsou v mm.

To platí i pro výsledky uváděné v příloze.

První orientační měření, provedená v ose kanálu, tj. na traverzovací přímce ($x, 0, 0$) - viz obr. 6.5, byla doplněna i o měření s aktivní vkládací tkací tryskou. Měření pouze s aktivními štafetovými tryskami se prováděla v 10 roztečích. Měření s aktivní vkládací tryskou se prováděla v 5 roztečích.



Obr.6.11 Rychlostní profil v ose kanálu profilového tkacího paprsku.

E 0

Výsledky měření rychlostního profilu w_x v ose kanálu ($x, 0, 0$) jsou uvedeny na obr.6.11. Poloha štafetových trysek je vyznačena svislými čarami v grafu.

Graf obsahuje tři křivky:

- křivka 1 reprezentuje rychlostní profil w_x (přes 10 roztečí) vytvořený pouze působením štafetových trysek (štafetové trysky jsou aktivní, vkladací tryska je neaktivní). Je zřejmé, že od 4. štafetové trysky se již kanál profilového tkacího paprsku naplnil a rychlostní pole se v dalších roztečích periodicky opakuje. Anomálie v šesté rozteči je způsobena špatným nastavením 6. trysky, případně její závadou.

- křivka 2 reprezentuje rychlostní profil w_x (přes 5 roztečí) vytvořený pouze působením vkladací tkací trysky (štafetové trysky jsou neaktivní, vkladací tryska je aktivní). Proud hlavní trysky zaniká v prohozním kanálu zhruba na vzdálenosti 5 roztečí, tj. 370 mm.

- křivka 3 reprezentuje rychlostní profil w_x (přes 5 roztečí) vytvořený společným působením jak štafetových trysek, tak vkladací tkací tryskou (štafetové trysky jsou aktivní, vkladací tryska je aktivní). Je zřejmé, že v tomto případě ovlivňuje vkladací tkací tryska celkový rychlostní profil pouze v prvních třech roztečích. V další části profilového paprsku se již její působení na výsledný rychlostní profil neuplatní.

Podrobně bylo změřeno proudové pole mezi 5. a 6. štafetovou tryskou (přesněji za 6. štafetovou trysku: rozsah 80 mm). Poloha 5. trysky má v souřadné soustavě (viz obr.6.5) hodnotu $x = 0$. Měření byla provedena v deseti příčných řezech y - z vyobrazených na obr.6.5.

V následující tabulce jsou uvedeny x -vé souřadnice jednotlivých řezů y - z .

Poloha měřeného řezu y - z										
x [mm] :	0	10	20	30	40	50	60	70	74	80

Na obr.6.16 (v příloze I obr.I-7) jsou souhrnné znázorněny všechny příčné rychlostní a turbulentní profily (příčné řezy $y-z$). Obrázek tak dává názornou představu o proudovém poli mezi dvěma štafetovými tryskami a o směšování dozrívajícího proudu v prohozním kanálu s proudem štafetové trysky.

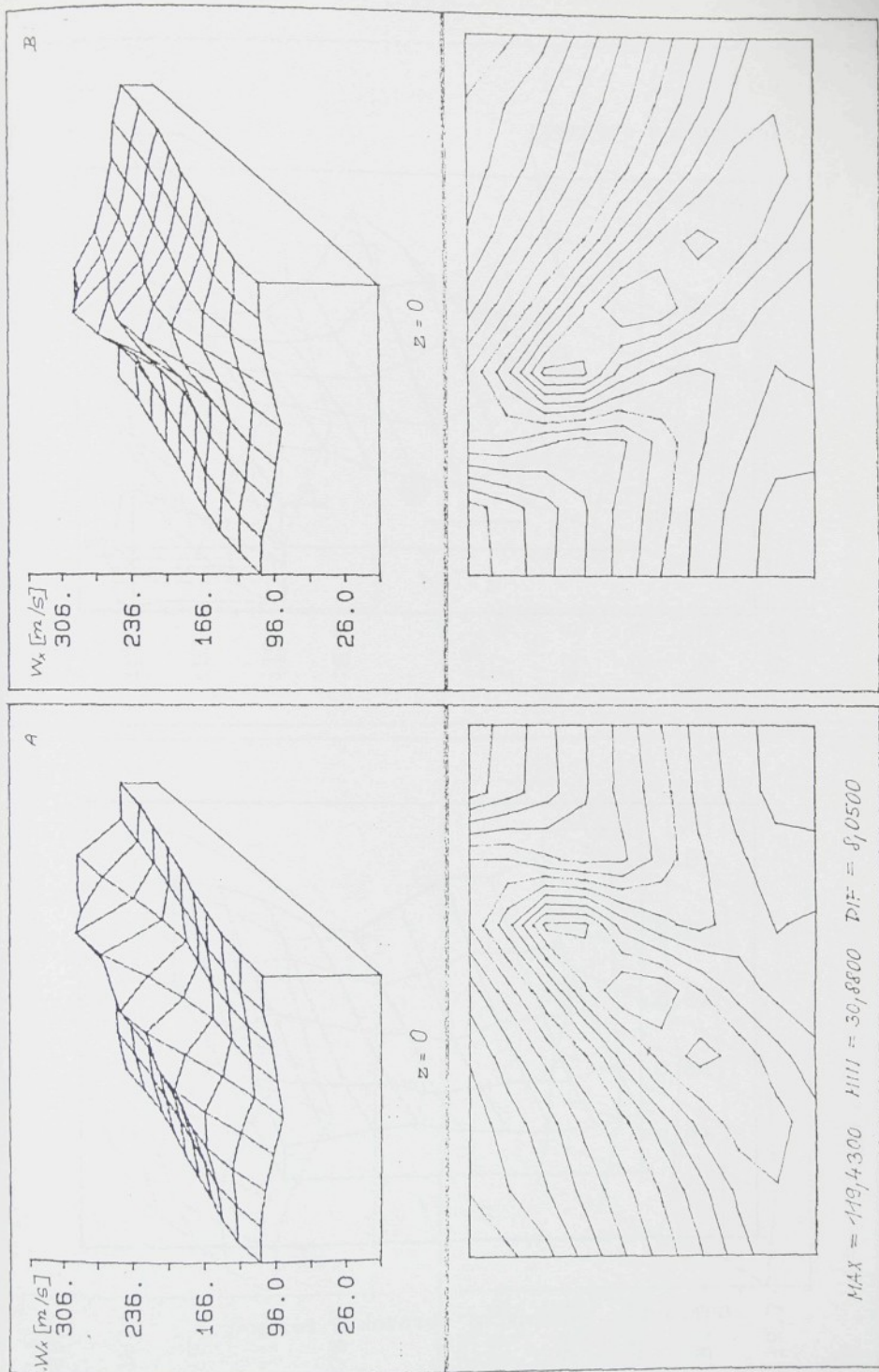
výsledky uvedené v příloze I představují axonometrická zobrazení rychlostních a turbulentních profilů ve třech kolmých rovinných řezech. Každá skupina profilů v daném řezu je vysvětlena úvodním instrukčním obrázkem, který udává měřítko a ukazuje polohu tohoto typu řezu v prohozném kanálu. Pro srovnání jsou profily patřící do jedné skupiny nakresleny ve stejném měřítku, i když se tím v některých profilech částečně snižuje rozlišení detailů.

Obr.I-3.1 - I-3.5 v příloze I představují rychlostní profily v horizontálních řezech $x-y$ ($z = 2, 1, 0, -1, -2$). Každý řez je vyobrazen ve dvou rozdílných pohledech označených písmeny A a B. Pod každým rychlostním profilem jsou zobrazeny odpovídající izočary rychlosti ($w_x = \text{konst.}$, 12 izočar). U izočar jsou uvedeny krajní hodnoty a rozteč (diference) mezi sousedními. Příklad rychlostního profilu v řezu $x-y$ je na obr.6.12a a 6.12b.

Obr.I-4.1 - I-4.3 v příloze I představují rychlostní profily a profily intenzity turbulence v horizontálních řezech $x-y$ ($z = 2, 1, 0, -1, -2$) ve vnitřní části kanálu ($y \in \langle -2, 2 \rangle$). Příklad takového rychlostního profilu je uveden na obr.6.13a a 6.13b.

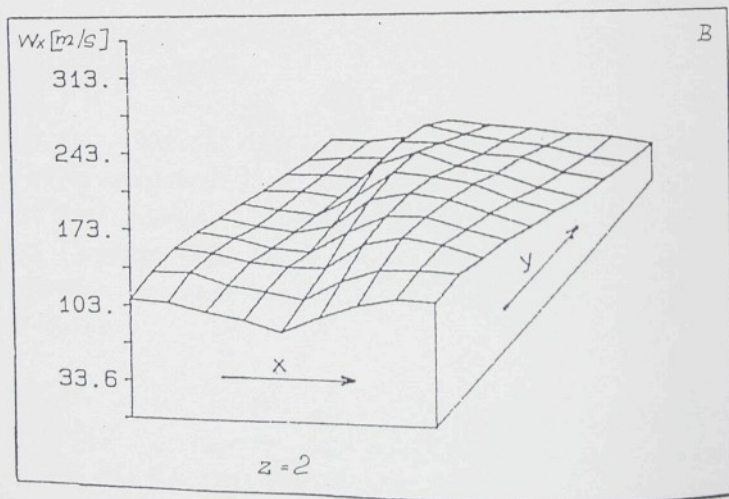
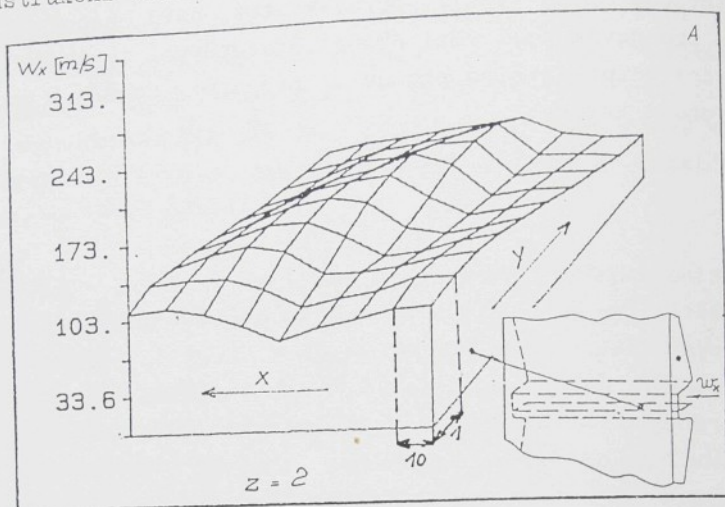
Obr.I-5.1 - I-5.5 v příloze I představují rychlostní profily ve vertikálních řezech $x-z$ ($y = -2, -1, 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7$). Pod každým rychlostním profilem jsou zobrazeny odpovídající izočary rychlosti ($w_x = \text{konst.}$, 12 izočar). Příklad rychlostního profilu ve vertikálním řezu $x-z$ je na obr.6.14a a 6.14b.

Obr.I-6.1 - I-6.5 v příloze I představují rychlostní profily a profily intenzity turbulence v příčných řezech $y-z$ ($x = 0, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 74, 80$). Příklad je uveden na obr.6.15a a 6.15b.

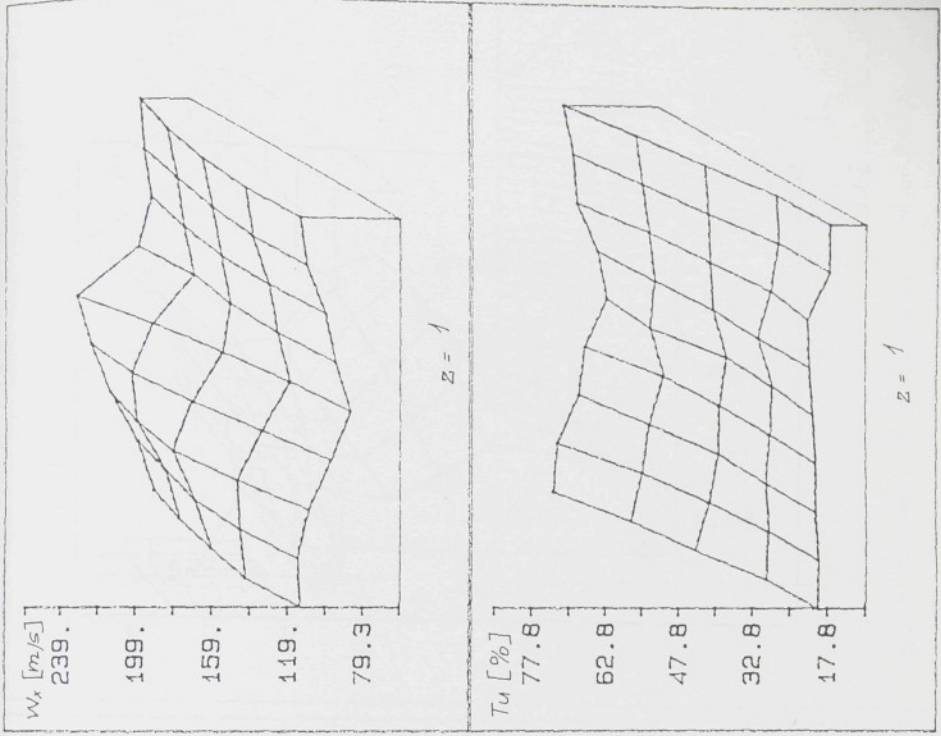
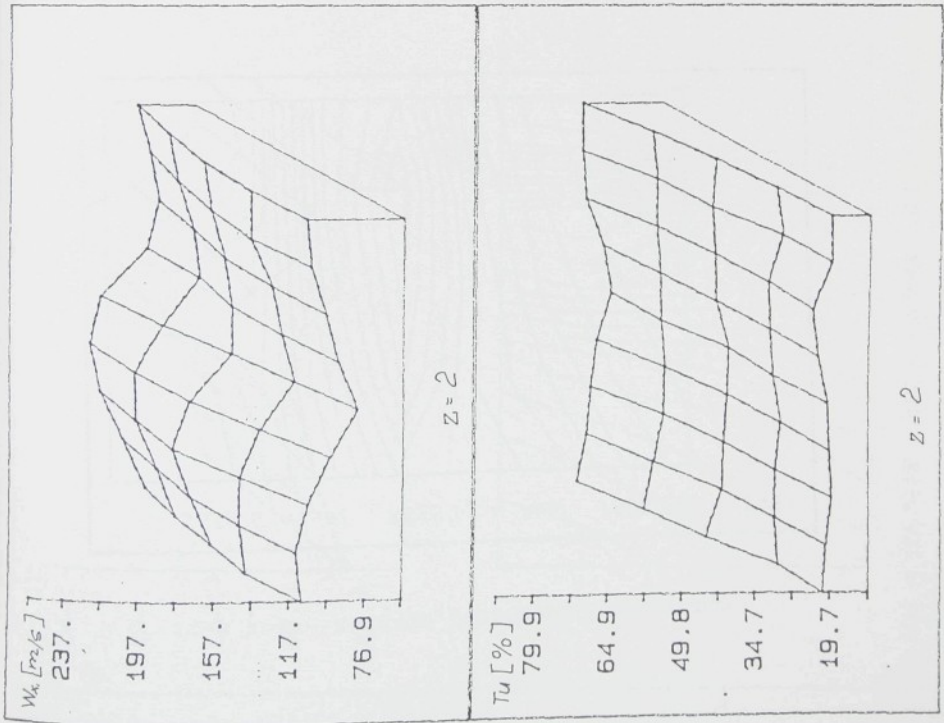


obr.6.12b Příklad rychlostního profilu v horizontálním řezu x-y.

Instrukční obrázek:

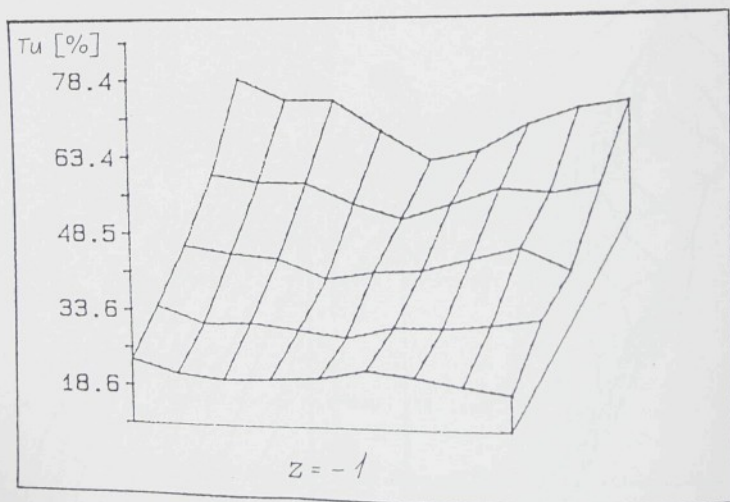
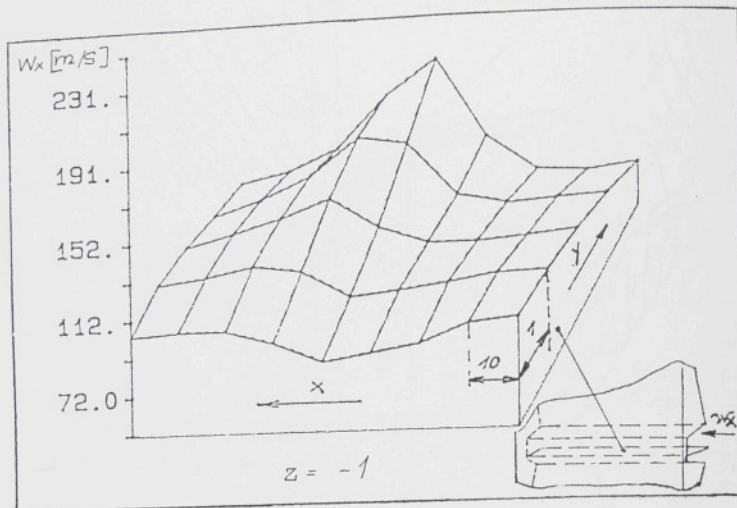


Obr.6.12a Instrukční obrázek - řez x-y.

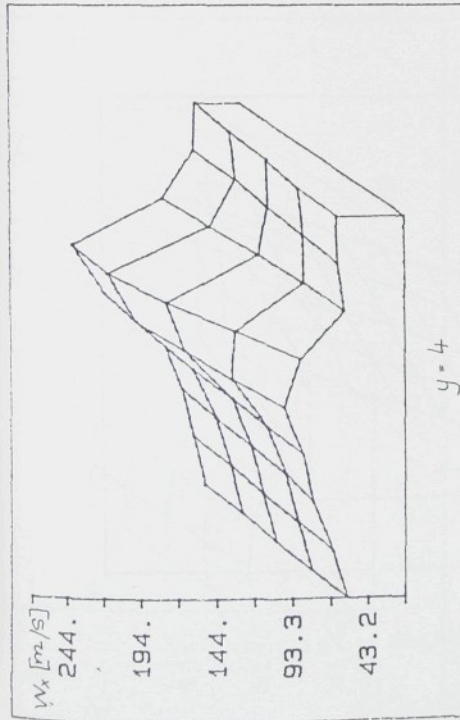


Obr. 6.13b Příklad rychlostního profilu v horizontálním řezu x-y ($y \in (-2, 2)$).

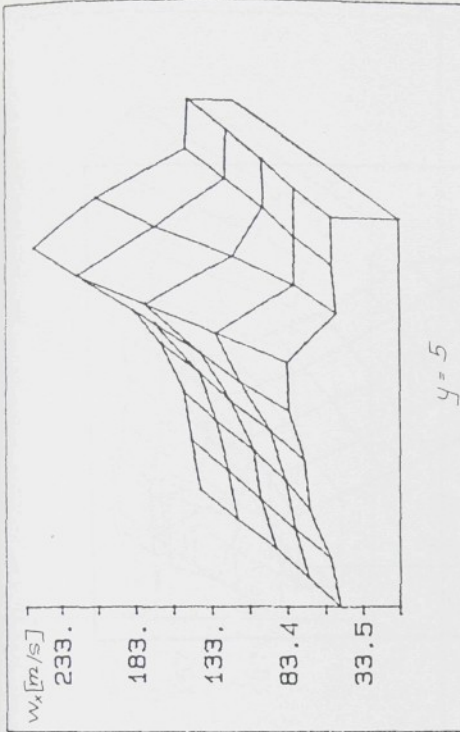
Instrukční obrázek:



Obr.6.13a Instrukční obrázek - řez x-y.



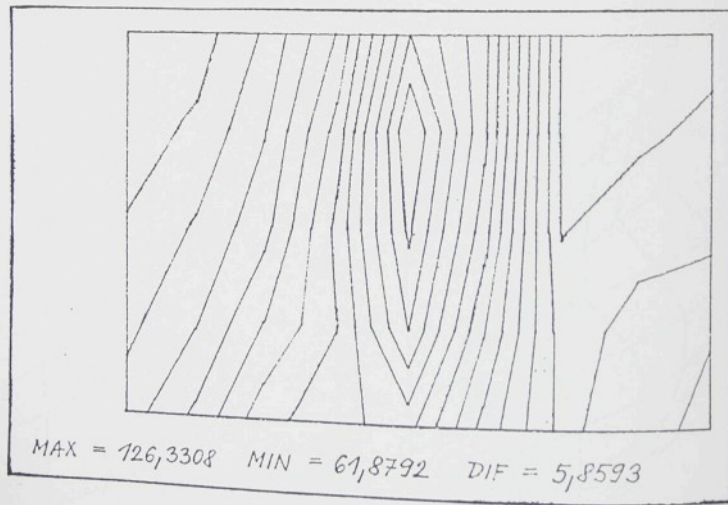
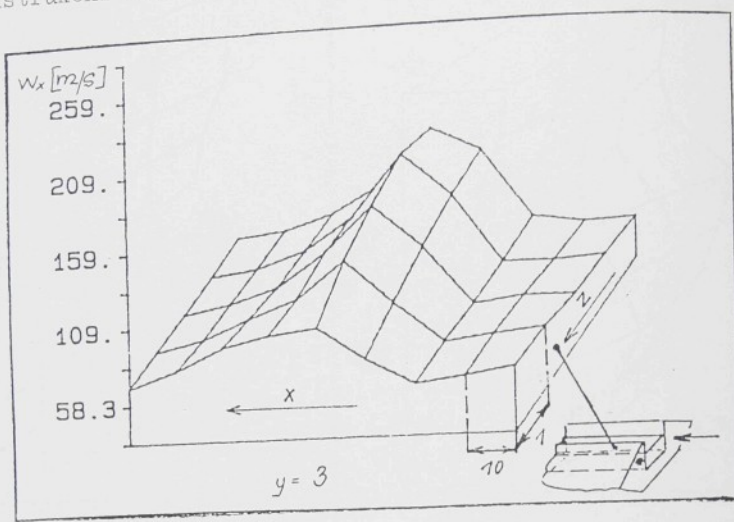
MAX = 126,3485 MIN = 48,0115 DIF = 7,4216



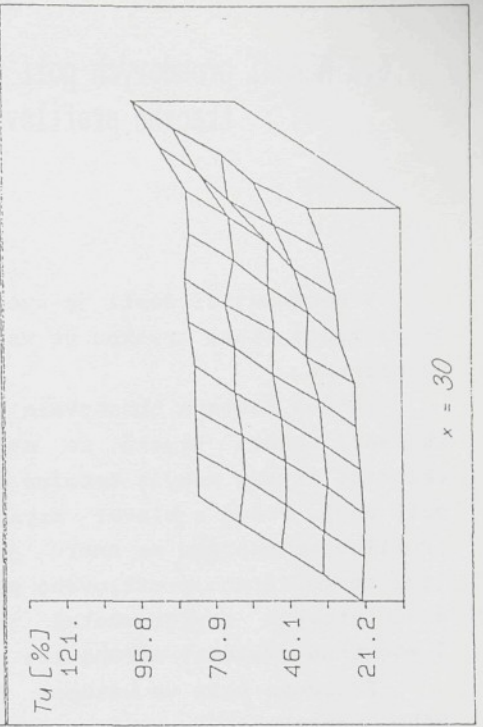
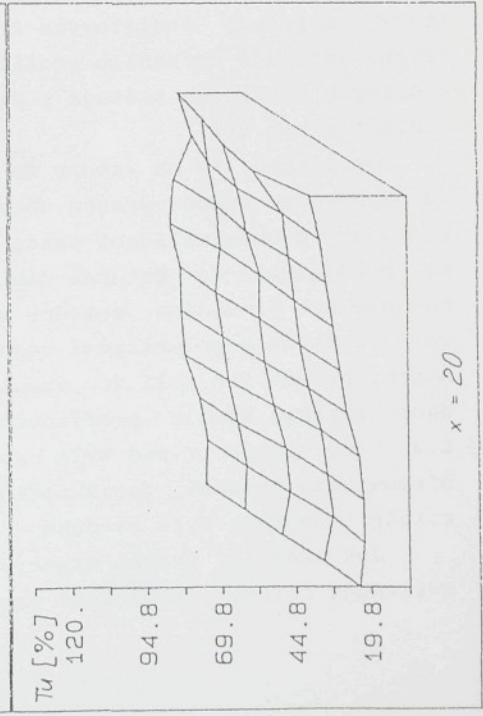
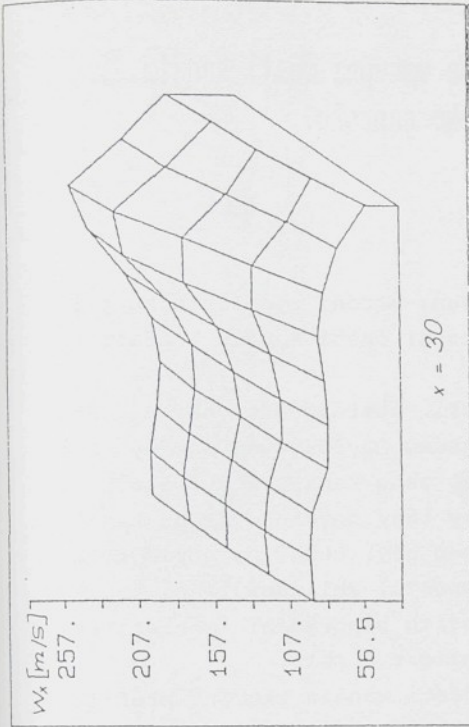
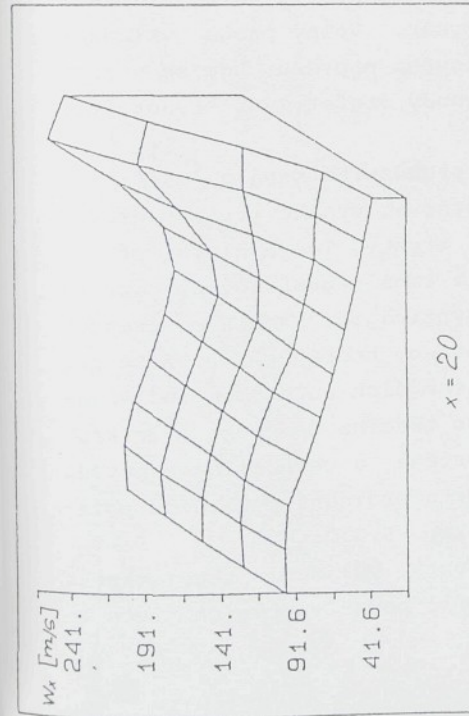
MAX = 133,7915 MIN = 39,7585 DIF = 8,5484

Obr. 6.14b Příklad rychlostního profilu ve vertikálním řezu x-z.

Instrukční obrázek:

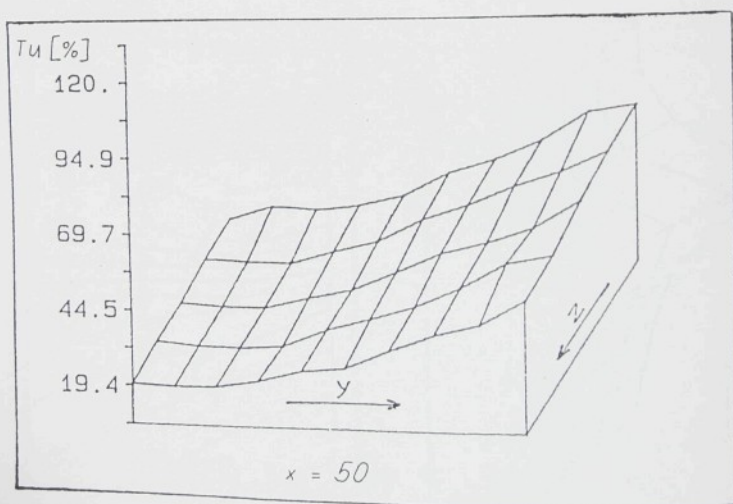
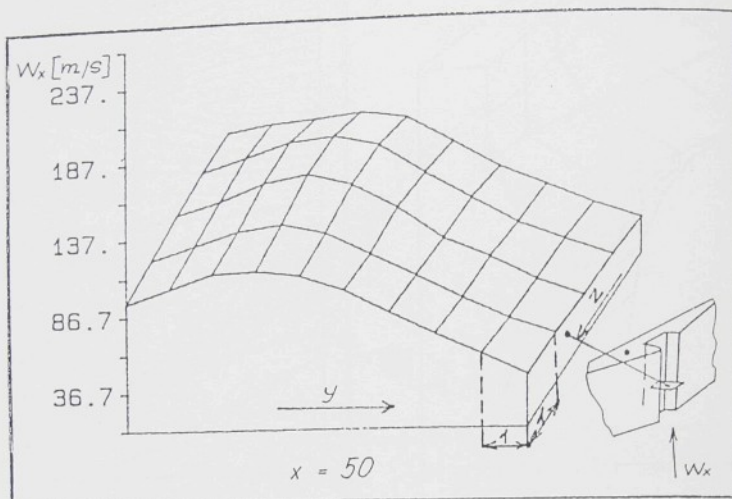


Obr.6.14a Instrukční obrázek - řez x-z.

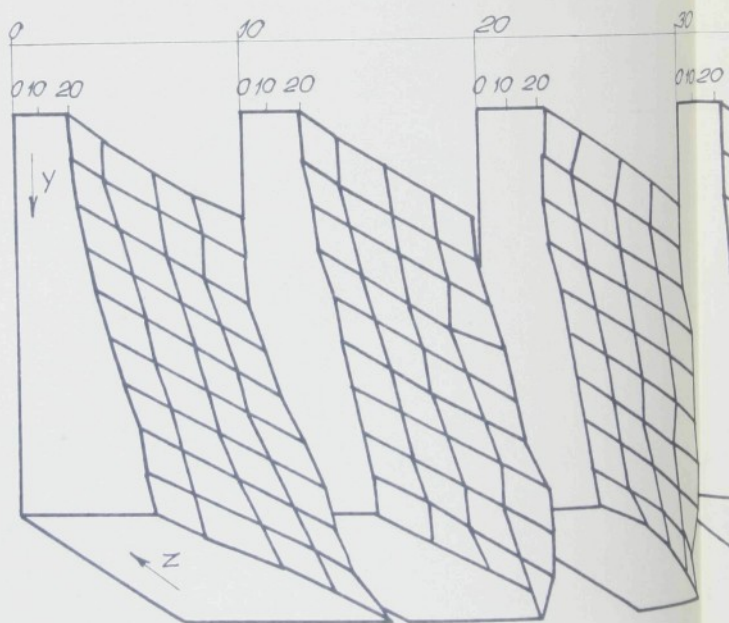
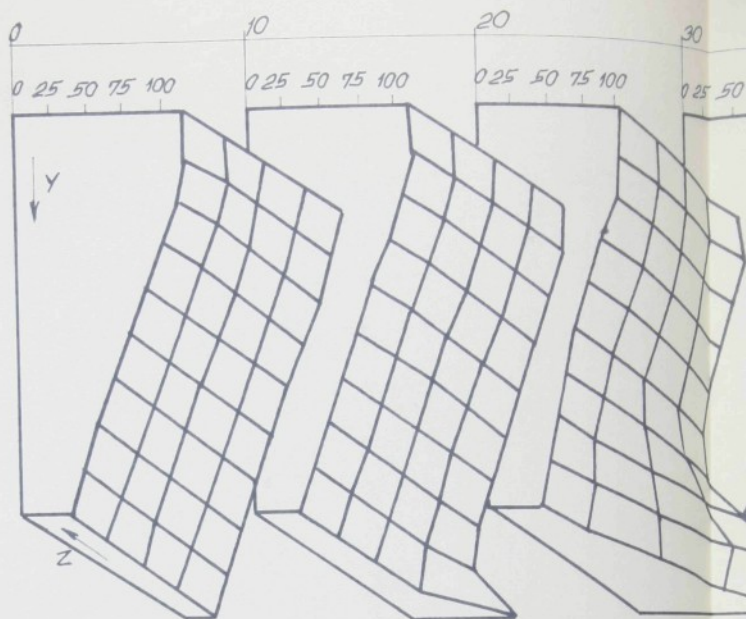


Obr. 6.15b Příklad rychlostního profilu a profilu intenzity turbulence v příčném řezu y-z.

Instrukční obrázek:



Obr.6.15a Instrukční obrázek - řez y-z.



6.3 Měření proudových polí ve vstupní části kanálu tkacího profilového paprsku.

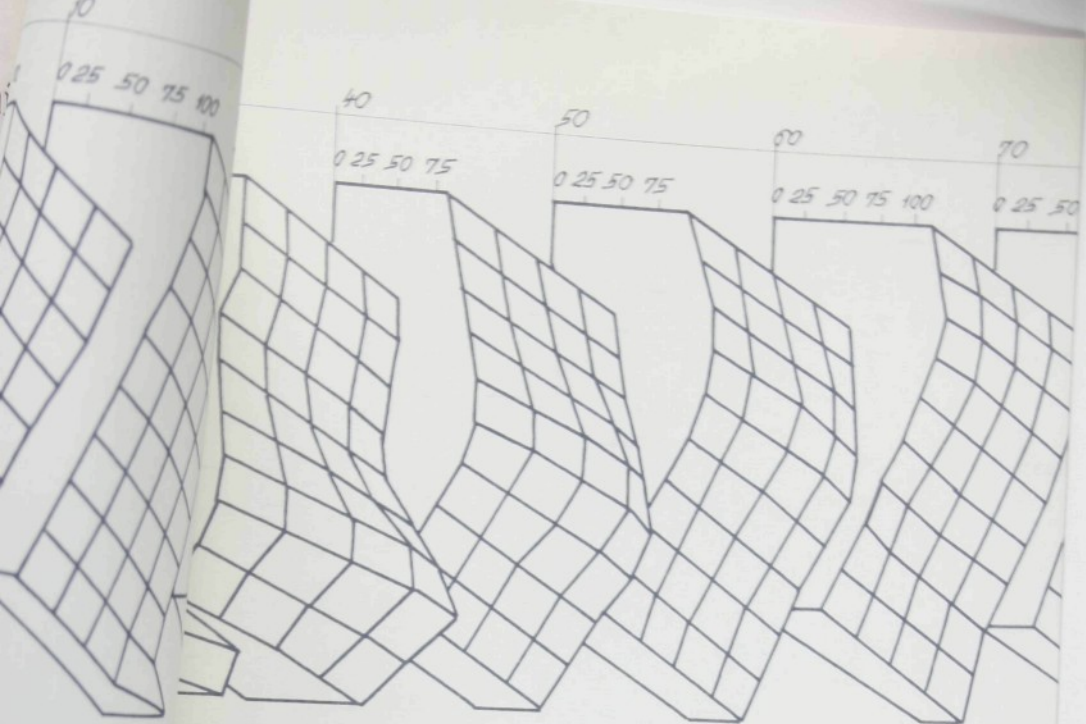
V následující části je uvedeno měření rychlostního pole za vkladací tkací tryskou ve vstupní části kanálu profilového paprsku.

Měřená sestava obsahovala tři štafetové trysky a jednu vkladací tkací trysku ze systému čtyřbarevné záměny. Osa vkladací trysky nebyla totožná s osou kanálu a svírala s ní malý úhel. Proud z hlavní trysky tedy nevstupoval do kanálu profilového paprsku ve směru jeho osy. Detailní popis týkající se použitého profilového paprsku, vkladací tkací trysky a štafetových trysek včetně jejich uspořádání a nastavení i souhrnné výsledky měření lze nalézt v [81].

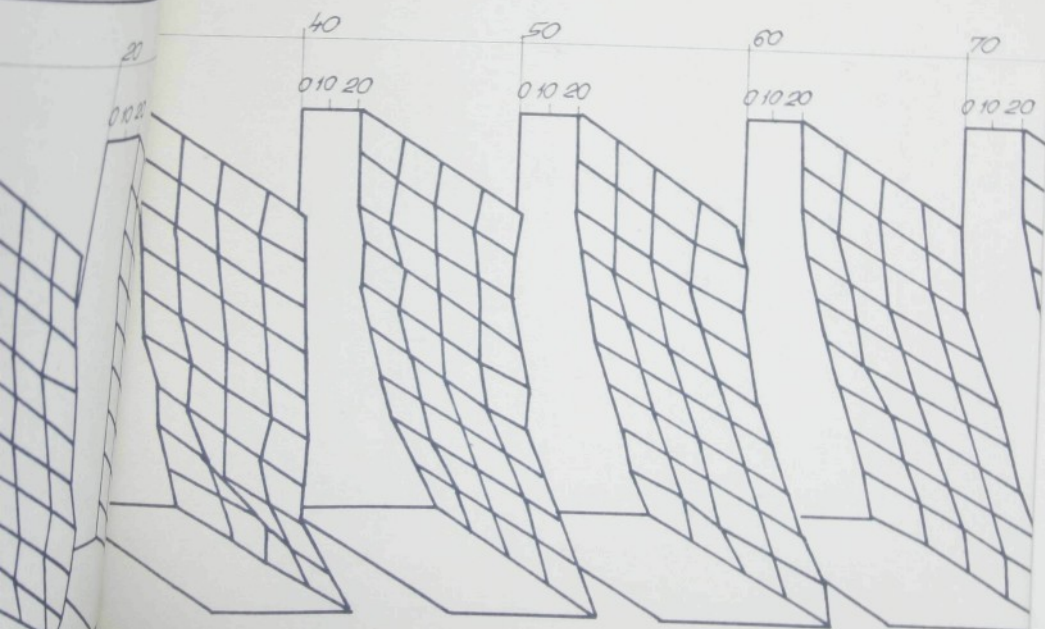
Proudové pole ve vstupní části kanálu tkacího profilového paprsku je vytvářeno interakcí proudu vkladací tkací trysky s proudy štafetových trysek. Volný proud vkladací trysky vstupuje do kanálu profilového paprsku, kde se v pravidelných roztečích směšuje s proudy štafetových trysek (viz obr.1.1 v kap.1.1).

Je zřejmé, že na vstupu do prohozního kanálu profilového paprsku se budou výrazně uplatňovat vysoké (transsonické) rychlosti proudu vkladací tkací trysky. To je hlavní příčina, proč měření ve vstupní části kanálu profilového paprsku nemohla být prováděna metodou využívající kombinaci prostorové filtrace a polarizační separace, která byla použita pro měření proudových polí ve vzdálenějších oblastech (od vkladací trysky) kanálu profilového tkacího paprsku (viz kap. 6.2). Pro tento případ byla navržena a osvědčila se metoda mimoosového snímání, jejíž rozbor a srovnání s metodou polarizační separace bylo uvedeno v kap. 5.7.2.

Jak ukázaly úvodní experimenty, vkladací tkací tryska ovlivňuje celkový rychlostní profil pouze v prvních třech až



CHLOST



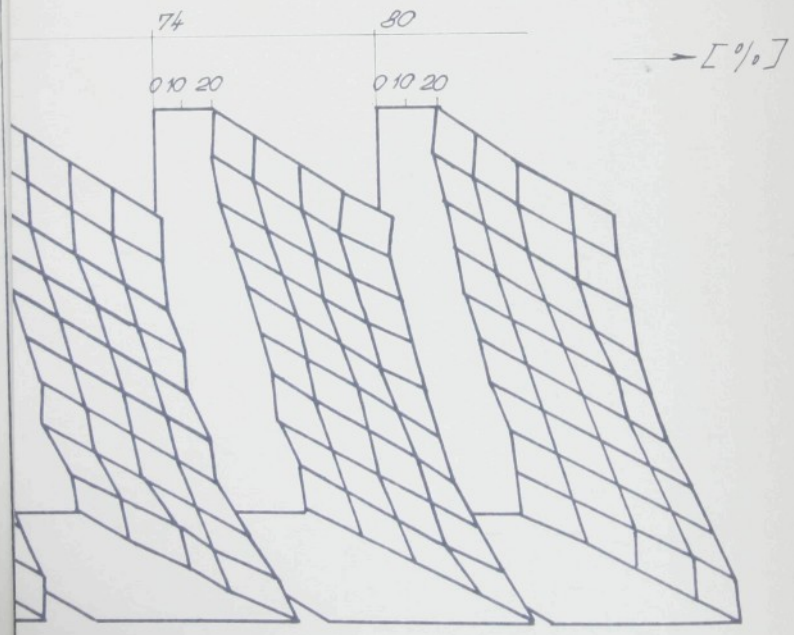
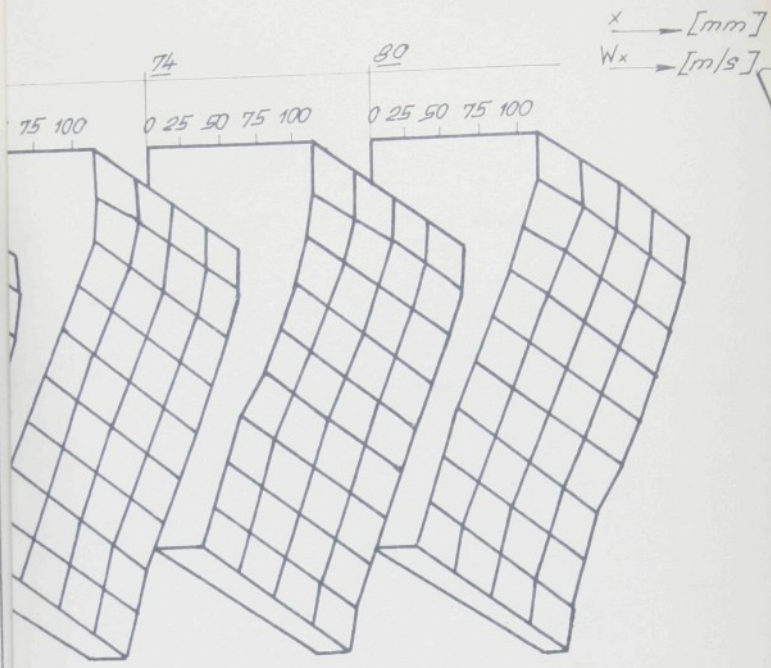
TUR

LENCE [%]

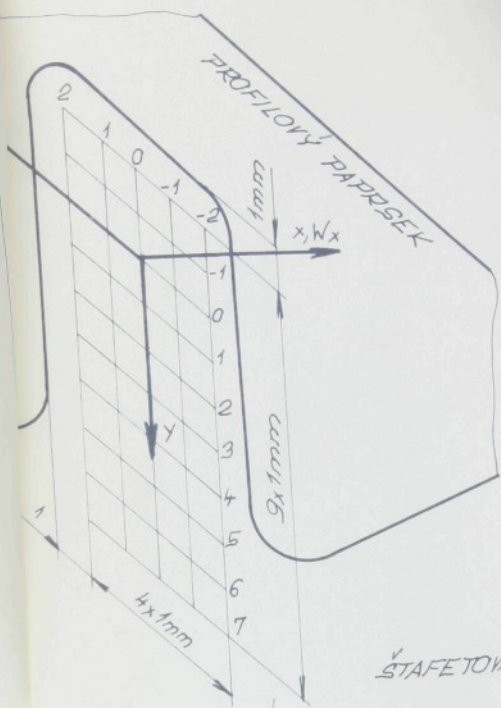
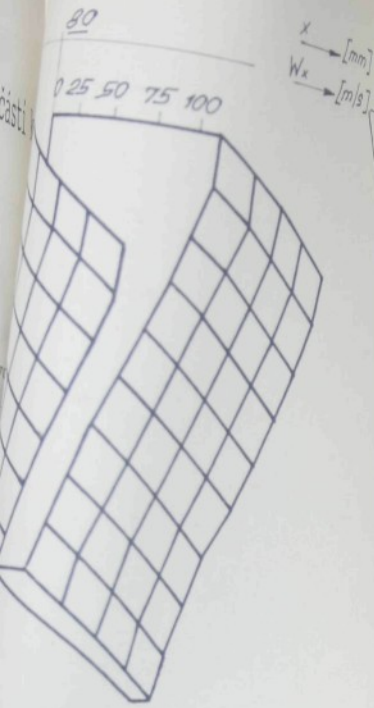
...oli ve vstupní ...
...ilového paprsku.

...vedeno měření ...
...vstupní části ka ...
...tři štafetová ...
...stému čtyřbare ...
...s osou kanálu ...
...ky tedy nevstup ...
...eho osy. Detail ...
...prsku, vkládaci ...
...jich uspořádán ...
...alézt v [81].
...istí kanálu tla ...
...akcí proudů do ...
...sek. Volný prou ...
...ého paprsku, ...
...dy štafetových:

...hozního kanálu ...
...vat vysoké (tr ...
...sky. To je ...
...nálu profilové ...
...vající kombin ...
...která byla p ...
...ích oblastech ...
...ního paprsku ...
...a osvědčila ...
...ovnění s ...
...7.2.
...kládaci ...
...e v první ...

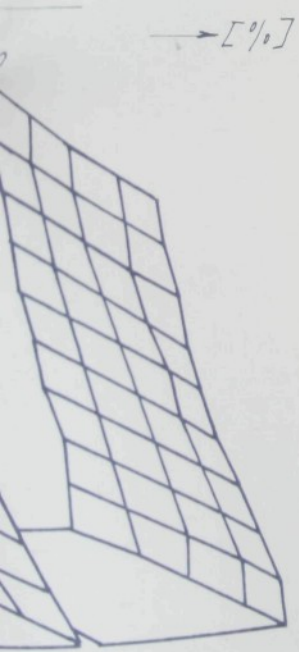


PROUDOVÉ POLE V



ŠTAFETOVÁ TRYSKA

SCHEMA MĚŘENÍ



RESOLUTIVNÍ POLE V PROFILOVÉM PAPERSEKU

čtyřec
v dal
výsle
proude
provád

3
(40% r
proudu
ny do
kap.5.

čtyřech roztečích štafetových trysek (viz např. obr.6.11). V další části profilového paprsku se již její působení na výsledný rychlostní profil neuplatní. Proto byla měření proudových polí ve vstupní části kanálu profilového paprsku prováděna v prvních třech roztečích štafetových trysek.

Podmínky měření byly následující:

tlak přívodního vzduchu: 400 kPa
výkon argonového laseru: 500 mW
vlnová délka: 514.5 nm

parametry vysilacího objektivu:

ohnisková vzdálenost: $F.D. = 250.1 \text{ mm}$
úhel protínání paprsků: $\theta = 11.16^\circ$
rozteč proužků: $d_f = 2.67 \text{ } \mu\text{m}$
počet proužků: $N_{FR} = 42$
délka optické sondy: $l_m = 1.2 \text{ mm}$
průměr optické sondy: $d_m = 0.1 \text{ mm}$

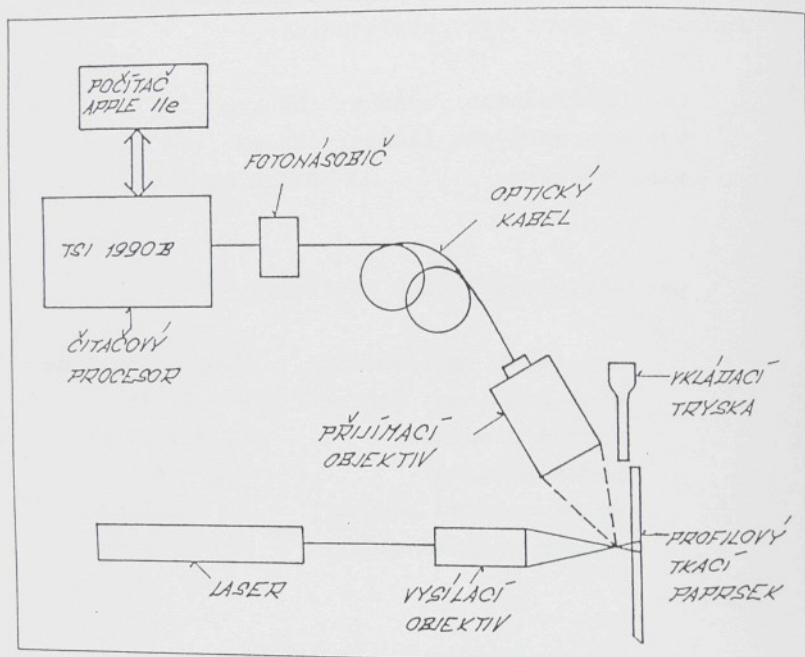
parametry přijímacího objektivu:

ohnisková vzdálenost: $f = 380 \text{ mm}$
úhel snímání: $\phi = 45^\circ$

efektivní délka optické
sondy (pozorovaná délka): $l'_m \approx 0.3 \text{ mm}$

Jako rozptylové medium se používal aerosol glycerínu (40% roztok glycerínu a vody). Z důvodu rovnoměrného sycení proudu byly částice glycerínu z generátoru aerosolu dopraveny do tlakového vzduchu před vstupem do trysek (viz kap.5.6).

Schéma uspořádání měření je znázorněno na obr.6.17.

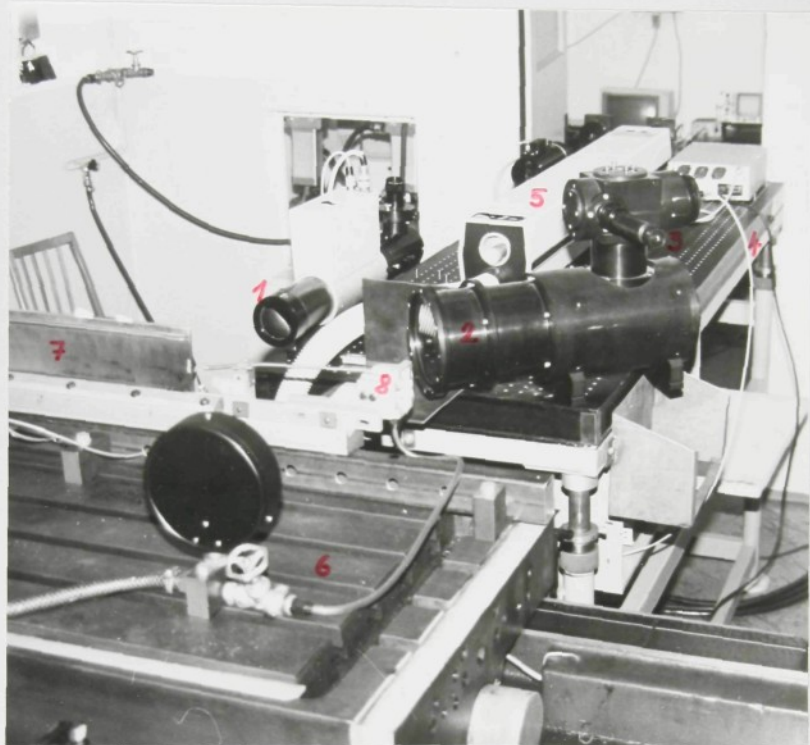


Obr.6.17 Schéma uspořádání měření (mimoosové snímání) ve vstupní části kanálu profilového tkacího paprsku.

Vysílací a přijímací části laserového anemometru byly v tomto případě odděleny. Celkové optické uspořádání je zobrazeno na obr.6.18. a detail konfigurace mimoosového snímání pak na obr.6.19.

Optická sonda o délce cca 1.2 mm byla vytvořena vysílacím objektivem TSI 1 o ohniskové délce $F.D. = 250.1$ mm. Světlo rozptýlené na částicích glycerinu bylo přijímáno speciálním přijímacím objektivem 2 (viz kap. 5.7.2). Osy vysílacího a přijímacího objektivu svírají úhel 45° . Ohnisková

vzdálenost přijímacího objektivu je 380 mm a průměr 130 mm. Objektiv zajišťuje velmi dobrou prostorovou filtraci.

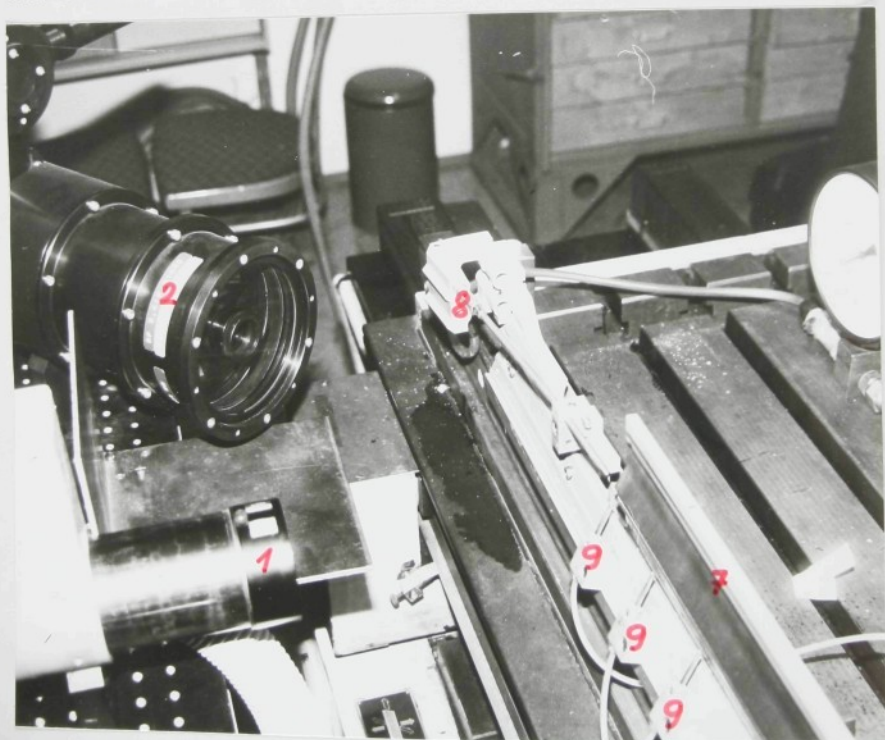


Obr.6.18 Optické uspořádání měření proudového pole ve vstupní části kanálu profilového tkacího paprsku.

- 1 - vysilací objektiv
- 2 - přijímací objektiv
- 3 - justážní dalekohledová lupa
- 4 - optický kabel
- 5 - argonový laser
- 6 - traverzovací stůl
- 7 - tkací profilový paprsek
- 8 - vkládací tkací tryska
- 9 - štafetové trysky (viz obr.6.19)

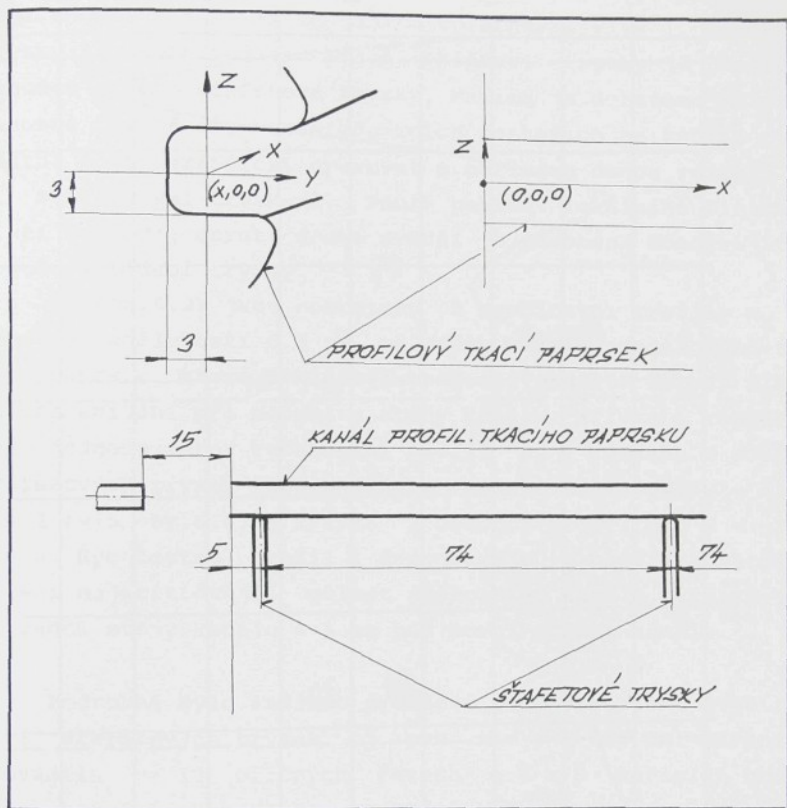
Přijímací objektiv byl zaostřen na optickou sondu vytvořenou vysílacím objektivem 1 pomocí speciální dalekohledové lupy 3. Kontrolu justáže bylo tak možné provádět i během měření. Rozptýlené světlo z optické sondy je soustředěno přijímacím objektivem 2 do optického vlákna o průměru 0.2 mm a přivedeno optickým kabelem 4 na fotonásobič. Vyhodnocení dopplerovského signálu se provádělo pomocí čítačového procesoru TSI 1990B.

Optické uspořádání mimoosového snímání dle obr.6.19 umožnilo velmi dobrou prostorovou filtraci světla odraženého od stěny kanálu profilového paprsku, takže bylo možno měřit i v minimální vzdálenosti 0.5 mm od stěny kanálu profilového paprsku (viz obr.6.22). Současně se díky bočnímu snímání optické sondy zkrátila její délka z 1.2 mm na efektivní délku cca 0.3 mm.



Obr.6.19 Realizace mimoosového snímání.

Měření probíhalo dle schématu na obr.6.5 (viz. kap. 6.2). Počátek souřadnicového systému (viz obr. 6.5) byl umístěn na vstup kanálu tkacího paprsku, jak je znázorněno na obr.6.20.



Obr.6.20 Měřená sestava profilového paprsku.

Úkolem měření bylo stanovení dominantního rychlostního pole ve směru prohozu (složka rychlosti w_x).

Nejprve se provedlo orientační měření v jedné traverzovací přímce x pro $y = 1$, $z = 0$ (viz obr. 6.5) v rozsahu 3 roztečí štafetových trysek. Výsledný rychlostní profil je na obr.6.21.

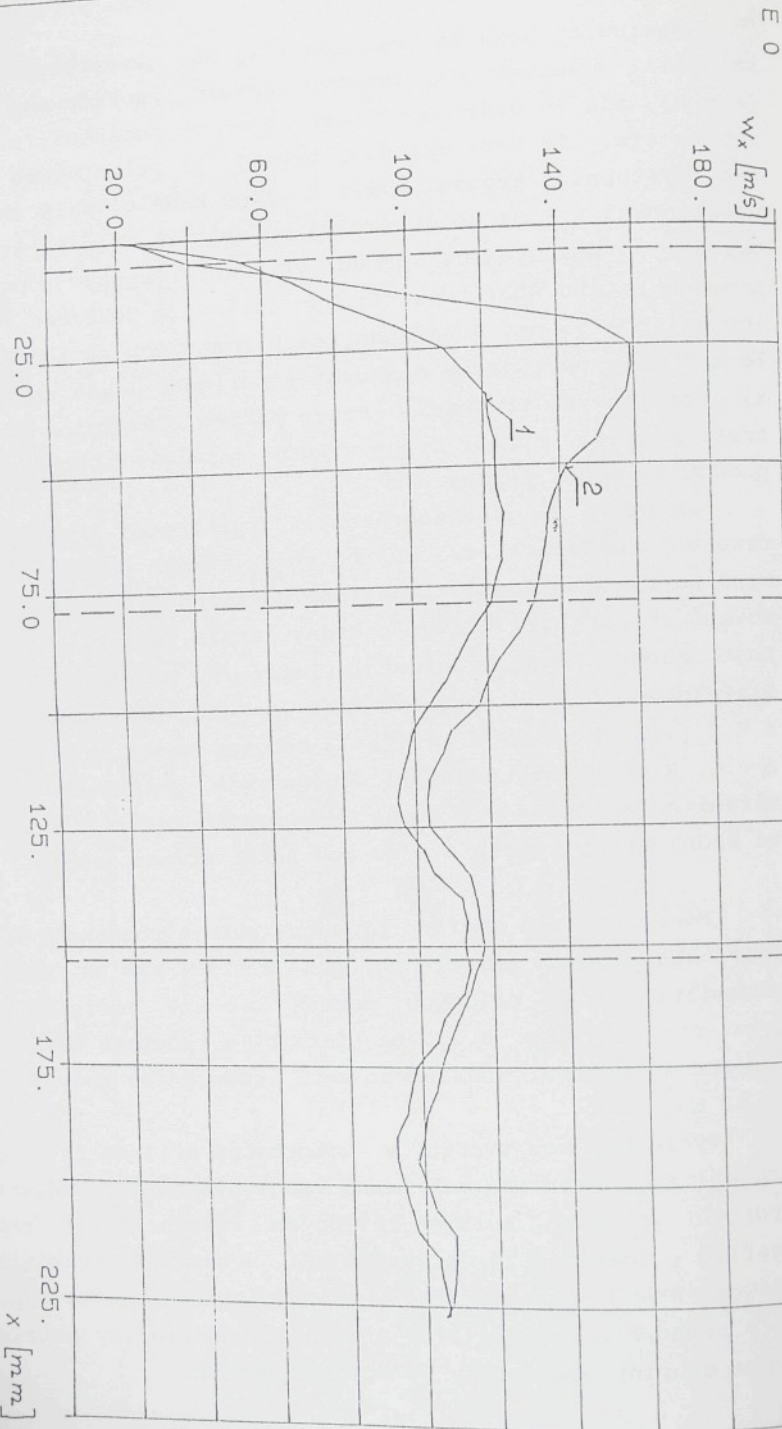


Maximální hodnota rychlosti w_x se nevyskytuje, jak by se dalo očekávat, na začátku kanálu profilového paprsku ($x = 0$), ale ve vzdálenosti cca 12 mm od počátku. To je způsobeno tím, že ústí vkladací trysky je orientováno tak, že osa výstupního proudu svírá s osou kanálu malý úhel. Ve vzdálenosti $x = 34$ mm se začíná uplatňovat vliv 1. štafetové trysky a dozdivající proud vkladací trysky je posilován proudem z této štafetové trysky. Maxima je dosaženo ve vzdálenosti cca 55 mm. V následujících roztečích se začíná rychlostní pole periodicky opakovat s periodou danou roztečí mezi štafetovými tryskami. Pouze pokles lokálního minima ve třetí rozteči oproti druhé svědčí o působení dozdivajícího proudu vkladací trysky.

Na obr.6.22 jsou zobrazeny 2 rychlostní profily w_x měřené ve vzdálenosti 0.5 mm od stěny kanálu profilového tkačího paprsku, které dokládají možnost použité metody mimoo-sového snímání při měření u stěny kanálu. Křivka 1 reprezentuje jednorozměrný rychlostní profil w_x v rozsahu 3 roztečí štafetových trysek (podobně jako na obr.6.21) pro $y = -2.5$, $z = 2$ (viz obr.6.5) a křivka 2 obdobný profil pro $y = -2.5$, $z = 0$. Rychlostní profil 1 demonstruje z hlediska metodiky měření nejkritičtější oblast prohozního kanálu, tj. 0.5 mm od zadní stěny kanálu a 1 mm pod horní stěnou kanálu.

Podrobně bylo změřeno proudové pole v rozsahu dvou roztečí štafetových trysek tj. pro $x = 0 - 148$ mm. Měření se prováděla ve 13 příčných řezech o 5×9 měřicích bodech (viz. obr.6.5, kap. 6.2), na které byla zkoumaná oblast rovnoměrně rozdělena. Vzdálenost mezi sousedními řezy byla cca 12.32 mm.

Výsledky jsou uvedeny v samostatné příloze II a představují axonometrická zobrazení rychlostních a turbulentních profilů ve třech kolmých rovinných řezech. Každá skupina profilů v daném řezu je vysvětlena úvodním instrukčním obrázkem, který udává měřítko a ukazuje polohu tohoto typu řezu v prohozním kanálu. Pro srovnání jsou profily patřící do jedné skupiny nakresleny ve stejném měřítku.



1: $y = -2.5, z = 2$
 2: $y = -2.5, z = 0$

Obr. 6.22 Jednorozměrné rychlostní profily w_x 0.5 mm od stěny

profi
řez
písm
ný
) . U
mezi
na ok

profi
zech
(y e
na ok

profi
4, 5,
odpov
Příkl
obr.

profi
y-z
86.3
uved

obr.
té m
se p
z =

všec
y-z)
ném
nálu

Obr.II-3.1 - II-3.5 v příloze II představují rychlostní profily v horizontálních řezech $x-y$ ($z = 2, 1, 0, -1, -2$). Každý řez je vyobrazen ve dvou rozdílných pohledech označených písmeny A a B. Pod každým rychlostním profilem jsou zobrazeny odpovídající izočary rychlosti ($w_x = \text{konst.}$, 12 izočar). U izočar jsou uvedeny krajní hodnoty a rozteč (diference) mezi sousedními. Příklad rychlostního profilu v řezu $x-y$ je na obr.6.23a a 6.23b.

Obr.II-4.1 - II-4.3 v příloze II představují rychlostní profily a profily intenzity turbulence v horizontálních řezech $x-y$ ($z = 2, 1, 0, -1, -2$) ve vnitřní části kanálu ($y \in \langle -2, 2 \rangle$). Příklad tohoto rychlostního profilu je uveden na obr.6.24a a 6.24b.

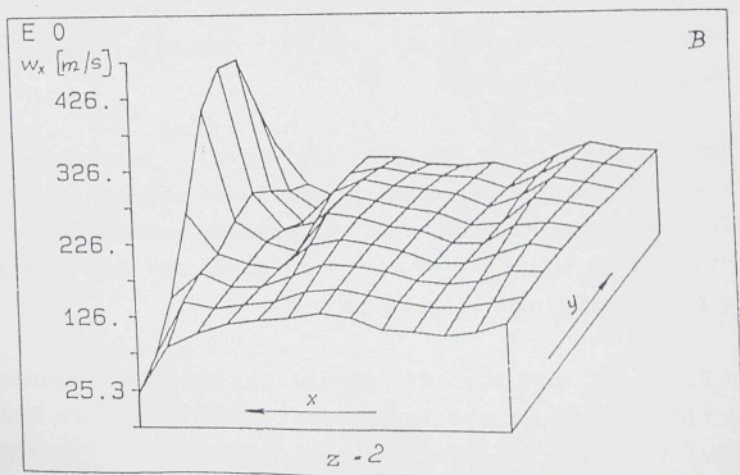
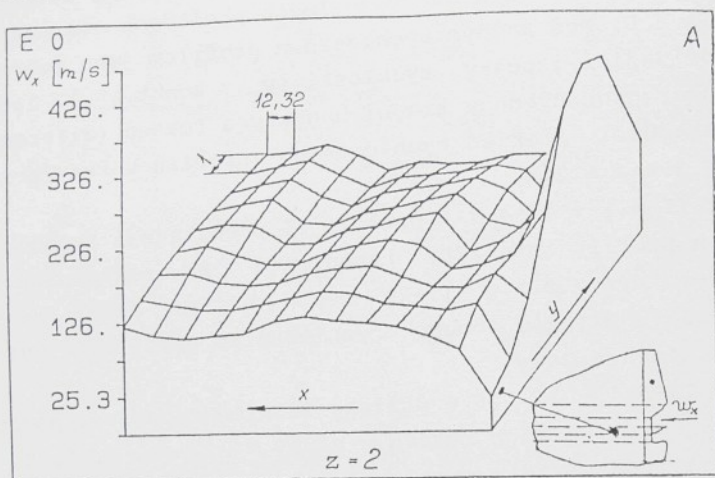
Obr.II-5.1 - II-5.5 v příloze II představují rychlostní profily ve vertikálních řezech $x-z$ ($y = -2, -1, 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6$). Pod každým rychlostním profilem jsou zobrazeny odpovídající izočary rychlosti ($w_x = \text{konst.}$, 12 izočar). Příklad rychlostního profilu ve vertikálním řezu $x-z$ je na obr.6.25a a 6.25b.

Obr.II-6.1 - II-6.7 v příloze II představují rychlostní profily a profily intenzity turbulence v příčných řezech $y-z$ ($x = 0, 12.32, 24.66, 37.00, 49.32, 61.66, 74.00, 86.32, 98.66, 111.00, 123.32, 135.66, 148.00$). Příklad je uveden na obr.6.26a a 6.26b.

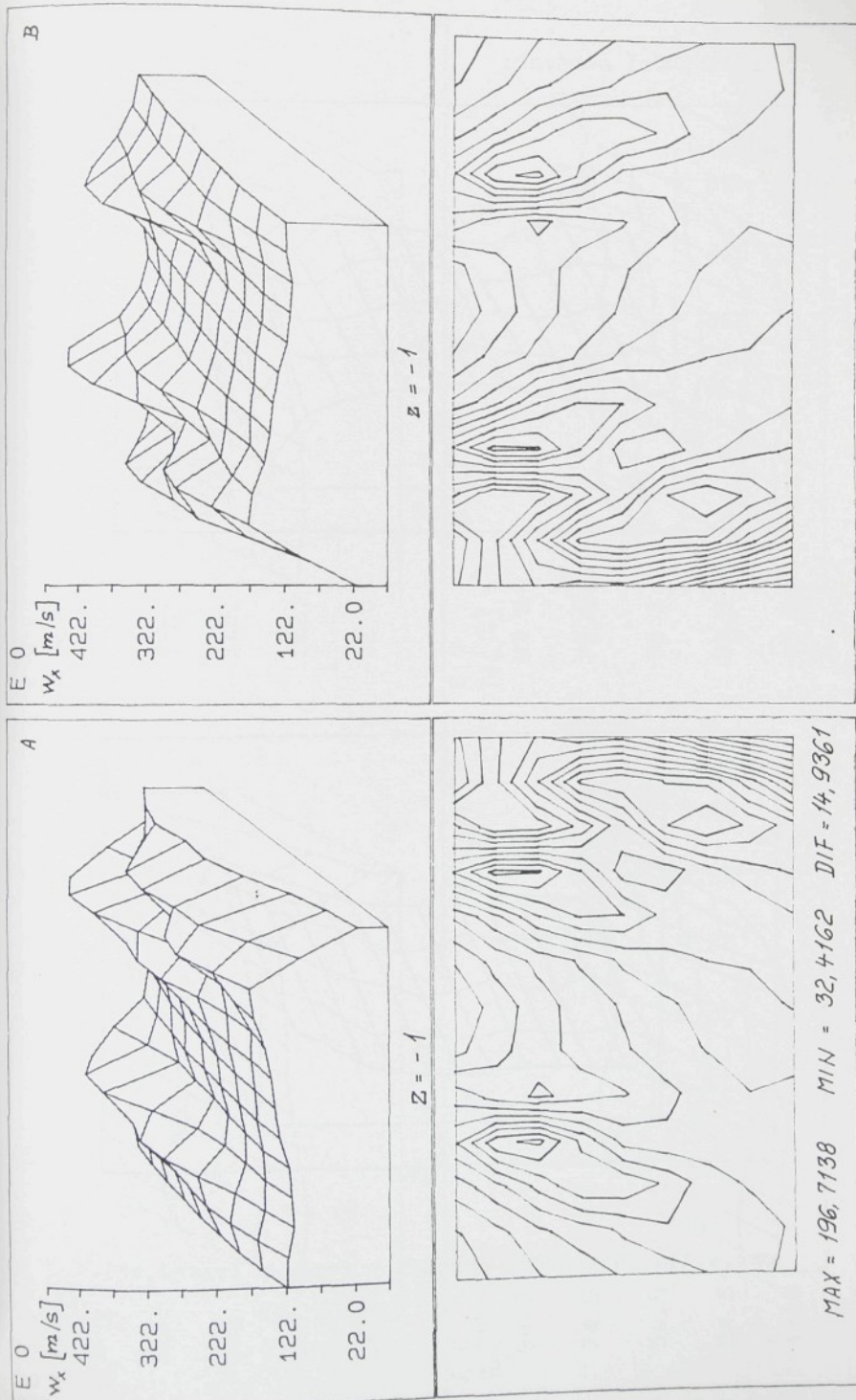
Příčný rychlostní profil (řez $y-z$) zobrazený na obr.6.27 ($x = 0$) dobře demonstruje aplikační možnosti použité metody LDA. Střední rychlosti w_x změřené v tomto profilu se pohybují od 20 m/s ($y = -2, z = 2$) až do 300 m/s ($y = 3, z = 2$) a to na vzdálenosti pouhých 6 mm.

Obr.6.28 (v příloze II obr.II.7) ukazuje souhrnně všechny příčné rychlostní a turbulentní profily (příčné řezy $y-z$) a dává tak názornou představu o proudovém poli vytvořeném směřováním proudu vkladací tkací trysky v prohozním kanálu s proudy 1. a 2. štafetové trysky.

Instrukční obrázek:

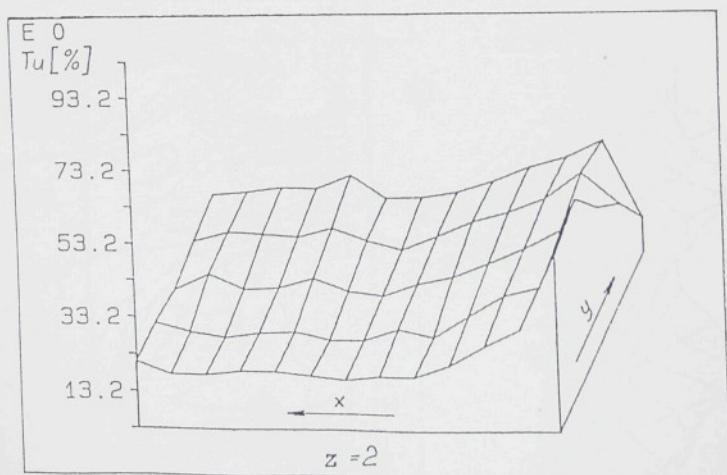
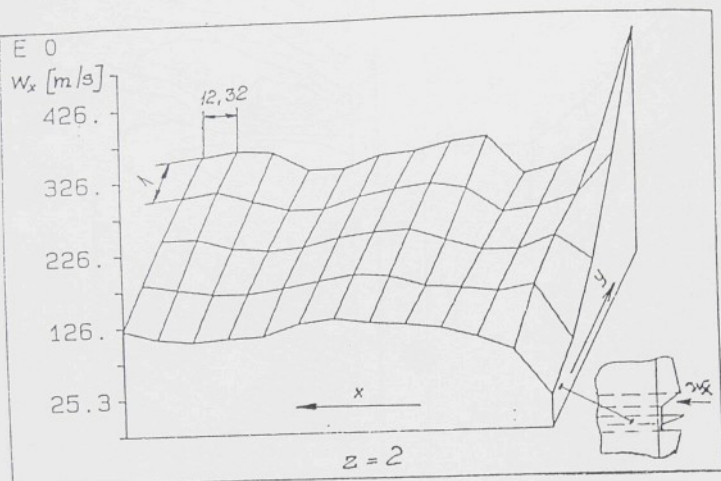


Obr.6.23a Instrukční obrázek - řez x-y

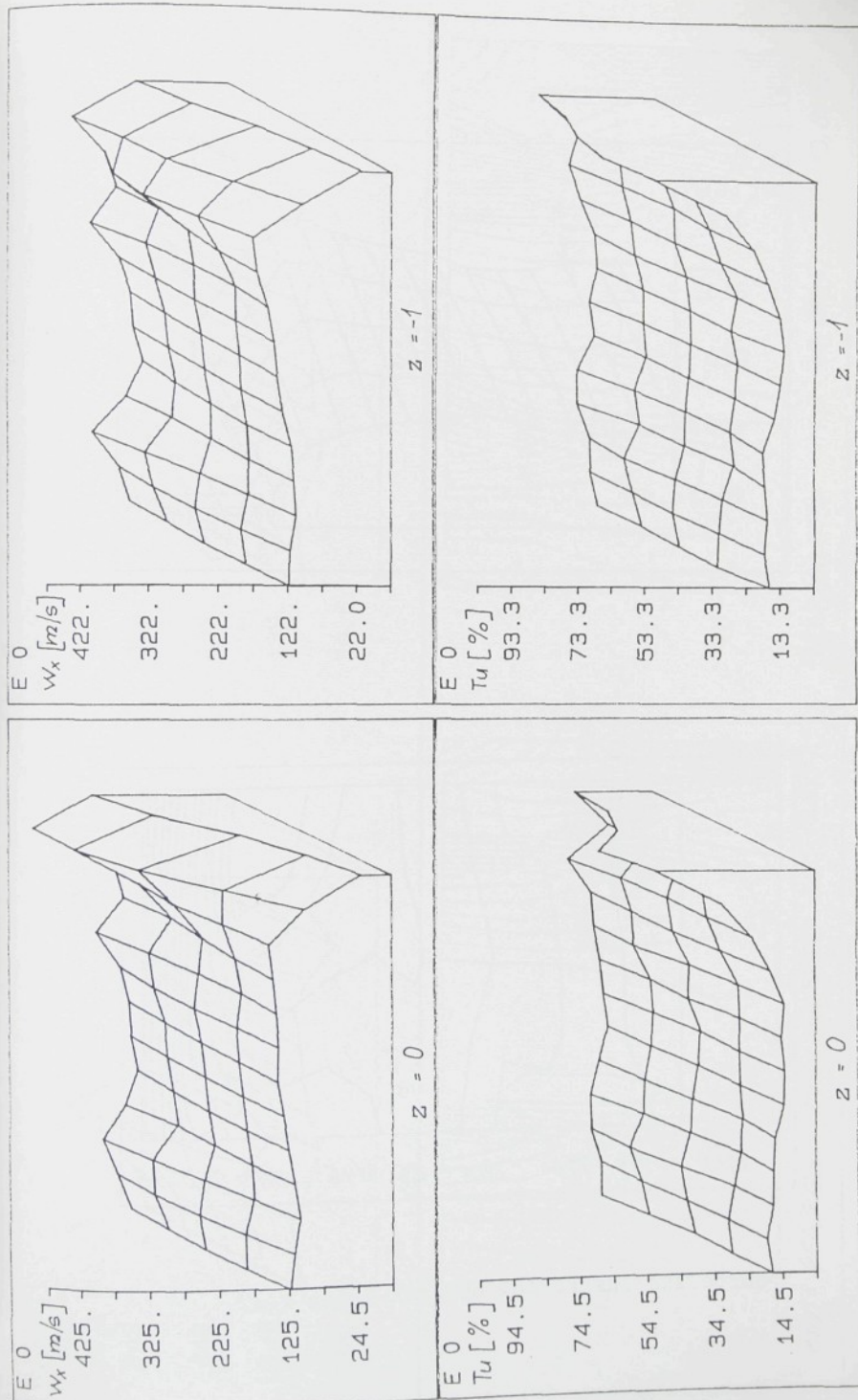


Obr. 6.23b Příklad rychlostního profilu v horizontálním řezu x-y.

Instrukční obrázek:

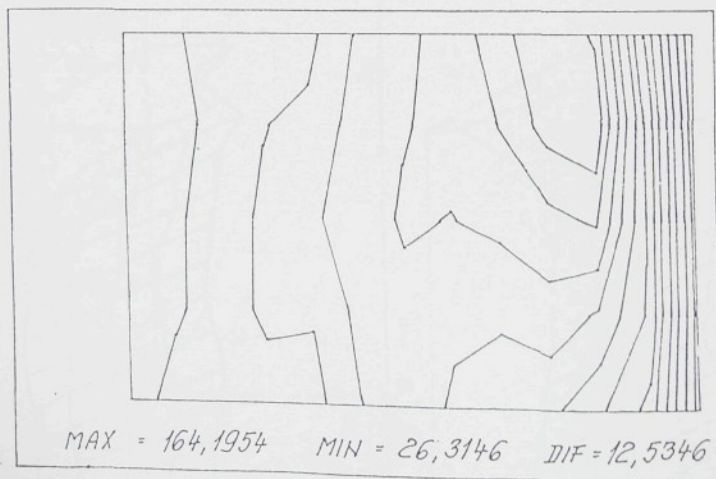
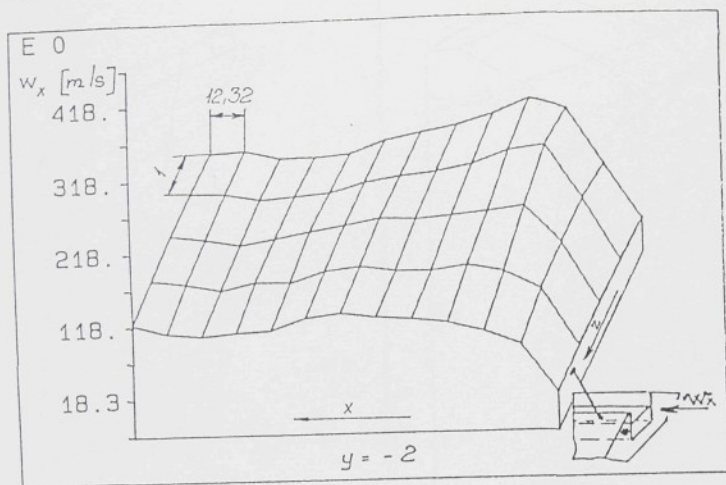


Obr.6.24a Instrukční obrázek - řez x-y ($y \in (-2,2)$).

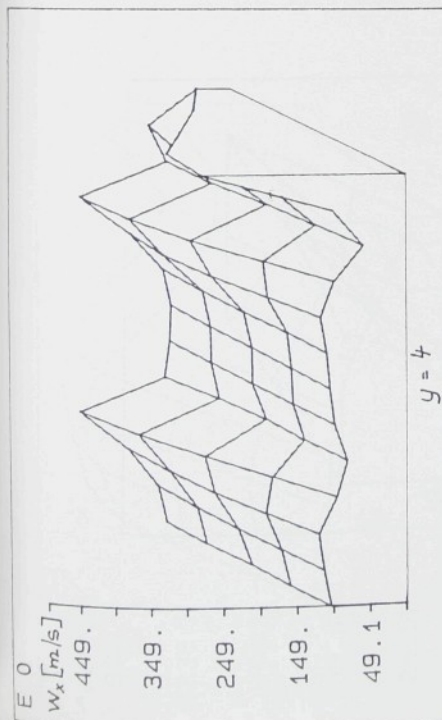


Obr. 6.24b Příklad rychlostního profilu v horizontálním řezu x-y ($y \in \langle -2, 2 \rangle$).

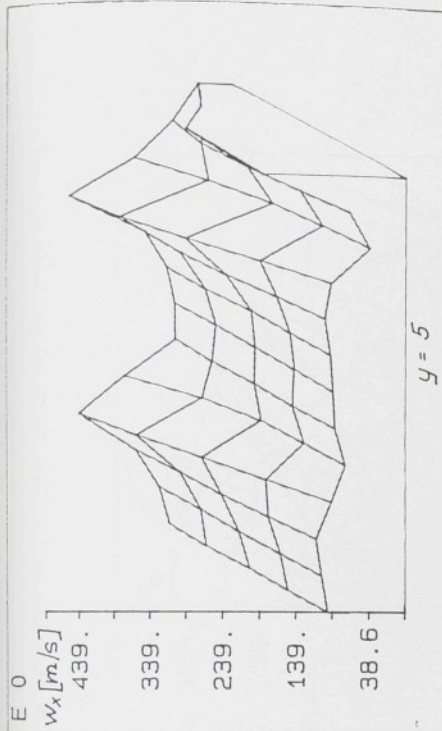
Instrukční obrázek:



Obr.6.25a Instrukční obrázek - žez x-z.



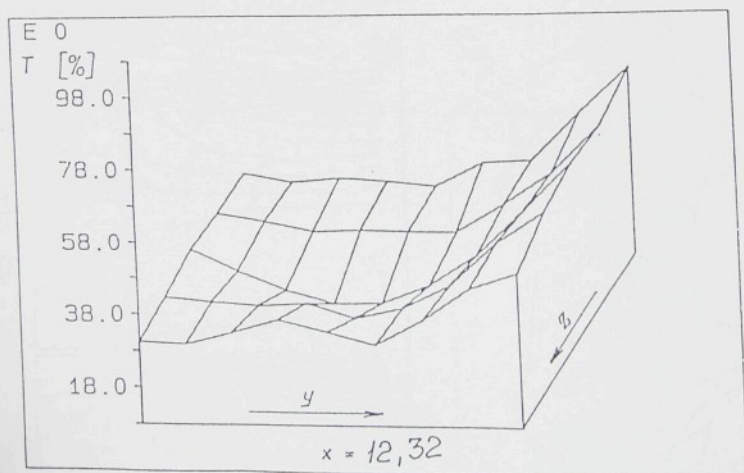
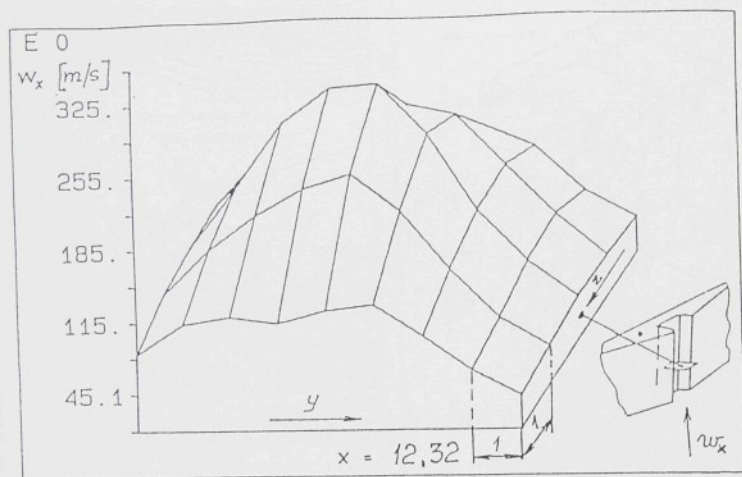
MAX = 260,5023 MIN = 62,5277 DIF = 17,9977



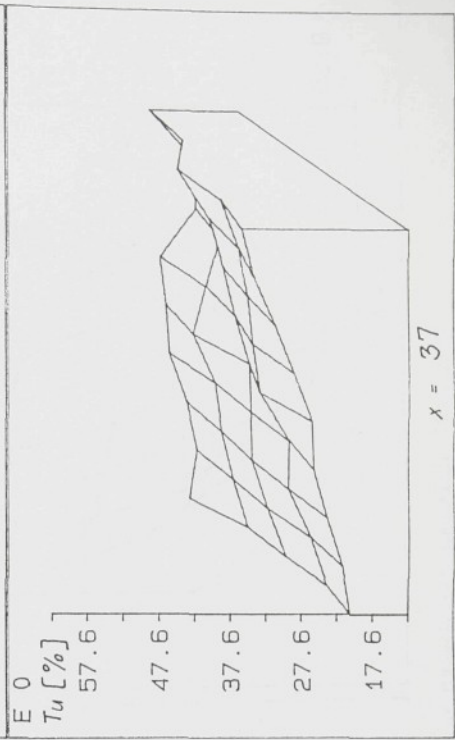
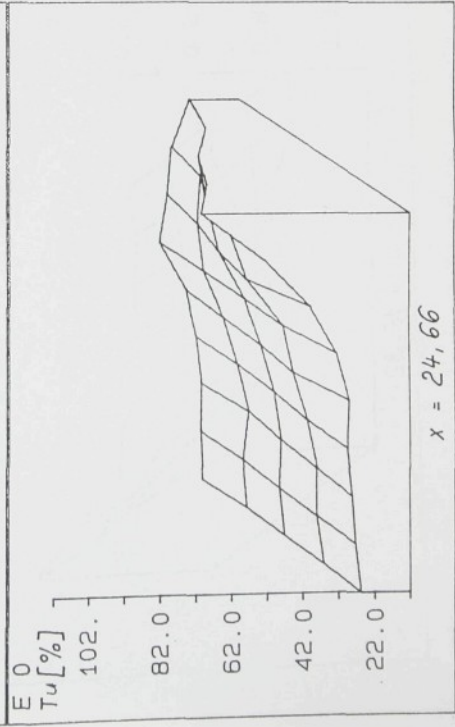
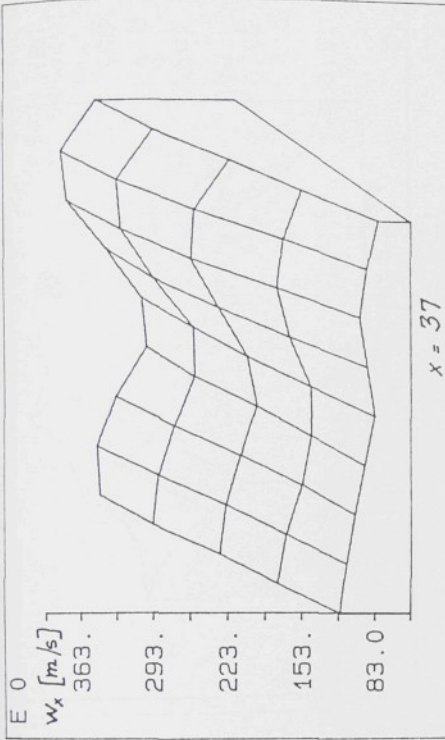
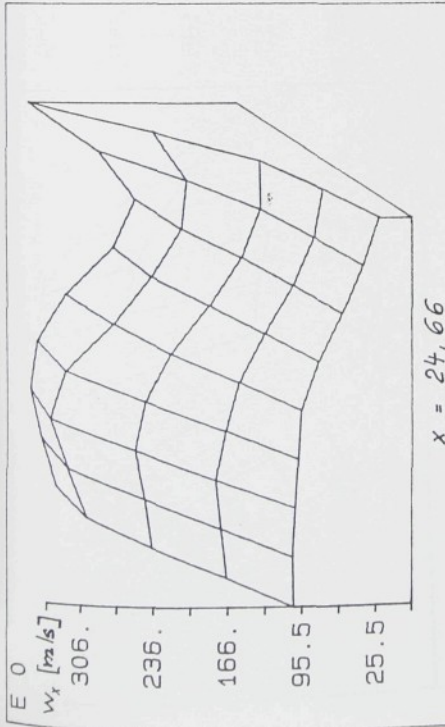
MAX = 200,3754 MIN = 47,8646 DIF = 13,8646

Obr. 6.25b Příklad rychlostního profilu ve vertikálním řezu x-z.

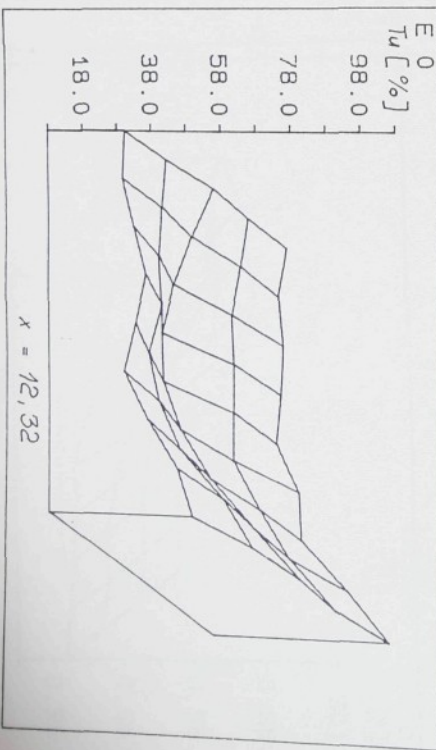
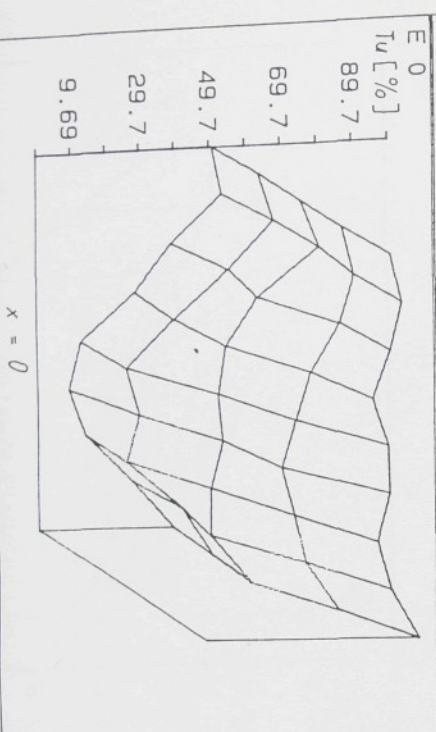
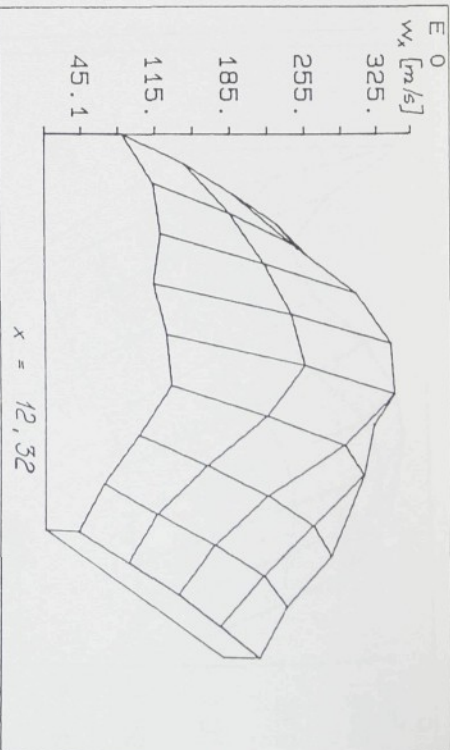
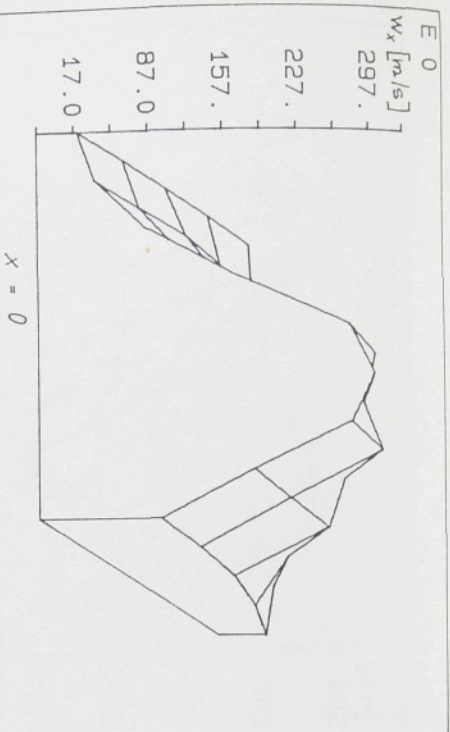
Instrukční obrázek:



Obr.6.26a Instrukční obrázek - řez y-z.



Obr. 6.26b Příklad rychlostního profilu a profilu intenzity turbulence v příčném řezu y - z .

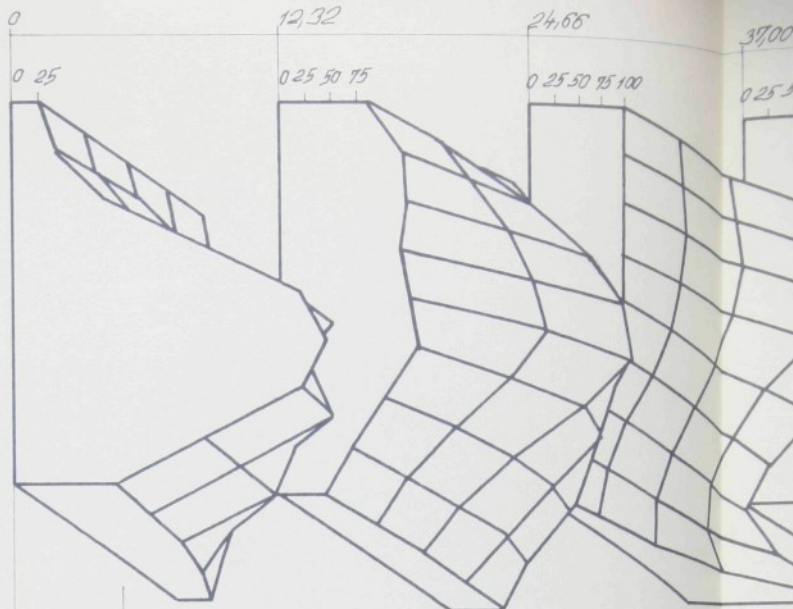


Obr. 6.27 Příklad rynchlostního profilu v příčném řezu y-z

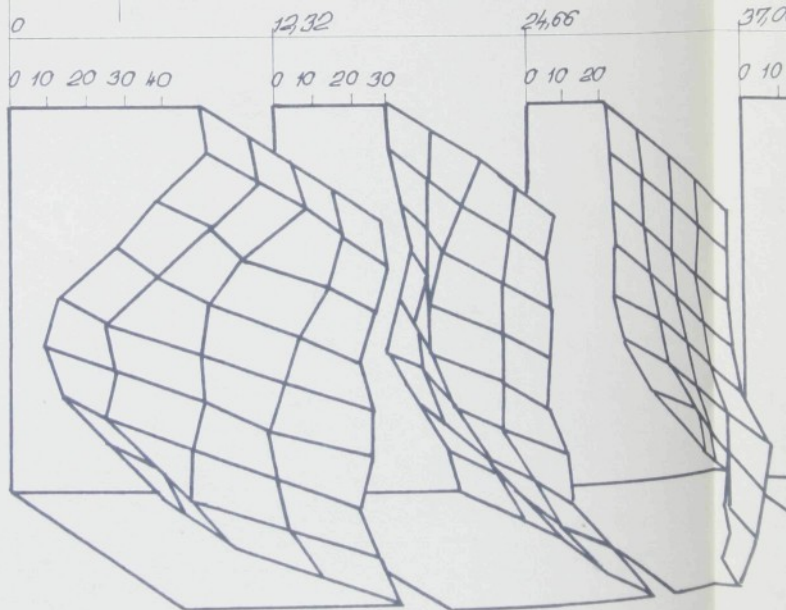
HLAVNÍ VYKLAZACÍ TRYSKA

15

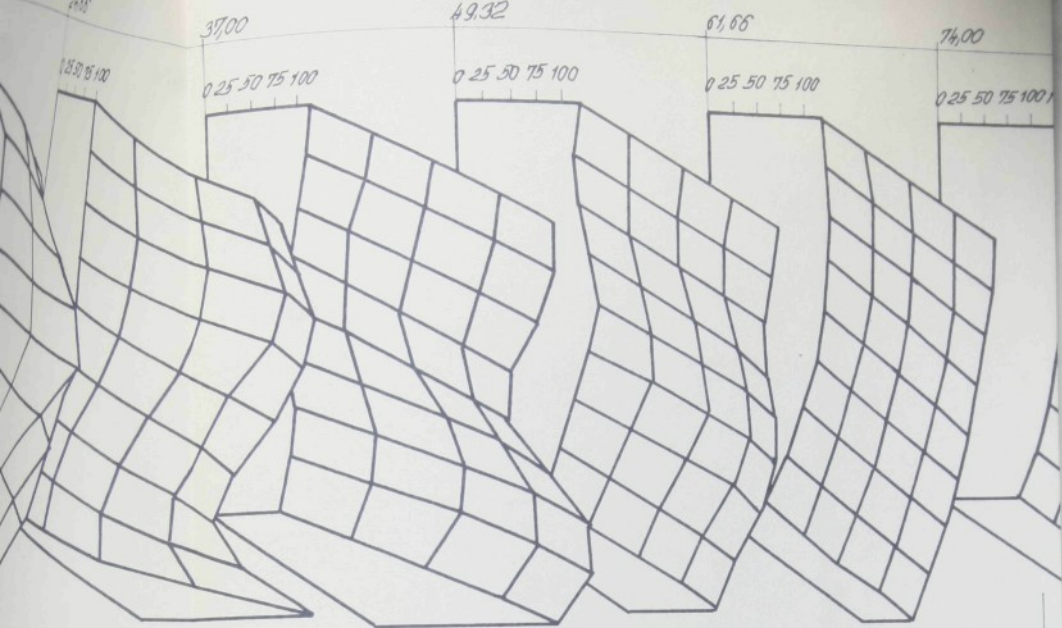
ŠTAFETOVÁ
Č. 1
TRYSKA



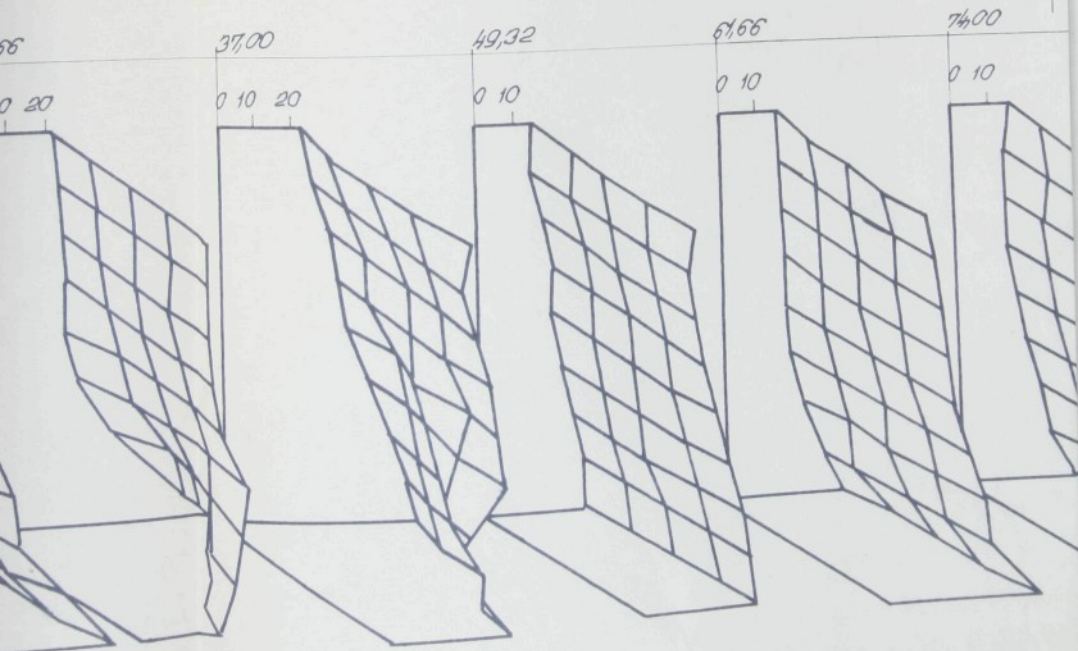
RYCHLOS



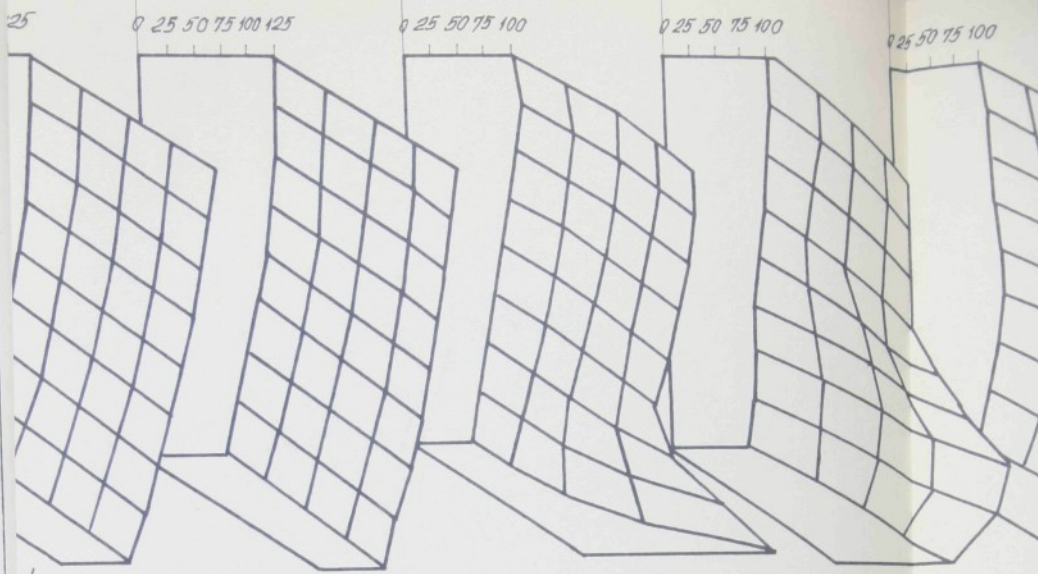
INTENSITA TU



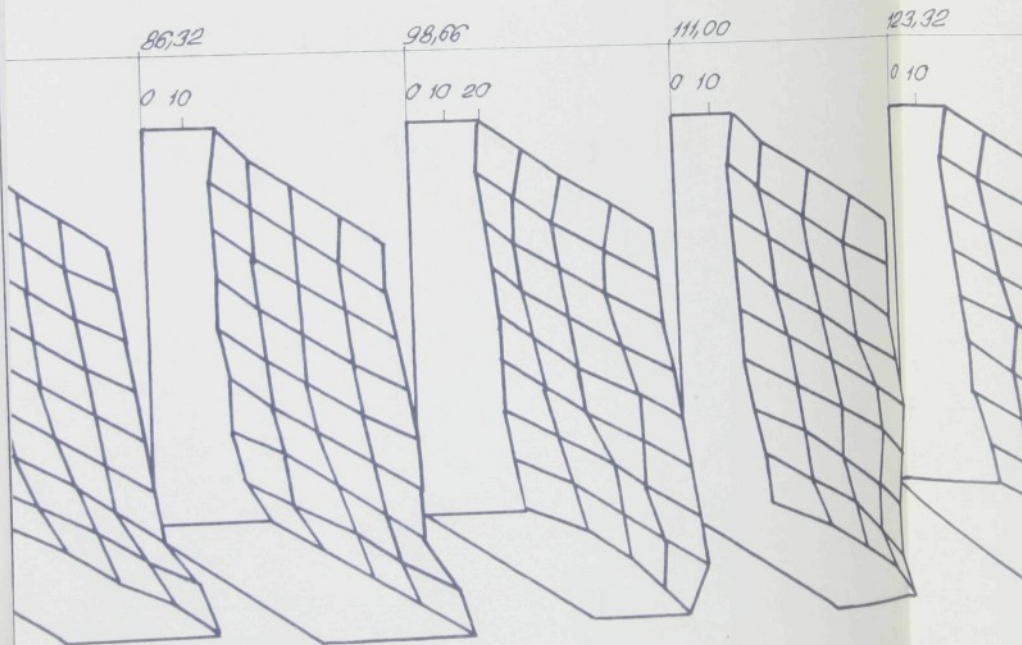
RYCHLOST [m/s]

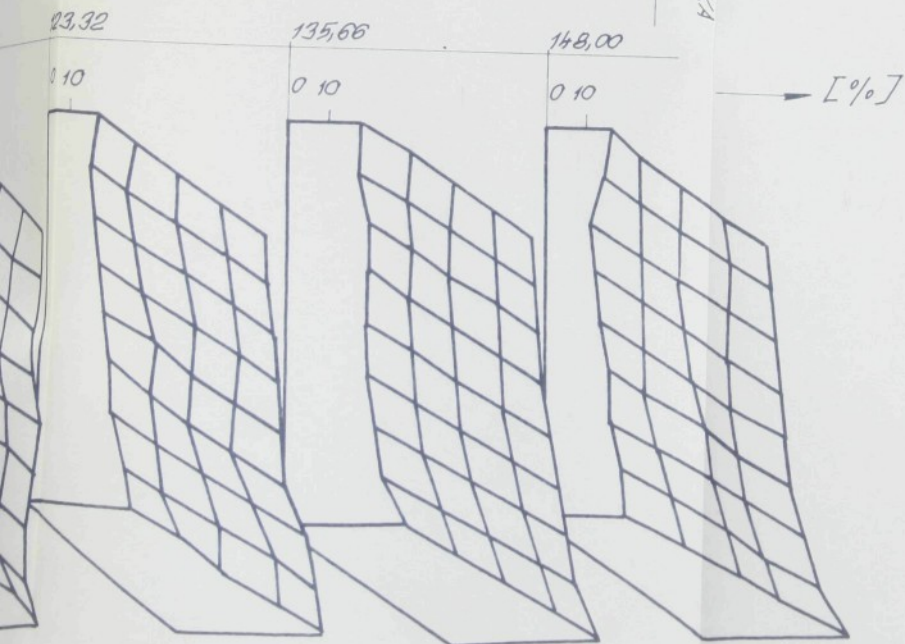
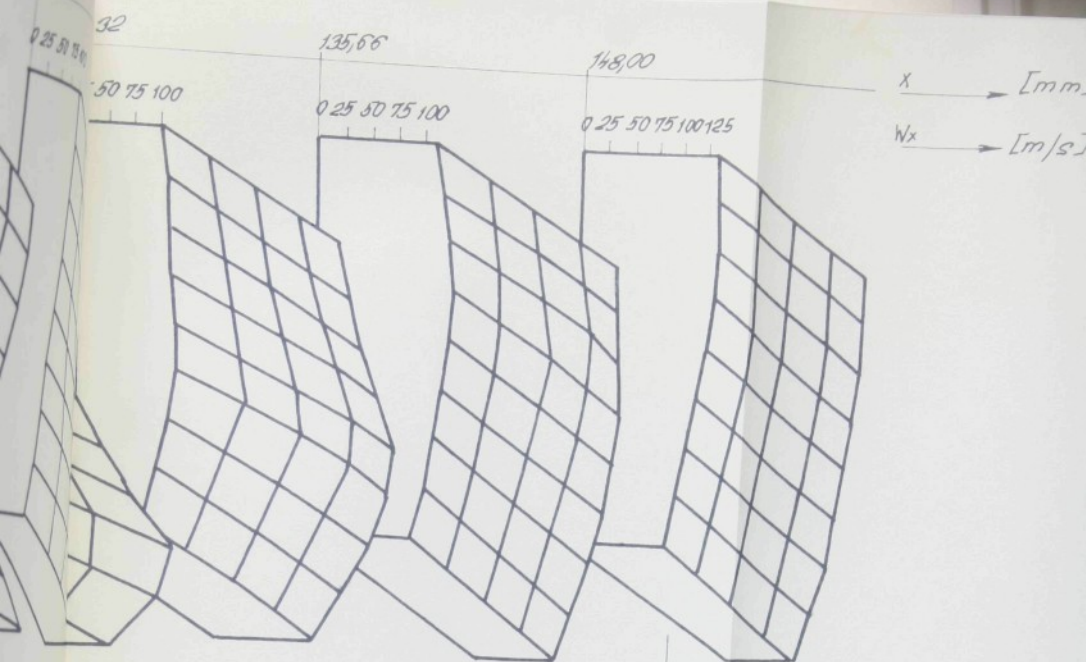


INTENSITA TIPIRUFENCE [%]



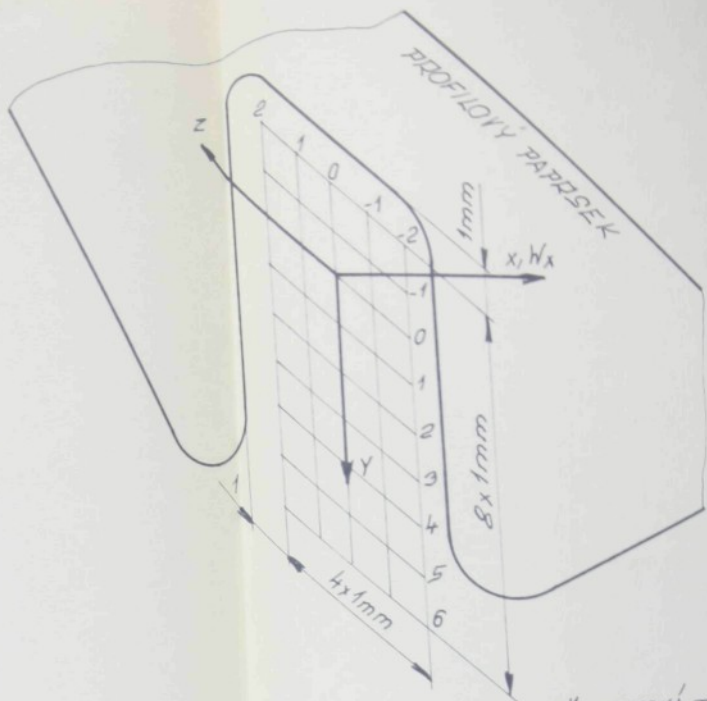
ГЛАВНОЕ ТРУДОВОЕ



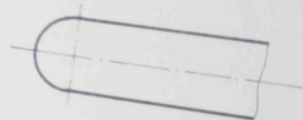


$x \rightarrow [mm]$

$w_x \rightarrow [m/s]$



ŠTAFETOVÁ TRYSKA



SCHEMA MĚŘENÍ

$\rightarrow [\%]$

PROFÍLOVÝ PAPERSEK

7. Hlavní

Navr
prohozu l
la popsá
rychlosti
stroje.
příloze

Dal
je zaměř

- m
obr.6.5)
- m
ním reži
nestacio
- z

7.1 2

Na
 $w \equiv (w_x, w_y)$
vycháze
malým úh
vého pap
za papr
kanálu
jící p
s proud

7. Hlavní směry dalšího rozvoje studia vzduchového prohozu metodou LDA.

Navržená metodika měření proudových polí vzduchového prohozu laserovým dopplerovským anemometrem (LDA), která byla popsána v kap. 5, umožnila studium dominantních složek rychlostí ve směru prohozu v celém prohozním ústroji tkacího stroje. To dokládají výsledky měření uvedené v kap. 6. a příloze I a II.

Další rozvoj studia proudových polí vzduchového prohozu je zaměřen na řešení následujících úkolů:

- měření příčných složek rychlostí (složky w_y a w_z , viz obr.6.5) v prohozním kanálu profilového tkacího paprsku
- měření proudových polí vzduchového prohozu v provozním režimu vzduchového tryskového tkacího stroje, tj. měření nestacionárního periodického proudění
- zviditelnování proudění metodou laserového nože

7.1 Způsob měření příčných složek rychlostí w_y a w_z .

Na obr.6.5 (kap. 6.2) je znázorněn vektor rychlosti $w \equiv (w_x, w_y, w_z)$ proudu štafetové trysky. Kuželový proud, vycházející z ústí štafetové trysky, vstupuje do kanálu pod malým úhlem k jeho ose. Interakcí se stěnou kanálu profilového paprsku se složitě mění. Část proudu prochází mezerami za paprsek, část se odráží od tvarových a průlinčitých stěn kanálu a většina pokračuje žádoucím směrem prohozu. Doznívající proud se v pravidelných roztečích posiluje interakcí s proudem z následující štafetové trysky.

složitější situace je na vstupní straně kanálu profilového paprsku, kde dochází ke směšování výrazného proudu vkladací tkací trysky s proudy štafetových trysek. Ani proud vkladací tkací trysky obecně nevstupuje do kanálu profilového paprsku přesně ve směru (osa x) prohozu (viz barevná záměna, obr.6.19, kap.6.3).

Je zřejmé, že vektor rychlosti proudového pole v kanálu profilového paprsku má kromě dominantní složky rychlosti w_x i malé (ve srovnání s w_x) příčné složky rychlosti w_y a w_z . Velikost a smysl těchto složek rychlosti v různých oblastech kanálu nelze jednoduše odhadnout.

Přestože tahová síla působící na útek při prohozu je dána především složkou w_x , mohou i příčné složky w_y a w_z významně ovlivnit pohyb útku prohozním kanálem. Do jisté míry vymezují oblast kanálu, ve které se útek při prohozu pohybuje, a mohou tak nepřímo ovlivňovat spolehlivost prohozu.

Z těchto důvodů lze považovat měření příčných složek rychlosti w_y a w_z za stejně důležité jako měření složky w_x .

Měření příčných složek rychlosti jsou komplikovanější než měření složky w_x a nelze je přímo provádět metodikou navrženou v kap.5. To lze doložit např. na orientačním měření složky rychlosti w_z .

Na obr.7.1 je znázorněn řez optickou sondou (viz obr.4.3, kap. 4.1.2) a složky rychlosti w_x a w_z částice. prolétávající optickou sondou (w_p je průmět vektoru rychlosti $\vec{w}$ do znázorněného řezu). S takto vytvořenou optickou sondou by měl teoreticky laserový dopplerovský anemometr měřit složku w_z (kolmou k interferenčním prouzkům, viz kap.3.3.3).

Zásadní problém spočívá v tom, že měřený proud svírá s osou x pouze malý úhel, tj. $w_x \gg w_z$. V tomto případě se výrazně uplatňuje tzv. chyba směru nebo také chyba prouzků (angl. 'fringe bias') popsaná v kap. 5.3.4.

Obr.7

Číta

rovského

lerovský

projde d

intenzit

Z

ti částic

jejiž t

očekávat

naměřená

hodnotám

Ori

existenc

Obr

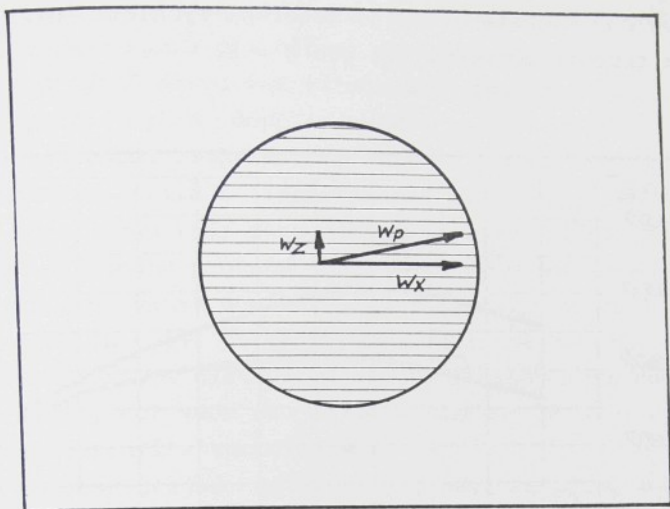
a odpoví

$x = 50$,

Pro

na $N = 8$

filů 1 a



Obr.7.1 Schéma průletu částice optickou sondou při měření složky rychlosti w_z .

Čítačový procesor měří nastavený počet cyklů N dopplerovského signálu (obvykle $N = 8$ cyklů). Zpracovatelný dopplerovský signál bude generován, pokud stopovací částice projde dostatečným počtem interferenčních proužků o vhodné intenzitě a kontrastu ($\geq N$).

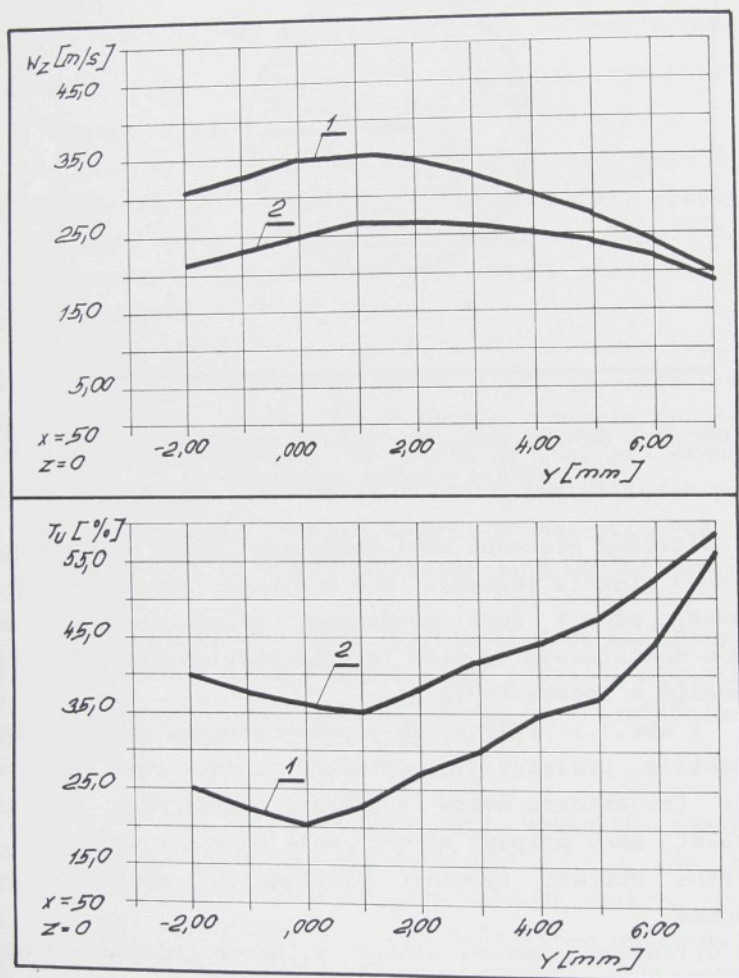
Z obr.7.1 vyplývá, že pravděpodobnost změření rychlosti částice prolétávající optickou sondou bude vyšší u té, jejíž trajektorie svírá s proužky větší úhel. Dá se tedy očekávat, že v případě měření malé složky rychlosti w_z bude naměřená střední rychlost systematicky posunuta k vyšším hodnotám.

Orientační měření složky w_z demonstrována na obr.7.2 existenci této systematické chyby potvrdila.

Obr.7.2 prezentuje rychlostní profil w_z (y-profil) a odpovídající profil intenzity turbulence v rovině y-z (pro $x = 50$, $z = 0$ dle obr.6.5, kap. 6.2).

Profil 1 byl změřen pro nastavení čítačového procesoru na $N = 8$ cyklů a profil 2 pro $N = 2$ cykly. Z porovnání profilů 1 a 2 plyne, že při měření minimálního počtu cyklů do-

pplerovského signálu $N = 2$ je naměřená rychlost nižší a intenzita turbulence vyšší než pro $N = 8$.



1 - počet měřených cyklů $N = 8$

2 - počet měřených cyklů $N = 2$

Obr.7.2 Rychlostní profil w_z a profil intenzity turbulence měřený v rovině y-z ($x = 50$, $z = 0$).

Tento výsledek souhlasí s předpokládanou výše popisovanou chybou směru při měření složky rychlosti w_z .

V případě nastavení čítačového procesoru na měření malého počtu cyklů dopplerovského signálu ($N = 2$) vzroste pravděpodobnost zachycení (změření) i těch částic, jejichž trajektorie svírá s interferenčními proužky optické sondy malý úhel. Jsou tedy zachyceny i částice, které při průchodu optickou sondou protnou nedostatečný počet interferenčních proužků pro vznik dopplerovského signálu o zpracovatelných 8 cyklech ($N = 8$). To se projeví ve změně rozložení rychlosti v rychlostním histogramu (jsou výrazněji zastoupeny nižší rychlosti), což vede na nižší výslednou střední rychlost w_z a vyšší intenzitu turbulence.

Je tedy zřejmé, že profily 2 jsou zatíženy menší chybou a více se přibližují správnému výsledku. Chybu směru lze tak do jisté míry potlačit snižováním počtu měřených cyklů. Chyba směru závisí na parametru N/N_{FR} , kde N je počet měřených cyklů (proužků) a N_{FR} je celkový počet interferenčních proužků v optické sondě. Čím menší je tento poměr tím, menší je chyba směru.

Radikálně lze v tomto případě chyby směru odstranit pouze využitím frekvenčního posuvu. Princip frekvenčního posuvu byl vysvětlen v kap. 4.1.3. Pro frekvenční posuv se v LDA využívá Braggova buňka. Braggova buňka je akusticko-optický modulátor, který se umístí do optického systému LDA tak, že jím prochází jeden z laserových paprsků tvořících optickou sondu (viz obr.4.1 a 4.2, kap. 4.1.1). Na základě interakce světla s ultrazvukovou vlnou o frekvenci 40 MHz v průhledném mediu Braggovy buňky dochází k frekvenčnímu posuvu světla. To se v konečném důsledku projeví jako pohyb interferenčních proužků v optické sondě. Nulové rychlosti částice pak odpovídá dopplerovská frekvence 40 MHz.

Je zřejmé, že frekvenčním posuvem lze změnit počet cyklů dopplerovského signálu, které částice generuje při průchodu optickou sondou. Počet cyklů generovaný částicí procházející středem optické sondy kolmo k interferenčním proužkům je [37]:

$$N_S = N_O | (1 + f_S/f_D) | \quad /7.1.1/$$

kde N_S je počet cyklů generovaný částicí při použití frekvenčního posuvu,

N_O je počet cyklů generovaný částicí bez použití frekvenčního posuvu,

f_S je frekvenční posuv,

f_D je dopplerovská frekvence generovaná částicí bez použití frekvenčního posuvu; f_D má zápornou hodnotu, jestliže se částice pohybuje souhlasně s interferenčními proužky a f_D má kladnou hodnotu, jestliže se částice pohybuje proti pohybu interferenčních proužků.

Použitím frekvenčního posuvu lze dosáhnout radikálního zmenšení parametru N/N_{FR} ($N_{FR} = N_S$) a redukovat tak chyby směru.

Předpokládejme, že měření složky rychlosti w_z bude probíhat podle schématu na obr.6.17 v kap. 6.3 s využitím frekvenčního posuvu (Braggova buňka bude zařazena do vysilací části laserového anemometru). Frekvenční posuv je 40 MHz. Pro použitý vysilací objektiv s F.D. = 250.1 mm je průměr optické sondy $d_m = 0.1$ mm.

Protože trajektorie částic svírá s interferenčními proužky malý úhel (viz obr.7.1), budeme uvažovat extrémní případ, kdy částice se pohybuje rovnoběžně s interferenčními proužky. V tomto případě bude částice generovat dopplerovský signál s frekvencí 40 MHz. Z měření složky w_x uvedených v kap. 6 vyplývá maximální rychlost částice cca 300 m/s.

Vypočtená minimální doba průletu částice optickou sondou je pak $t_{MIN} \approx 0.33 \mu s$ (pro $d_m = 0.1$ mm, $w_{MAX} = 300$ m/s). Z minimálního času průletu částice optickou sondou a z dopplerovské frekvence $f_D = 40$ MHz lze vypočítat minimální počet dopplerovských cyklů generovaných částicí při průchodu optickou sondou:

$$MIN. POČET CYKLŮ = f_D \cdot t_{MIN} \approx 13 \quad /7.1.2/$$

Tento výsledek dokládá, že v případě použití frekvenčního posuvu lze při měření složky rychlosti w_z eliminovat chybu rychlosti. Počet generovaných cyklů v dopplerovském vzryvu (počet cyklů > 13) bude dostatečný pro zpracování čítačovým procesorem s nastaveným počtem měřených cyklů $N = 8$.

Při měření příčných složek rychlosti w_y a w_z má frekvenční posuv význam i pro jednoznačné určení jejich smyslu (směru). Obecně nelze v libovolném místě kanálu profilového tkacího paprsku předem smysl těchto složek jednoznačně odhadnout.

Složka rychlosti w_y je v případě použití optických uspořádání uvedených v kap. 6 totožná (rovnoběžná) s osou vysilacího objektivu, a proto není principiálně přímo měřitelná. To vyplývá jak z rozboru vztahu pro dopplerovskou frekvenci /3.3.6/ v kap. 3.3.3, tak z uspořádání interferenčních rovin v optické sondě na obr.4.3 v kap. 4.1.2.

Přímé měření složky w_y vyžaduje, aby osa vysilacího objektivu byla kolmá k rovině, ve které se nachází složka w_y . To ale z geometrických důvodů není možné. Proto bude nutné provádět měření v jiných vhodně vybraných složkách, ze kterých lze složku w_y vypočítat. V tomto případě bude vždy nutné zvážit, jak se do výpočtu malé hodnoty w_y mohou negativně promítnout nepřesnosti měření vybraných složek.

Měření příčných složek rychlosti w_y a w_z je obecně komplikovanější než měření složky w_x . Vyžaduje použití frekvenčního posuvu (určení smyslu, eliminace chyby proužků), což bude mít za následek zhoršení odstupu signálu od šumu. Obecně lze počítat s tím, že přesnost měření může být nižší než v případě složky w_x .

7.2 Způsob měření nestacionárních periodických proudových polí vzduchového prohozu.

Měřením proudových polí vzduchového prohozu v provozním režimu vzduchového tryskového tkacího stroje lze získat výsledky popisující přesněji reálný stav, tj. časový vývoj rychlostního pole při prohozu. Řešení tohoto problému vede k experimentálnímu zvládnutí měření periodických nestacionárních dějů metodou LDA.

Obecně jsou možné dva postupy:

A) *stroboskopická metoda* - měří se pouze v tzv. časovém okně (definovaný časový úsek), jehož šířku a posuv lze v rámci periody libovolně měnit.

B) *encoderová metoda* - ke každému změřenému rychlostnímu údaji je pomocí speciálního rotačního encoderu přiřazena i jeho poloha (časová nebo úhlová) v rámci periody zkoumaného děje.

7.2.1 Stroboskopická metoda.

Stroboskopická metoda představuje technicky méně náročný, ale také méně dokonalý způsob řešení. Hlavní nevýhoda této metody je, že během periody může být zkoumán pouze jeden relativně krátký časový úsek, tzv. časové okno. Měření probíhá pouze v časovém okně a ostatní data ležící vně tohoto časového okna jsou ztracena. Další problémy nastávají při zpřesňování časového rozlišení, které vede ke zmenšování šířky časového okna. Se zkracováním časového okna se současně zmenšuje i počet rychlostních dat a pravděpodobnost jejich výskytu v tomto okně. K získání dostatečného počtu vzorků pro věrohodné statistické zpracování je pak zapotřebí extrémně dlouhých časů měření.

Stroboskopická metoda byla ověřována při měření rychlostního pole za ústím vodní tkací tryky [82].

Kromě vzduchových tryskových tkacích stavů existují i tzv. vodní stavy. Prohoz útku je u tohoto stavu realizován pomocí proudu vody z tzv. vodní tkací tryšky. Zatímco u vzduchového prohozu bylo možné vycházet z měření stacionárního proudění, v případě vodního prohozu není tento postup technicky možný.

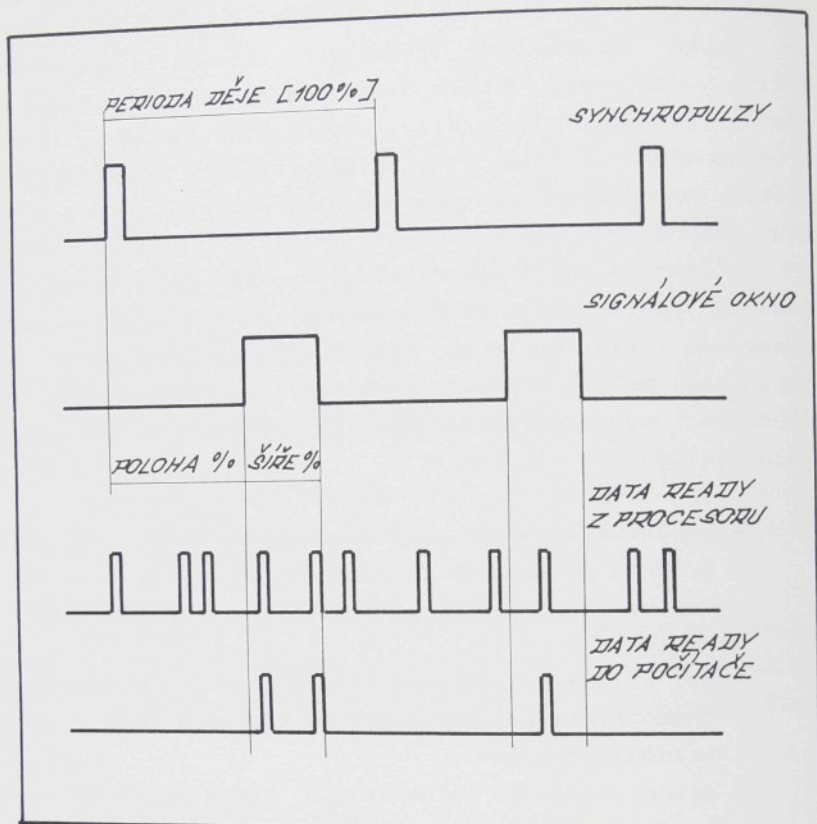
Měření za ústím vodní tkací tryšky bylo provedeno jednosložkovým laserovým dopplerovským anemometrem se zpětným rozptylem (viz obr.5.2, kap. 5.4). Stroboskopická metoda umožňující měření okamžité rychlosti byla realizována pomocí speciální synchronizační jednotky. Synchronizační jednotka měla následující vlastnosti:

- generovala časové okno v nastavitelném místě periody prohozu po krocích 1% periody
- časové okno mělo volitelnou šířku po krocích 1% - 99% periody
- při kolísání frekvence periodického děje (prohozu) se zachovávala relativní poloha časového okna k synchronizačním pulsům
- poloha časového okna a jeho šířka byla volitelná s přesností na 1% periody

Ve spojení s čítačovým procesorem dopplerovského signálu TSI 1990B synchronizační jednotka zajišťovala, že data naměřená čítačovým procesorem byla snímána počítačem Apple IIe pouze v době trvání časového okna. To znázorňuje časový diagram na obr.7.3.

Pulsy DATA READY, které slouží počítači jako signál pro převzetí platných dat, jsou synchronizační jednotkou hradlovány a propouštěny do počítače pouze v průběhu časového okna.

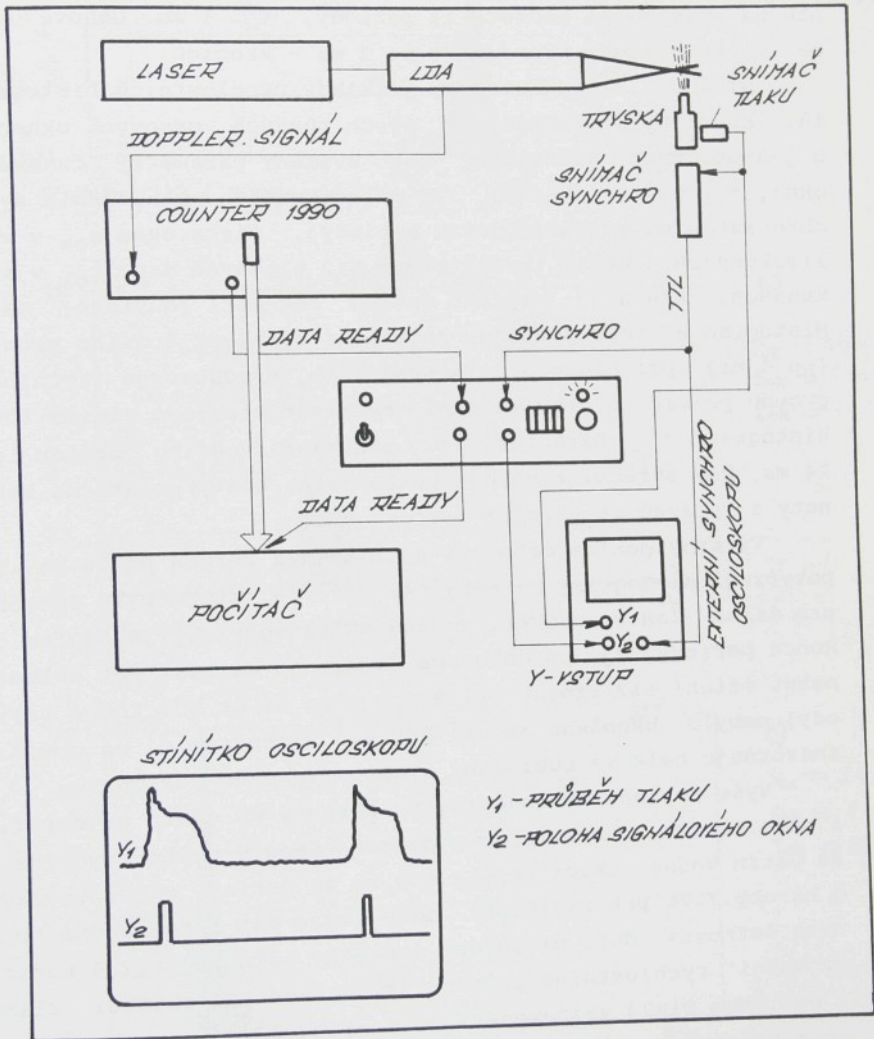
Na obr.7.4 je znázorněno experimentální uspořádání zkušebního měření průběhu rychlosti za ústím vodní tkací tryšky.



Obr.7.3 Časový diagram signálů synchronizační jednotky.

Průběh tlaku vody ve vodní trysce byl měřen snímačem tlaku. Pro vytvoření synchronizačního pulsu se využila náběhová hrana signálu na tomto snímači tlaku. Synchronizační pulsy byly tvarovány a upraveny na úroveň TTL (SNÍMAČ SYNCHRO). Na stínítku osciloskopu se zobrazoval průběh tlaku a časové okno. Poloha časového okna se vzhledem k náběhové hraně tlaku postupně přestavovala a v nastavených časových oknech probíhalo LDA měření rychlostí za vodní tryskou. Současně s měřením rychlostí v časovém okně se měřil i čas nutný k získání pevného počtu dat (512 platných dat). Tyto ča-

sové údaje poskytovaly představu o četnosti dat v průběhu periody vodního prohozu. Vedle tlakového čidla byl zkoumaný děj za vodní tryskou monitorován na osciloskopu optickým čidlem, které zaznamenávalo průchod vody uvnitř trysky.



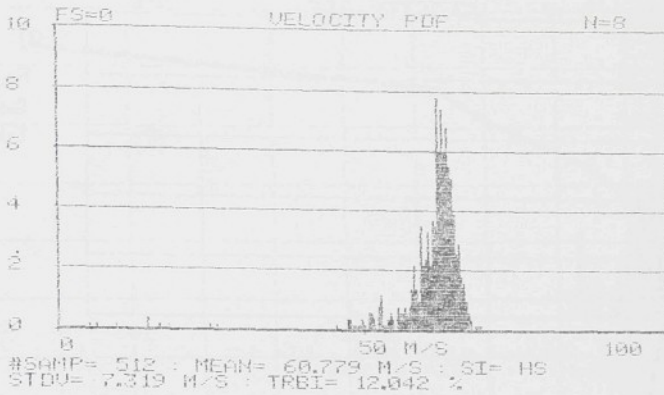
Obr.7.4 Schéma experimentálního uspořádání měření průběhu rychlosti za vodní tkací tryskou.

Zkušební měření za ústím vodní tkací trysky byla provedena v ose trysky 10 mm za ústím. Voda obsahuje dostatečné množství rozptýlujících center a proto nebylo nutné dodatečné sycení proudu stopovacími částicemi. Perioda děje byla pro přehlednost nastavena na 100 ms a šířka časového okna pak na minimální hodnotu 1% periody, tj. 1 ms. Časové okno se uvnitř periody přesouvalo po 2 ms - krocích.

Na obr.7.5 jsou uvedeny příklady rychlostních histogramů, které byly získány ve třech různých časových oknech. U jednotlivých histogramů jsou uvedeny parametry časového okna, tj. poloha okna P_{ok} v milisekundách vzhledem k synchronizačnímu pulsu (počátek periody), šířka okna s_{ok} v milisekundách a doba trvání sběru 512 platných dat t_{ok} v sekundách, která je nepřímo úměrná četnosti (hustotě) dat. Histogram a) reprezentuje počáteční rychlost vodního proudu (po 4 ms) při prohozu a histogram b) představuje rychlost proudu po 16 ms, kdy střední rychlost klesla o téměř 40%. Histogram c) charakterizuje zanikání vodního proudu po 24 ms, kdy střední rychlost poklesla na cca $1/4$ počáteční hodnoty a výrazně se snížila četnost dat.

Výrazný pokles četnosti dat nastává zhruba po 28 ms. To potvrzují histogramy a) a b) na obr.7.6, které byly získány pro šířku časového okna, rovnou zbytku periody. Od 40 ms do konce periody, tj. po dobu cca 60 ms, je četnost dat nulová, neboť měření 512 vzorků při šířce okna 55 ms (do konce periody) nebylo ukončeno ani po 300 s. Histogram c) na obr.7.6 znázorňuje celkové rozložení rychlosti během periody.

Výše popsané výsledky byly shrnuty do grafů na obr.7.7 a obr.7.8. Na obr.7.7a je zobrazen časový průběh rychlosti za ústím vodní tkací trysky (10 mm za ústím, v ose trysky) a na obr.7.7b pak závislost doby sběru dat (převrácená hodnota četnosti dat) na poloze časového okna. Obr.7.8 nabízí srovnání rychlostního průběhu s odezvou na snímači tlaku i optickém čidle zaznamenávajícím průchod vody tryskou. Tvarová podobnost jednotlivých průběhů potvrzuje správnost měření a podporuje interpretaci výsledků popsanou v předcházejících odstavcích.

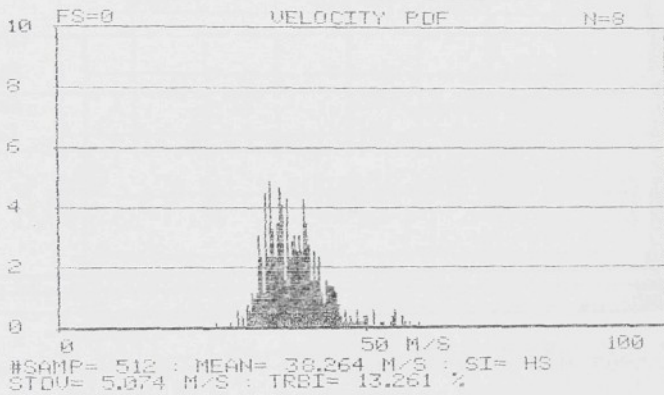


a)

$$P_{ok} = 4ms$$

$$S_{ok} = 1ms$$

$$t_{ok} = 21s$$

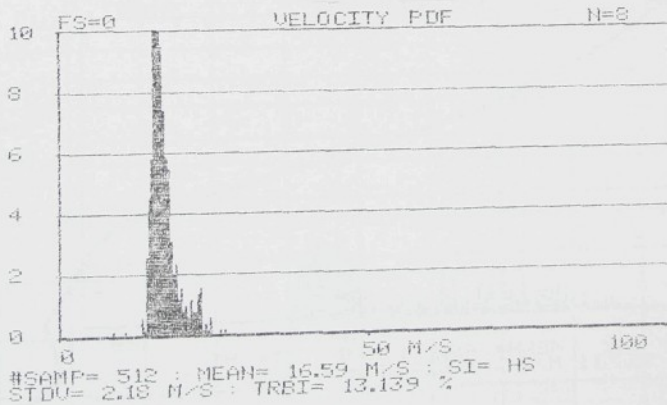


b)

$$P_{ok} = 16ms$$

$$S_{ok} = 1ms$$

$$t_{ok} = 14s$$



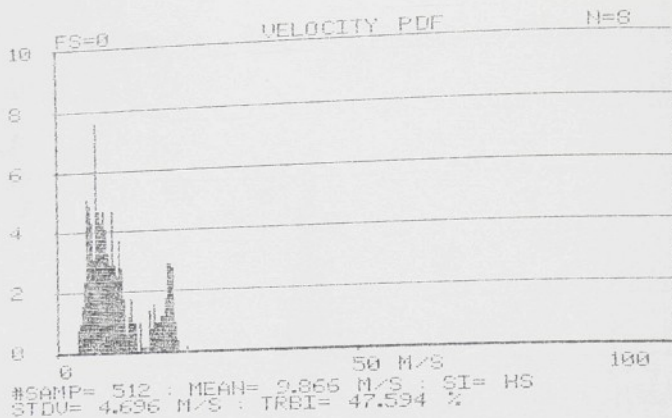
c)

$$P_{ok} = 24ms$$

$$S_{ok} = 1ms$$

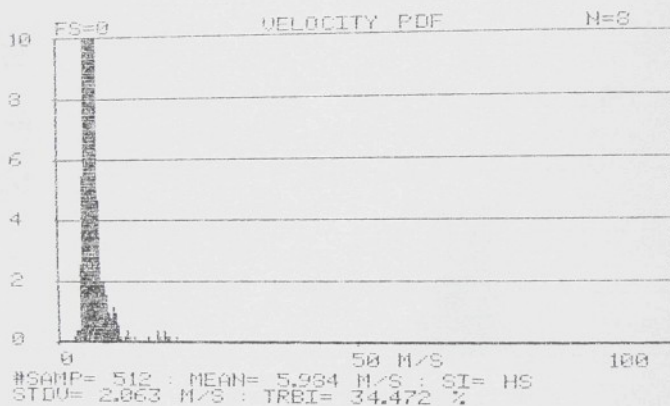
$$t_{ok} = 87s$$

Obr.7.5 Příklady rychlostních histogramů.



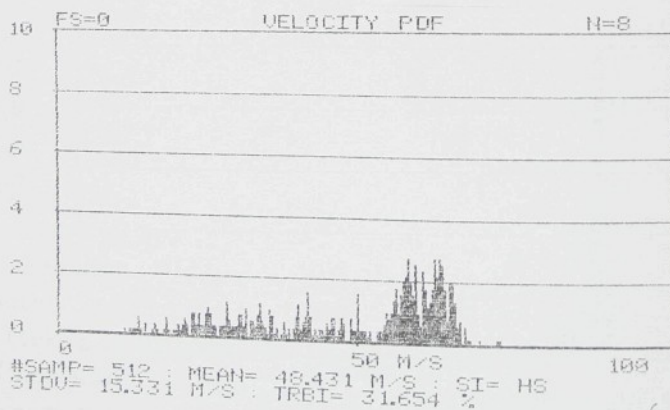
a)

$P_{ok} = 28ms$
 $S_{ok} = 70ms$
 $t_{ok} = 44s$



b)

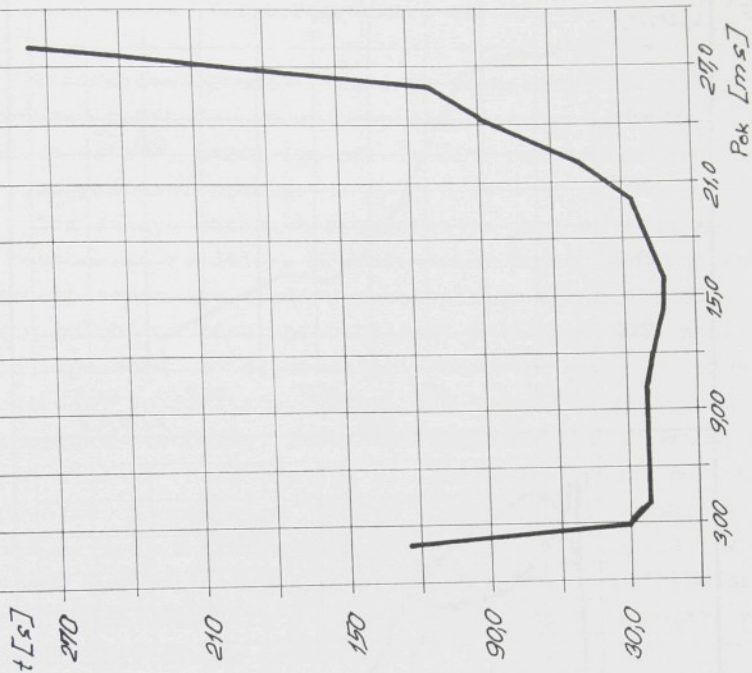
$P_{ok} = 35ms$
 $S_{ok} = 60ms$
 $t_{ok} = 126s$



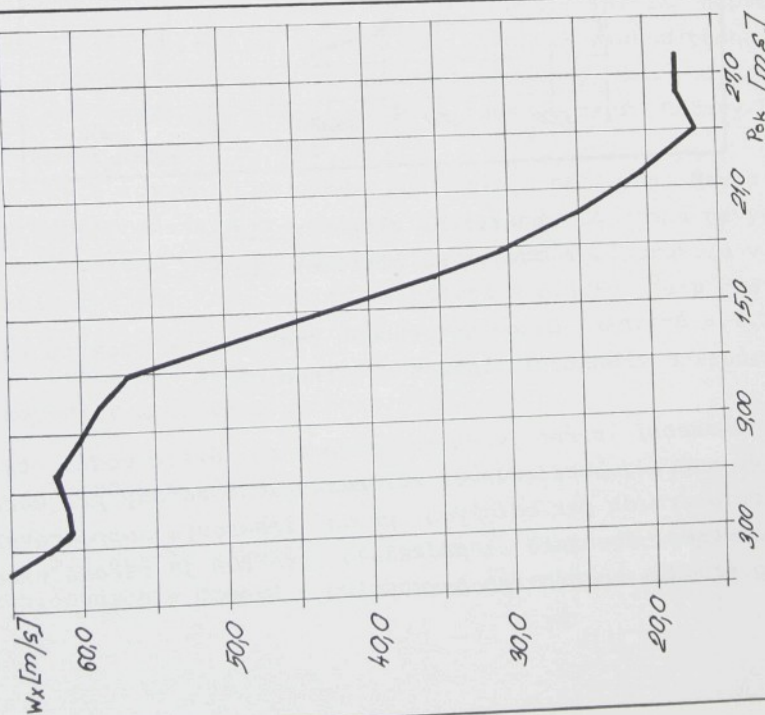
c)

$P_{ok} = 0ms$
 $S_{ok} = 28ms$
 $t_{ok} = 44s$

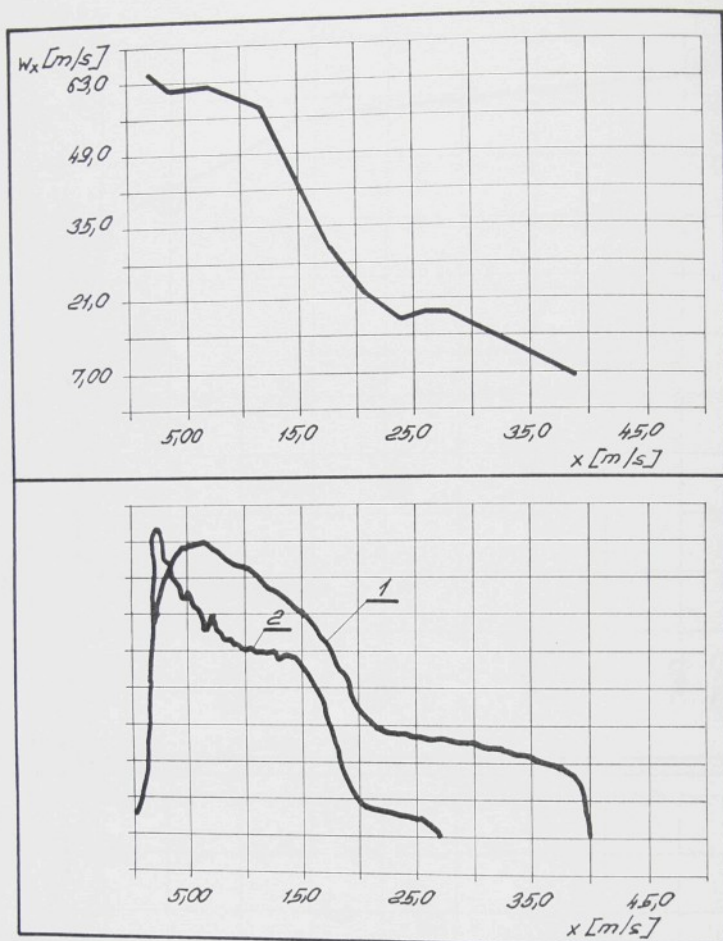
Obr.7.6 Příklady rychlostních histogramů.



obr. 7.7b ZÁVISLOST DOBY SBĚRU DAT NA POLOZE ČASOVÉHO OKNA



obr. 7.7a PRŮBĚH RYCHLOSTI NA ÚSTÍ VODNÍ TRYSKY



- 1 - odezva na tlakovém čidle
2 - odezva na optickém čidle

Obr.7.8 Srovnání časového průběhu rychlosti s odezvou na snimači tlaku a optickém čidle.

Zkušební měření vodního proudu za ústím vodní tkací trysky ověřila použitelnost stroboskopické metody při měření nestacionárních periodických proudů laserovým dopplerovským anemometrem. Současně se prokázalo, že LDA je metoda vhodná i pro studium vodního prohozu.

7.2.2 Encoderová metoda.

Encoderová metoda, která je technicky náročnější, odstraňuje nevýhody stroboskopické metody. Dovoluje využít veškerá data, která lze při měření nestacionárního periodického proudění získat.

Tak zvaným rotačním encoderem je perioda zkoumaného děje rovnoměrně rozdělena na definovaný počet časových značek. Tímto způsobem lze každému rychlostnímu údaji přiřadit i časovou polohu v rámci probíhající periody. Rychlostní údaje jsou společně s odpovídající časovou polohou přenášeny a ukládány do počítače. Měření tak může, na rozdíl od stroboskopické techniky, probíhat po celou dobu periody děje. Takto uložená data získaná za definovaný počet period lze libovolně a opakovaně třdit podle časové polohy v rámci jedné periody a statisticky zpracovávat. Navíc lze i v tomto případě využívat techniku časových oken, neboť lze periodu rozdělit do několika časových úseků (oken) a pouze v nich povolit sběr dat do počítače.

Výhoda této techniky spočívá ve využití maximálního množství naměřených údajů a v jejich získání za nepoměrně kratší dobu měření ve srovnání se stroboskopickou technikou.

Někteří výrobci LDA dodávají encodery pro podporu LDA měření v rotačních strojích. Příkladem je např. Rotary Encoder Model 1999 firmy TSI [87].

Tyto rotační encodery jsou velmi nákladné. Navíc jsou navrženy především pro vysoké otáčky a proto zcela nevyhovují při měření vzduchového (případně vodního) prouhu v provozním režimu, kde maximální provozní otáčky jsou cca 1200 ot/min tj. 20 ot./s (perioda 50 ms).

Proto se zahájil vývoj encoderové metody přizpůsobené k měření vzduchového prouhu.

Technické řešení popsaného způsobu měření vyžaduje:

1.) Návrh a realizaci rozhraní (interface) pro přenos rychlostních a časově - polohových dat do počítače PC/AT. Za

tímto účelem bylo vyvinuto a realizováno rozhraní pro zpracování dvou 16 - bitových slov s přímým přístupem do paměti počítače s využitím DMA kanálu [88]. Použití DMA kanálu je nutné pro zabezpečení maximální rychlosti toku dat do paměti počítače, neboť praktické zkušenosti potvrzují, že velmi často přicházejí data dopplerovského signálu po shlucích.

2.) Návrh a realizace rotačního ecoderu pro měření vzduchového prohozu. Protože opakovací frekvence prohozu je poměrně nízká (cca 20 Hz a méně), není v tomto případě ideální použít, v komerčních přístrojích běžně užívaný, tzv. fázový závěs. Celý encoder bude proto navržen na bázi rychlých čítačů.

3.) Návrh a realizace programového vybavení, které zajistí LDA měření v součinnosti s traverzovacím zařízením včetně přenosu dat ze signálového procesoru a rotačního ecoderu do paměti počítače a dále pak třídění dat podle časové polohy a jejich statistické zpracování s následným grafickým výstupem.

Navrhované řešení umožní získat maximum informací o časovém vývoji rychlostního pole při prohozu a v konečném důsledku dává naději na kvalitativně vyšší stupeň poznání dějů při prohozu. V případě vodního prohozu je toto řešení jediný způsob, jak rychlostní pole studovat.

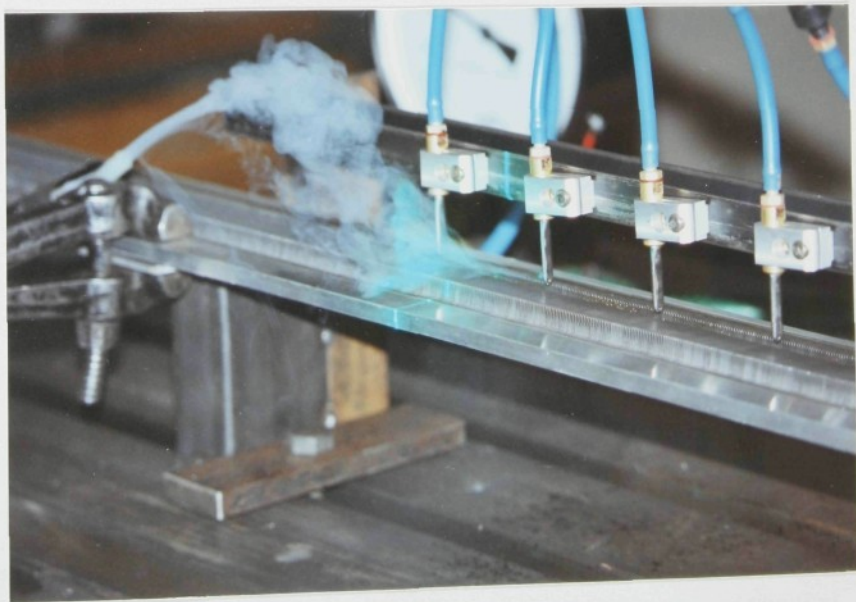
7.3 Zviditelňování proudění metodou laserového nože.

V některých případech studia proudových polí vzduchového prohozu není bezpodmínečně nutné určit kvantitativní povahu proudění, ale postačí pouhá kvalitativní představa o zkomaném ději. V těchto případech je kvantitativní měření proudových polí metodou LDA zbytečně nákladné a zdlouhavé.

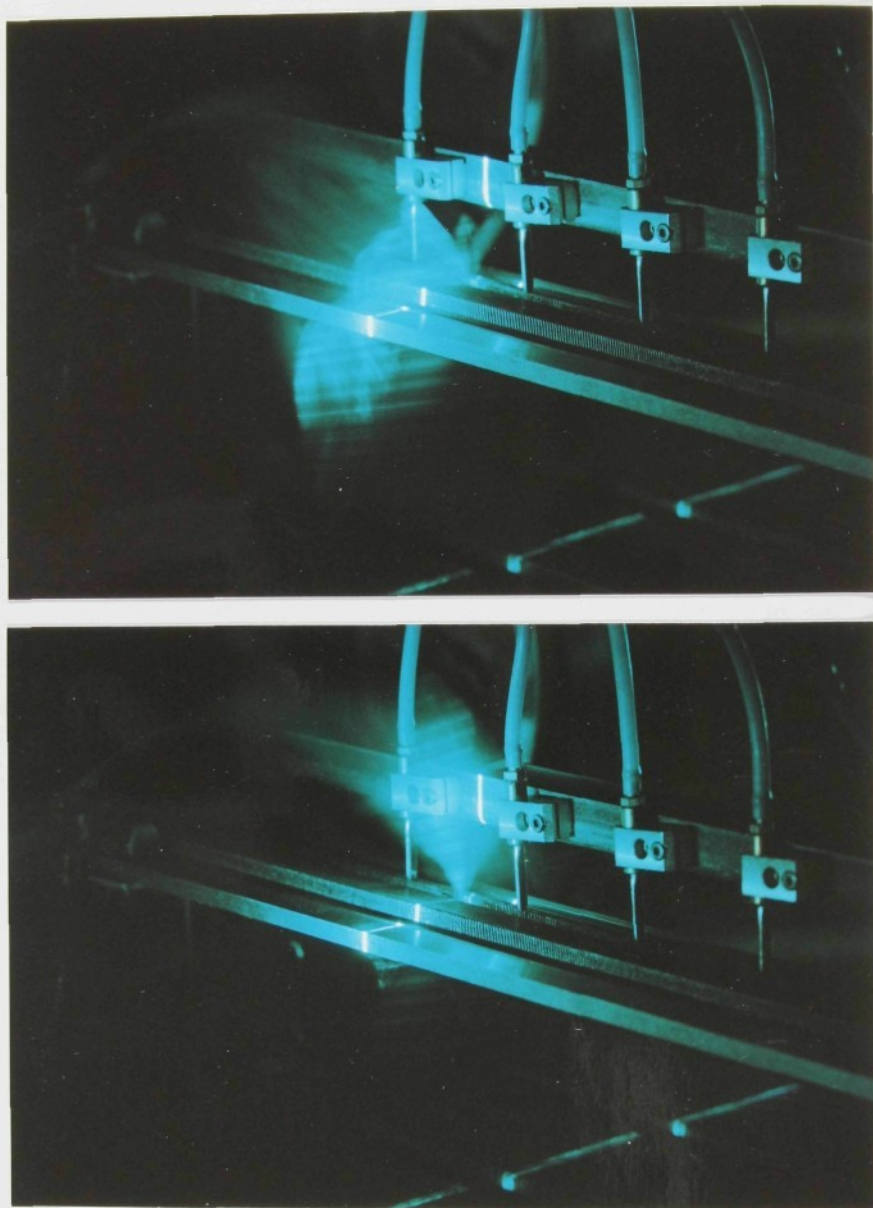
Typickým příkladem bylo např. ověřování hypotézy, která se pokouší vysvětlit nestabilitu útku v prohozní kanálu profilového paprsku (útek při prohozu vylétával vně kanálu) tím, že v důsledku nevhodného nastavení štafetových trysek dochází v některých místech kanálu k odrazu proudění od stěny a to vynáší útek mimo oblast kanálu.

Místo měření příčných složek rychlosti proudění metodou LDA byl využit jednoduchý způsob zviditelnění tzv metodou laserového nože. Laserové záření po průchodu válcovou čočkou vytvořilo světelnou rovinu kolmou ke směru prohozu. Do této oblasti byl přiváděn kouř (viz obr. 7.9) a jeho zviditelnění v rovině osvětlené laserem dávalo názornou představu o smyslu proudění. Světelná rovina byla přesouvána po celé zkoumané délce profilového paprsku a jednotlivé světelné řezy byly filmovány a fotografovány. Typické výsledky jsou zobrazeny na obr. 7.10.

Tento jednoduchý způsob zviditelnění uvedenou hypotézu nepotvrdil, ale prokázal, že ve všech oblastech zkoumaného profilového paprsku je vzduch do kanálu přisáván.



Obr.7.9 Generování kouře do roviny laserového nože



Obr.7.10 Zviditelnění metodou laserového nože.

Metodu laserového nože je vhodné využívat v těch případech studia vzduchového prohozu, kde je žádoucí získat rychle a jednoduše představu o smyslu a druhu proudění.

8. Výsledky kandidátské disertační práce a nové poznatky.

Výsledky kandidátské disertační práce lze shrnout podle jednotlivých bodů řešení úkolu popsaneého v kap. 5 - 7. takto:

a) Srovnání použitelnosti LDA a ostatních metod pro měření rychlostních polí vzduchového prohozu a analýza faktorů ovlivňujících přesnost měření vzduchového prohozu metodou LDA.

V disertaci jsou analyzovány a porovnány vlastnosti tlakových sond, termoanemometrie a laserové anemometrie z hlediska použitelnosti při komplexním měření rychlostních polí vzduchového prohozu. Vzduchový prohoz představuje jednu z velmi komplikovaných úloh mechaniky tekutin, pro kterou jsou charakteristická prostorová proudění o malých příčných rozměrech (cca 6x6 mm), velké gradienty rychlostí, velký rozsah rychlostí (až po transsonické proudění), směšování proudů, vysoká turbulence a proudění (a tedy i měření) u stěny kanálu profilového tkacího paprsku. Rozbor vlastností jednotlivých měřicích metod potvrdil, že LDA jako bezkontaktní lineární metoda má nejlepší předpoklady pro komplexní měření rychlostních polí při studiu vzduchového prohozu.

V práci je provedena podrobná analýza faktorů ovlivňujících přesnost měření proudových polí vzduchového prohozu, která určila následující oblasti, na něž bylo nutné zaměřit pozornost při návrhu metodiky měření:

1. Přítomnost optického šumu při měření u stěny kanálu profilového paprsku - experimenty potvrdily, že ve vzdálenostech 2 - 3 mm od stěny standardní LDA metoda zpětného rozptylu selhává.

2. Rovnoměrnost sycení proudícího vzduchu stopovacími částicemi - nerovnoměrné sycení směřovaných proudů stopovacími částicemi může být zdrojem systematických chyb.

3. Odchylka směru proudu od měřeného směru (chyba proužků) - při měření proudových polí je nutné chybu proužků eliminovat v případě měření malých příčných složek rychlosti, tj. složek kolmých na směr prohozu.

b) Návrh a realizace traverzovacího zařízení pro LDA.

Velké rozdíly v rozměrech zkoumaných objektů (vkládací tryska, štafetové trysky a prohozní kanál profilového paprsku - charakteristické rozměry 6 x 6 x 1700 mm) a nutnost přesného přesouvání optické sondy v prostoru si vyžádaly řešení speciálního traverzovacího zařízení s velkým rozsahem posuvů a vysokou přesností.

Na bazi konzolové frézky (FD 40V) s číslicovým řízením bylo navrženo a realizováno traverzovací zařízení umožňující jednotlivými posuvy obsáhnout prostorovou oblast o rozměrech 1250 x 350 x 450 mm s přesností $\pm 0,02$ mm. Traverzovací zařízení je dálkově ovládáno počítačem PC/AT, přičemž obsluha umístěná z bezpečnostních a hygienických důvodů v samostatné místnosti má během měření stále přehled o poloze traverzovaného objektu.

Na vývoji traverzovacího zařízení se autor podílel z 50% [65] především v oblasti návrhu řídicího hardware a realizaci ovládacího programu.

c) Řešení sycení proudových polí vzduchového prohozu stopovacími částicemi.

Jako stopovací částice byly vybrány částice glycerínu (40% roztok glycerínu ve vodě) ve formě aerosolu, které vyhověly mechanickými a optickými vlastnostmi a současně splnily požadavek zdravotní nezávadnosti.

Byly provedeny experimenty za účelem nalezení optimálního sycení proudových polí částicemi glycerínu. Potvrdily se teoretické předpoklady, že v případě prostého přísávání glycerínu do proměřované oblasti proudu dochází v místech intenzivního směšování k systematickým chybám (střední rychlost je posunuta k dominantním rychlostem více syceného proudu). Při porovnání tohoto způsobu sycení s přímým sycením tlakového vzduchu, které zaručuje rovnoměrné sycení proudů z jednotlivých trysek, byly chyby v oblastech intenzivního směšování v kanálu profilového paprsku až 20%.

Z uvedených důvodů byl navržen generátor aerosolu glycerínu zajišťující sycení tlakového vzduchu.

d) Vyřešení problematiky měření proudění metodou LDA u stěny kanálu profilového paprsku tkacího stroje.

Přibližováním optické sondy ke stěně kanálu profilového paprsku narůstá vlivem odrazů světla od stěny optický šum, což se projeví výrazným snížením odstupu signálu od šumu. V důsledku toho klasická LDA metoda zpětného rozptylu ve vzdálenost 2 - 3 mm od stěny selhává.

Aby bylo možné měřit metodou LDA u stěny kanálu, byly navrženy dva způsoby eliminace optického šumu:

- metoda polarizační separace
- metoda mimoosového snímání

Metoda polarizační separace kombinuje prostorovou a polarizační filtraci odraženého světla od užitečného dopplerovského signálu obsaženého v záření rozptýleném na stopovacích částicích (viz kap.5.7). Metoda polarizační separace realizovaná speciálním modulem polarizační separace (viz obr.5.16), který byl zařazen do systému LDA, umožnila měření uvnitř kanálu profilového paprsku v minimální vzdálenosti 1 mm od stěny.

Metoda mimoosového snímání byla navržena pro měření vysokých rychlostí ve vstupní části kanálu profilového paprsku.

ku. Základní princip spočívá v tom, že dopplerovská frekvence nezávisí na úhlu snímání. Rozptýlené záření optické sondy bylo snímáno speciálním objektivem pod úhlem 45° (viz obr.5.15 obr.6.18), což zajišťuje efektivní zkrácení optické sondy a výbornou prostorovou filtraci při přiblížení optické sondy ke stěně kanálu. Metoda mimoosového snímání umožnila měření i vysokých rychlostí (cca 300 m/s) v minimálních vzdálenostech až 0,5 mm od stěny kanálu.

Obě navržené metody na potlačení optického šumu současně vyvrátily tvrzení v lit. Technische Rundschau Sulzer [86], že laserovou dopplerovskou anemometrii nelze použít pro měření u stěny kanálu profilového paprsku tkacího stroje.

e) Výsledky měření proudových polí za ústím vkládací trysky.

V práci jsou prezentovány výsledky měření volných proudů za ústím vkládací tkací trysky, které dokládají možnosti metody LDA při odhalování konstrukčních vad tkacích trysek. Je uveden příklad, kde deformované změřené rychlostní pole odhalilo konstrukční vadu ejektoru tkací trysky.

f) Výsledky měření proudových polí uvnitř kanálu tkacího profilového paprsku.

Rychlostní pole ve směru prohozu uvnitř kanálu profilového tkacího paprsku vytvářená štafetovými tryškami byla měřena jednosložkovým laserovým dopplerovským anemometrem s využitím navržené metody polarizační separace pro úspěšné měření u stěny kanálu (maximální přiblížení ke stěně 1 mm).

Měření byla prováděna na několika různých uspořádáních (tkací paprsek: profilový, rovný; štafetové trysky: jedno- a dvoutvorové a víceotvorové) a výsledky lze nalézt

v autorových pracích [67], [75], [76], [77], [78], [79] a [80].

V disertační kandidátské práci jsou prezentována změřená rychlostní a turbulentní pole v prohozním kanálu profilového paprsku a podél rovného paprsku formou axonometrických zobrazení, která dávají názornou představu o prostorové struktuře proudového pole mezi dvěma štafetovými tryskami (viz obr.6.9, 6.10 a 6.16).

V samostatné příloze I je pak uvedeno komplexní měření proudových polí v kanálu profilového paprsku s víceotvorovými štafetovými tryskami.

Výsledky měření ukázaly, že proudové pole uvnitř kanálu profilového paprsku má periodický charakter s periodou danou roztečí mezi štafetovými tryskami, přičemž proud se "rozbíhá" v prvních čtyřech roztečích, tj. lokální maxima rychlosti vzrůstají (viz obr.6.7 a 6.11). Výsledky též dokládají možnosti odhalení vadné nebo špatně nastavené štafetové trysky.

Pro posouzení vlivu profilového paprsku byla provedena srovnávací měření bez profilového paprsku, která potvrdila výrazný vliv profilového paprsku na menší disipaci proudu a tedy zesílení rychlostního pole. Zesílení dynamických účinků proudu není stejné v celé oblasti mezi dvěma štafetovými tryskami a mění se od 20% do 300% (viz obr.6.7).

g) Výsledky měření proudových polí ve vstupní části kanálu profilového paprsku.

Proudové pole ve vstupní části kanálu, které je vytvářeno interakcí proudu vkladací trysky s proudy štafetových trysek, bylo měřeno jednosložkovým laserovým anemometrem s využitím navržené metody mimoosového snímání (viz obr.6.17) pro úspěšné měření vysokých rychlostí (až cca 300 m/s) u stěny kanálu (maximální přiblížení ke stěně kanálu 0.5 mm).

Kompletní výsledky měření lze nalézt v autorově práci

[81] jsou uvedeny i v samostatné příloze II a představují axonometrická zobrazení rychlostních a turbulentních profilů ve třech kolmých rovinných řezech. Výsledné souhrnné zobrazení struktury rychlostního a turbulentního pole (viz obr. 6.28) dává názornou představu o proudovém poli vytvořeném směřováním proudu vkladací tkací trysky v prohozním kanálu s proudy prvních dvou štafetových trysek. Měření ukázala, že proud vkladací trysky ovlivňuje výsledné proudění ve vstupní části kanálu pouze v prvních třech roztečích přifukovacích trysek (viz obr. 6.11 a 6.21).

Aplikační možnosti použité metody LDA byly názorně demonstrovány na vstupu do kanálu profilového paprsku, kde na vzdálenosti 6 mm napříč kanálem byl změřen rychlostní gradient od 20 m/s do 300 m/s (viz obr. II-6.1, příloha II).

h) Formulování hlavních směrů dalšího rozvoje studia vzduchového prohozu metodou LDA.

Další rozvoj studia vzduchového prohozu metodou LDA je zaměřen do tří oblastí:

1. Měření malých příčných složek rychlosti v prohozním kanálu profilového paprsku.

Příčné složky rychlosti proudění v kanálu profilového paprsku mohou ovlivnit pohyb prohazovaného útku.

V práci je diskutována problematika měření těchto složek a teoreticky i formou orientačních měření je dokazována nutnost použití frekvenčního posuvu pro eliminaci proužkové chyby a určení smyslu příčného proudění.

2. Měření nestacionárních periodických proudových poli vzduchového prohozu.

V práci jsou analyzovány dva možné postupy:

- A) stroboskopická metoda - měření v tzv. časovém okně
- B) encoderová metoda - ke každému rychlostnímu údaji je přiřazena i jeho časová poloha v rámci periody

V kandidátské disertační práci je uvedeno ověřovací měření časového průběhu rychlosti proudění za vodní tkací tryskou realizované stroboskopickou metodou. Výsledky měření časového průběhu rychlosti dobře korespondují s odezvou na tlakovém snímáči a speciálním optickým čidle (viz obr.7.8)

V rámci vývoje encoderové metody bylo autorem navrženo a realizováno speciální rozhraní pro rychlé snímání rychlostních dat a odpovídajících časových značek do paměti počítače PC/AT [88].

3. Zviditelňování proudění metodou laserového nože

V práci jsou demonstrovány výsledky zviditelňování příčného proudění tzv metodou laserového nože (světelná rovina vytvořená pomocí laseru), které prokázaly, že v celé zkoumané oblasti profilového paprsku dochází k přisávání okolního vzduchu do prohozního kanálu.

Původní přínos a nové poznatky obsažené v kandidátské disertační práci:

1. Byla vypracována originální metodika měření proudových polí vzduchového prohozu metodou LDA, která umožňuje komplexní studium stacionárních rychlostních a turbulentních polí ve směru prohozu v celém prohozním ústrojí tryskového tkacího stroje.

2. Poprvé bylo speciální navrženou metodikou LDA měřeno proudění i v minimální vzdálenosti 0,5 - 1 mm od stěny kanálu profilového tkacího paprsku. Tyto experimenty vyvrátily tvrzení lit. [86], že metodu LDA nelze použít pro měření u stěny kanálu profilového paprsku tkacího stroje.

3. Pro LDA bylo navrženo a realizováno originální a speciální traverzovací zařízení řízené počítačem, které umožňuje měření s velkým rozsahem posuvů (1250 x 350 x 450 mm) a vysokou přesností $\pm 0,02$ mm. Autorův podíl na traverzovacím zařízení je 50% (autor se podílel na návrhu řídicího hardware a realizoval ovládací program).

4. Poprvé v ČSFR byla metodou LDA změřena rychlostní pole za vkládacími tkacími tryskami a výsledky umožnily odhalení konstrukčních vad.

5. Poprvé v ČSFR bylo metodou LDA změřeno rychlostní a turbulentní pole uvnitř kanálu profilového tkacího paprsku tvořené proudy štafetových trysek a výsledky byly prezentovány ve formě názorných axonometrických zobrazení.

6. Poprvé v ČSFR bylo metodou LDA změřeno rychlostní a turbulentní pole ve vstupní části profilového tkacího paprsku, kde proudové pole je vytvářeno směřováním proudu vkládací trysky s proudy štafetových trysek.

7. Poprvé byla provedena LDA měření proudění za vodní tkací tryskou, která současně prokázala použitelnost metody LDA pro studium vodního prohozu.

Autorovi není z žádných dostupných literárních pramenů známo, že by měření uvedená v bodech 5. a 6. byla prováděna na jiných pracovištích LDA ve světě.

O unikátnosti získaných výsledků do jisté míry svědčí i zájem špičkové holandské firmy Rütí te Strake, která se dlouhodobě zabývá vývojem a výrobou vzduchového prohozu tryskových tkacích strojů. V posledních dvou letech si ob-
jednává měření proudových polí vzduchového prohozu metodou LDA uvedenou v předložené kandidátské disertační práci.

Konkrétní závěry pro další vývoj vzduchového prohozu tryskových tkacích strojů:

Neustále stoupající tkací výkony tryskových tkacích strojů kladou vysoké nároky na parametry a optimalizaci vlastního vzduchového prohozu. Proto má v současné etapě vývoje tryskového tkaní rostoucí význam systematické studium proudových polí vzduchového prohozu.

Pro studium těchto proudových polí nebyla doposud vypracována žádná vhodná metodika měření.

Výsledky získané aplikací laserové dopplerovské anemometrie na měření vzduchového prohozu poskytly první důležité komplexní informace o proudových polích v prohozním ústrojí tkacího stroje. Současně však otevřely řadu otázek: např. jak má vypadat optimální rychlostní pole, jak souvisí rychlostní a turbulentní profily s pohybem útku v prohozním kanálu tkacího stroje atd.

Je zřejmé, že v další etapě studia vzduchového prohozu je nutné sledovat pohyb útku prohozním kanálem a hledat souvislost s naměřenými proudovými poli. Obdobně je třeba zjišťovat závislost proudových polí na různém nastavení jednotlivých komponent prohozního ústrojí.

V těchto experimentech má navržená metodika LDA měření proudových polí velmi důležitou úlohu, neboť poskytuje údaje nutné k pochopení dějů, které nastávají při prohozu na tryskových tkacích strojích.

L I T E R A T U R A

- [1] ŠOCH, P.:
Měření celkových a statických tlaků.
Písemná práce k odborné aspirantské zkoušce,
ČVUT FSI Praha 1975

- [2] ŠOCH, P., VRÁTNÝ, J.:
Experimentální metody v mechanice tekutin I.
Učební text.
Vydavatelství ČVUT Praha, 1987

- [3] JIRSÁK M.:
Experimentální zařízení a metody v mechanice
tekutin.
Učební text.
Vydavatelství ČVUT Praha, 1977

- [4] JIRSÁK, M.:
Odchylka údaje Pitotovy sondy ve smykovém
proudění turbulentní mezní vrstvy.
Kandidátská disertační práce,
ČVUT FSI Praha 1979

- [5] RAY A., K.:
Vliv velikosti otvoru na údaje statického tlaku
při různých Reynoldsových číslech,
Mechanika č. 2, 1957

- [6] Firemní katalog
KULITE SEMICONDUCTOR
Short Form Catalog SF-1-A

- [7] HINZE, J., O.:
TURBULENCE - an Introduction to its Mechanism and
Theory.
McGraw-Hill, New York, 1959.

- [8] STRICKERT, H.:
Hitzdraht- und Hitzfilmanemometrie.
VEB Verlag Technik, Berlin, 1974.
- [9] JONÁŠ, P.:
Aplikace Collisova-Williamsova ochlazovacího
zákona při měření anemometrem se žhaveným
drátkem.
Zpráva ÚT ČSAV Z-358/71, Praha, 1971.
- [10] JONÁŠ, P.:
Pojem efektivní rychlosti a jeho aplikace při
měření anemometrem se žhaveným drátkem.
Zpráva ÚT ČSAV Z-359/67, Praha, 1967.
- [11] Firemní katalog - DISA (Dánsko).
DISA Gebrauchsanweisung und Servicehandbuch für
Typ 55D01 Anemometr - Grundgerät.
DISA - elektronik A/S, DK 2730 Herlev Dánsko.
- [12] MAZUR, O., MICHAL, J.:
Prostorová a smyková proudění při různých
okrajových podmínkách.
Zpráva VZLÚ V-1549/86, Praha, 1981.
- [13] MAZUR, O.:
Prostorová a smyková proudění při různých
okrajových podmínkách.
Zpráva VZLÚ V-1489/83, Praha, 1982.
- [14] KLABOCH, L.:
Přehled experimentalních metod pro určování
proudových polí za oběžným kolem radiálního
kompresoru
Písemná práce k odborné kandidátské zkoušce
SVÚSS Praha 9 - Běchovice

- [15] KING, L., V.:
On the Convection of Heat from the Small
Cylinders in a Stream of Fluids.
Phil.Trans.Roy.Soc., Ser A, Vol. 214, London,
1914.
- [16] Firemni katalog:
DISA - elektronik A/S, DK 2730 Herlev, Dánsko.
- [17] Firemni katalog:
Hot Wire/Hot Film Anemometer,
Systems & Accessories.
TSI Corporate 500 Cardigan Road P.O. Box 64394
St Paul, MN 55164 USA, 1985.
- [18] Firemni katalog:
Bjorkquist, Daniel C.:
Particle Image Velocimetry for Determing
Structures of Turbulent Flows.
Flow Lines.
The Fluid Mechanics Magazine from TSI
Incorporated, Vol.6 Issue 1, p.3.
- [19] ADRIAN, R.J.:
Image shifting technique to resolve directional
ambiguity in double-pulsed velocimetry.
Applied Optics 1, Vol.25 No.21 November 1986.
- [20] THOMPSON, D., H.:
A Tracer Particle Fluid Velocity Meter
Incorporating a Laser.
Journ. of Scient. Instr. (J.of Phys.E)
Ser.2, Vol.1, 1968, p.929.

- [21] SCHODL, R.:
Laser-Two-Focus Velocimetry
Proc. of AGARD Symposium.
Philadelphia, May 1986, ref. 7.
- [22] STRAZISAR, A., J.:
Laser Fringe Anemometry For Aero Engine
Components.
Proc. of AGARD Symposium.
Philadelphia, May 1986, ref. 7.
- [23] WERNET, M., P., EDWARDS, R., V.:
Implementation of a New Type of Time-of-Flight
Laser Anemometer.
Applied Optics, Vol. 25, No.5, 1986, p. 644.
- [24] SCHODL, R.:
Entwicklung des Laser-Zwei-Fokus-Verfahrens für
die berührungslose Messung der Strömungsvektoren,
insbesondere in Turbomaschinen.
Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für
Luft- und Raumfahrt Institut für
Luftstrahlantriebe, Köln, 1977
- [25] LADING, L.:
The Time-of-Flight Laser Anemometer.
Proc. of AGARD Symposium.
Philadelphia, May 1986
- [26] DURST, F., MELLING, A., WHITELAW, J., H.:
Principles and Practice of Laser Doppler
Anemometry.
Academic Press Ltd., London, 1981
- [27] WATRASIEWICZ, B., M., RUD, M., J.:
Laser Doppler Measurements.
Butterworth, London, 1976

- [28] ABBISS, J.B., CHUBB T.,W., PIKE E.,R.:
Laser Doppler anemometry.
Optics and Laser Technology, December 1974
- [29] DURST, F., HEIBER, K.,F.:
Signal-Rausch-Verhältnisse von Laser Doppler
Signalen.
SFB 80/TM/60, Juni 1975
- [30] BUCHHAVE, P.:
Light Collecting System and Detector
in a Laser Doppler Anemometer.
DISA Information, Measurement and Analysis, No.15,
October 1973
- [31] ELIASSON, B., DÄNDLIKER, R.:
A Teoretical Analysis of Laser Doppler Flowmeters.
Optica Acta, 1974, Vol.21, No.2, p.119-149
- [32] DRAIN, L,E.:
The Laser Doppler Technique.
John Wiley & Sons Ltd., 1980
- [33] DURRANI, T.,S., GREATER, C.,A.:
Laser Systems in Flow Measurement.
Plenum Press, New York, 1977
- [34] KLOČKOV, V.,P., KOZLOV, L.,F., POTYKEVIČ, I.,Z.,
SOSKIN, M.,S.:
Lazernaja anemometrija, distancionnaja
spektroskopiija i interferometrija.
Naukova dumka, 1985
- [35] Dopheide, D., DURST, F.:
Einfluß der Axialmoden von CW - Lasern auf
Laser - Doppler - Messungen bei hohen Frequenzen.
Technisches Messen, 49.Jahrgang, 1982, Heft 1 - 2

- [36] Firemni katalog:
LDA Optics 55X Series
TSI Corporate 500 Cardigan Road P.O. Box 64394
St Paul, MN 55164 USA, 1978
- [37] Firemni manual:
Model 980, Frequency Shift,
Instruction manual
TSI Corporate 500 Cardigan Road P.O. Box 64394
St Paul, MN 55164 USA, 1975
- [38] KLÍMA, M.:
Akustooptický modulátor laserového svazku
Sdělovací technika, 4, 1983, str. 137 - 139
- [39] KLEIN, W., R., COOK, B., D.:
Unified approach to ultrasonic light diffraction.
IEEE Trans. Son. Ultrason., Vol. 14, 1967,
p. 457 - 463
- [40] ČTYROKÝ, J., BURIAN, P.:
Akustooptický deflektor laserového svazku.
Slaboproudý obzor, 40, 1979, str. 457 - 463
- [41] Firemni manual:
Instruction manual - Mod. 1090 Tracker
TSI Corporate 500 Cardigan Road P.O. Box 64394
St Paul, MN 55164 USA, 1978
- [42] HJELMFELT, A.T., MOCKROS, L.S.:
Motion of Discrete Particles in a Turbulent Fluid
Applied Scient. Research 16 1966

- [43] Firemni manual:
Model 1990 Counter Type Processor for Laser
Velocimeter
Instruction Manuals
TSI Corporate, 500 Cardigan Road, P.O. Box 64394
St. Paul, MN 55164, U.S.A.
- [44] PTÁČNÍK, M.:
Metodika měření laserovým dopplerovským
anemometrem anemometrem v podmínkách nízkého
odstupu signálu od šumu pro experiment v
lopatkových strojích.
Kandidátská disertační práce,
ČVUT FSI Praha 1990
- [45] Firemni manual:
57N10 Burst Spectrum Analyzer - Instruction Manual
DANTEC - elektronik A/S, DK 2740 Skovlunde Dánsko
- [46] Firemni katalog:
Automatic Burst Correlator IFA 750
TSI Corporate, 500 Cardigan Road, P.O. Box 64394
St. Paul, MN 55164, U.S.A.
- [47] MAZUR, O., MICHAL, J.:
Prostorová a smyková proudění při různých
okrajových podmínkách.
Zpráva VZLÚ V - 1549/86, 1981.
- [48] MAZUR, O.:
Prostorová a smyková proudění při různých
okrajových podmínkách.
Zpráva VZLÚ, V - 1489/83, 1982.
- [49] HINZE, J.O.:
Turbulence: An Introduction to Its Mechanism
and Theory., McGraw-Hill New York 1959

- [50] LAU, J.C., WHIFFEN, M.C., FISHER, M.J., SMITH, D.M.:
A Note on Turbulence Measurement with a Laser Doppler Velocimeter
Journal of Fluid Mechanics, Vol. 102, 1981
- [51] PTÁČNÍK, M., KLABOCH, L., LAMKA, J.:
Měření laserovým dopplerovským anemometrem při nízkém odstupě signálu od šumu.
Zpravodaj VZLÚ 2, 1987
- [52] DURST, F., HEIBER, K.F.:
Signal-Rausch Verhältnisse von Laser-Doppler-Signalen
Optica Acta Vol. 24, 1, 1977
- [53] PTÁČNÍK, M., KLABOCH, L., LAMKA, J.:
Methodics of flow field LDA measurement in axial agitated systems
Proc. of X-th Symposium on LDA
Bratislava 1988
- [54] PTÁČNÍK, M., KLABOCH, L., LAMKA, J.:
Application of Laser-Doppler-Anemometry for Determination of Velocity Field in Cylindrical System with Pitched-Blade Impellers
Proc. of 6-th Conference on Mixing, Pavia 1988
- [55] WHIFFEN, M.C., LAU, J.C., SMITH, D.M.:
Design of LV Experiments for Turbulence Measurements
Proc. of 3-rd Int. Wkshp on Laser Velocimeter, Purdue University

- [56] NAKAO,S., TERA0,Y., HIRATA,K.:
New Method for Eliminating the Statistical
Bias in Highly Turbulent Flow
AIAA Journal Vol. 25, 1987
- [57] HJELMFELT,A.T., MOCKROS,L.S.:
Motion of Discrete Particles in a Turbulent
Fluid
Applied Scient. Research 16 1966
- [58] CHAO,B.T.:
Small Particles in Dilute Suspension
Österr. Ingenieur-Archiv 18, 1964
- [59] McLAUGHLIN,D.K., TIEDERMAN,W.G.:
Biasing correction for individual realization
of laser anemometer measurements in turbulent
flow.
Phys. Fluids 16 1973
- [60] DIMOTAKIS,P:
Single scattering particle laser Doppler
masurements of turbulence
Proc. of AGARD Conference No.193,
Applications of non-intrusive instrumentation
in fluid flow research.
- [61] DURAO,D.F.G, LAKER,J., WHITELAW,J.H.:
Bias effects in laser Doppler anemometry
Journ. of Physics E: Vol. 13, 1979
- [62] DURAO,D.F.G, WHITELAW,J.H.:
Relationship between velocity and signal quality
in laser Doppler anemometry.
Journ. of Physics E: Vol. 12, 1979

- [63] MIE, G:
Beiträge zur Optik treiber Medien, speziell
koloidaler Metallosungen.
Ann. der Physik, Folge 4, Band 37, 881
- [64] HULST van de H.G.:
Light Scattering by Small Particles.
Willey, New York, 1957
- [65] KOPECKÝ, V., SVOBODA, M.:
Traverzovací zařízení pro LDA.
Výzkumná zpráva EKVÚ, č. 32/88, 1988
- [66] PTÁČNÍK, M., MAZUR, O., LAMKA, J., KLABOCH, L.:
Měření proudového pole za tryskou pomocí
laserového anemometru a anemometru
se žhaveným drátkem.
Zpravodaj VZLÚ 1, 1992
- [67] KOPECKÝ, V.:
Laserová dopplerovská anemometrie a její využití
při studiu vzduchového prohozu na tkacím stroji.
Pisemná práce k odborné kandidátské zkoušce,
Liberec, 1989
- [68] GARDAVSKÝ, J., KLEINE, R.:
Reflection suppression by polarisation in
backscatter LDA measurements near walls and in
two - phase flows.
Applied Optics 20, 4110 - 4123, 1981
- [69] GARDAVSKÝ, J., KLABOCH, L.:
Polarizační separace dopplerovského signálu LDA od
zdrojů šumového pozadí.
Zpráva č. R-2143/83, VZLÚ Praha, 1983

- [70] BAUDYŠ, A., KLABOCH, L.:
Laserový dopplerovský anemometr BK - 456
DT: 533.6.071.3, Praha 1983
- [71] KOPECKÝ, V., ADÁMEK, K., STRÁDAL, P.:
Vyhledávací výzkum tkani - Laserová anemometrie.
Výzkumná zpráva č. 7/87, VÚTS Liberec, 1987
- [72] KOPECKÝ, V., ADÁMEK, K.:
Použití laseru k měření rychlostních polí.
Sborník 5. mezinárodní konference o teorii strojů
a mechanismů, s. 111 - 116/B
VŠST Liberec, 1988
- [73] KOPECKÝ, V., ADÁMEK, K., STRÁDAL, P.:
Measurement of free air jets in weaving machines.
Proceedings of the X.th Symposium on LDA,
p. 150 - 156, Bratislava, 1988
- [74] KOPECKÝ, V., ADÁMEK, K.:
Využití LDA v textilním strojírenství.
Sborník LASERY vo výskume a priemysle,
s. 221 - 224, Račkova dolina, 1988
- [75] KOPECKÝ, V.:
Měření rychlostního pole v kanálu profilového
paprsku tkacího stroje laserovým dopplerovským
anemometrem.
Výzkumná zpráva č. 31/88, VÚTS Liberec, 1988
- [76] KOPECKÝ, V.:
Studium vzduchového prohozu na tkacích strojích
metodou LDA.
Sborník XI. symposium o anemometrii
s.17 - 29, Holany, 1990

- [77] KOPECKÝ, V., ADÁMEK, K.:
Using of LDA and Hydraulic Analogy in
Air Jet Weaving.
Proc. of the 5th Symp. on Flow Visualization,
Praha, 1989,
vyd. Hemisphere Publishing Inc.,
Washington, D.C., 1990
- [78] Adámek, K., Kopecký, V.:
Rychlostní pole za štafetovou tkací tryskou.
Sborník 7.konf. Aplik. exp. metod v mechanice tekutin,
s. 136 - 143, 1989
- [79] KOPECKÝ, V.:
Measurements of Velocity Field in the Insertion
Channel of Profile Reed.
Research Report for Růti te Strake
Výzkumná zpráva č. 9/91, VÚTS Liberec, 1991
- [80] KOPECKÝ, V.:
Rychlostní pole v prohozní oblasti vzduchového
tkacího stroje s rovným paprskem a
dvouotvorovými tryskami.
Výzkumná zpráva pro VŠST č.11/89,
VÚTS Liberec, 1989
- [81] KOPECKÝ, V.:
Measurement of velocity field behind main jet
inside profile reed channel.
Research Report for Růti te Strake
Výzkumná zpráva č. 12/92, VÚTS Liberec, 1992
- [82] ADÁMEK, K., KOPECKÝ, V.:
Rychlostní profily v prohozním kanálu.
Výzkumná zpráva č. 19/88, VÚTS Liberec, 1988

- [83] Konzultace s pracovníky firmy Rüti te Strake.
Prosinec 1991
- [84] WAHHOUD, A., MITO, A, B, :
Schußeintrag mittels Luft und Wasser.
Textil Praxis International, Januar 1985, 30 - 35
- [85] PAN NING, CHEN YUAUFU:
An analysis of flow speed field on air jet loom.
Journal of East China Institute of Textile Science
and Technology, 1984, p. 60 - 64
- [86] SCHACHENMANN, A. :
Laser - Strömungsmeßtechnik.
Technische Rundschau Sulzer, 3/1986, str.29 - 32
- [87] Firemní manual:
Model 1999 Rotary Encoder
Instruction Manuals
TSI Corporate, 500 Cardigan Road, P.O. Box 64394
St. Paul, MN 55164, U.S.A.
- [88] KOPECKÝ V. :
Rozhraní pro automatický sběr dat LDA do počítače
třídy PC/AT.
Výzkumná zpráva 8/91, VÚTS Liberec, 1991