

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
FAKULTA STROJNÍ

Studijní program: N 2301 Strojírenství
Studijní zaměření: Stavba energetických strojů a zařízení

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Měření prostorového pole rychlostí za cejchovací dýzou pomocí
metody stereo PIV

Autor: **Bc. Jiří Kovařík**
Vedoucí práce: **RNDr. Daniel Duda, Ph.D.**

Akademický rok 2018/2019

Prohlášení o autorství

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

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

V Plzni dne:

.....

podpis autora

Poděkování

Tímto bych chtěl poděkovat svému vedoucímu práce RNDr. Danielovi Dudovi, Ph.D. za trpělivost při objasňování daných problémů a příkladné vedení této diplomové práce.

Mé díky patří také Prof. Ing. Václavu Urubovi, CSc. za cenné rady a konzultace při řešení této práce.

ANOTAČNÍ LIST DIPLOMOVÉ PRÁCE

AUTOR	Příjmení Bc. Kovařík	Jméno Jiří	
STUDIJNÍ OBOR	N2301 „Stavba energetických strojů a zařízení“		
VEDOUcí PRÁCE	Příjmení (včetně titulů) RNDr. Duda, Ph.D.	Jméno Daniel	
PRACOVÍŠTĚ	ZČU - FST - KKE		
DRUH PRÁCE	DIPLOMOVÁ	BAKALÁŘSKÁ	Nehodící se škrtněte
NÁZEV PRÁCE	Měření prostorového pole rychlostí za cejchovací dýzou pomocí metody stereo PIV		

FAKULTA	strojní	KATEDRA	KKE	ROK ODEVZD.	2019
----------------	---------	----------------	-----	--------------------	------

POČET STRAN (A4 a ekvivalentů A4)

CELKEM	53	TEXTOVÁ ČÁST	53	GRAFICKÁ ČÁST	0
---------------	----	---------------------	----	----------------------	---

<p style="text-align: center;">STRUČNÝ POPIS (MAX 10 ŘÁDEK)</p> <p>ZAMĚŘENÍ, TÉMA, CÍL POZNATKY A PŘÍNOSY</p>	<p>Diplomová práce se zaměřuje na použití PIV metody, přesněji Stereo PIV metody, s cílem zjištění celkového prostorového rychlostního pole uvnitř větrného tunelu. Zkoumané proudění vzduchu je v prázdném měřeném úseku o délce 400 mm a průřezu 125 × 125 mm. Pozorované místo je levý dolní roh o velikosti 24 × 24 mm. Použitím stereo PIV metody jsou vyhodnocovány všechny tři složky rychlosti na otevřeném konci tunelu. Dále bylo sledováno sekundární proudění druhého řádu, které bylo možné detekovat v blízkosti rohu kanálu. Studována byla také turbulentní kinetická energie, její prostorové rozložení a závislost na velikosti fluktuací.</p>
<p style="text-align: center;">KLÍČOVÁ SLOVA</p> <p style="text-align: center;">ZPRAVIDLA JEDNOSLOVNÉ POJMY, KTERÉ VYSTIHUJÍ PODSTATU PRÁCE</p>	<p style="text-align: center;">Mechanika tekutin, měření rychlostního pole, Particle image velocimetry, sekundární proudění, turbulentní kinetická energie</p>

SUMMARY OF DIPLOMA SHEET

AUTHOR	Surname Bc. Kovařík	Name Jiří	
FIELD OF STUDY	<ul style="list-style-type: none"> • N2301 „Design of power system machines and equipment“ 		
SUPERVISOR	Surname (Inclusive of Degrees) RNDr. Duda, Ph.D.	Name Daniel	
INSTITUTION	ZČU - FST - KKE		
TYPE OF WORK	DIPLOMA	BACHELOR	Delete when not applicable
TITLE OF THE WORK	Measurement of the spatial velocity field with the speed beyond calibrating nozzle using the method of Particle Image Velocimetry		

FACULTY	Mechanical Engineering	DEPARTMENT	KKE	SUBMITTED IN	2019
----------------	------------------------	-------------------	-----	---------------------	------

NUMBER OF PAGES (A4 and eq. A4)

TOTALLY	53	TEXT PART	53	GRAPHICAL PART	0
----------------	----	------------------	----	-----------------------	---

BRIEF DESCRIPTION TOPIC, GOAL, RESULTS AND CONTRIBUTIONS	<p>The thesis focuses on the use of the PIV method, more precisely the Stereo PIV method, with a goal of finding the overall spatial velocity field inside the wind tunnel. The measured air flow is in an empty measured section 400 mm long and 125 × 125 mm cross-section. The observed area is in the lower left corner of the wind tunnel test section, and it has size of 24 × 24 mm. By using the stereo PIV method, all three velocity components are evaluated at the open end of the tunnel. The secondary flow of second kind has been observed near the meeting point of channel walls. Turbulent kinetic energy, its spatial distribution and its dependence on the length-size of fluctuations has been studied as well.</p>
KEY WORDS	<p>Hydrodynamics, measurement of velocity field, Particle image velocimetry, secondary flow, turbulent kinetic energy</p>

Obsah

Obsah	6
Seznam jednotek.....	8
Seznam zkratk	9
Předmluva	10
Teoretický úvod.....	11
Rovnice.....	11
Navier-Stokesovy rovnice.....	11
Reynoldsovy rovnice.....	12
Experimentální metoda	13
PIV metoda.....	13
Princip spektrometrie částic	14
Osvětlení	14
Trvání osvětlovacího impulsu	15
Časové zpoždění mezi světelnými impulsy Δt	15
Ztracené páry	15
Nd:YAG laser	15
CCD kamera.....	16
Korelace	16
Množství částic v proudu.....	18
Vlastní měření.....	19
Popis soustavy zařízení	19
Adaptivní PIV	21
Interrogation area	22
Stokesovo číslo.....	22
Reynoldsovo číslo.....	23
Výsledky	24
Převod rychlostí	24
Vznik turbulentního proudění	27
Profil mezní vrstvy.....	32
Tloušťka mezní vrstvy.....	33
Pošinovací tloušťka mezní vrstvy	33

Impulsová tloušťka mezní vrstvy.....	34
Tvarový faktor.....	35
Turbulentní kinetická energie.....	35
Turbulentní kinetická energie dle měřítka	37
Vlastní ortogonální dekompozice (POD).....	39
Závěr.....	50
Zdroje	51
Seznam obrázků	52

Seznam jednotek

u	[m/s]	rychlost
ρ	[kg/m ³]	hustota
p	[Pa]	tlak
ν	[m ² /s]	součinitel kinematické vazkosti
f	[N]	vnější síla
U	[m/s]	charakteristická rychlost
L	[m]	charakteristický rozměr
t_0	[s]	doba relaxace částic
u_0	[m/s]	rychlost proudu tekutiny
l_0	[m]	charakteristický rozměr překážky
F_d	[N]	třecí síla
μ	[Pa·s]	dynamická viskozita
R	[m]	poloměr sférického objektu
v	[m/s]	rychlost proudu vůči objektu
W	[m/s]	uložená rychlost
r	[m]	vzdálenost od středu víru
Γ	[m ² /s]	cirkulace
w	[m/s]	rychlost proudu kolmá k měřené rovině
δ	[m]	celková tloušťka mezní vrstvy
δ^*	[m]	pošínovací tloušťka mezní vrstvy
θ	[m]	impulsová tloušťka mezní vrstvy
H	[-]	tvarový faktor
E_T	[J]	turbulentní kinetická energie

Seznam zkratk

PIV	<i>Particle image velocimetry</i> - optická metoda pro zkoumání proudění tekutin
POD	<i>Proper orthogonal decomposition</i> - metoda, která filtruje energetické režimy ze sady snímků
Stereo PIV	Metoda za použití dvou vzájemně natočených kamer
Mono PIV	Metoda za použití jedné kamery kolmé k měřené rovině tvořené laserovým paprskem

Předmluva

Diplomová práce se zaměřuje na použití PIV metody. Jedná se o poměrně rozšířenou metodu měření rychlosti proudící tekutiny nebo kapaliny. Využití najdeme při experimentálních měření v laboratorních, kde se zkoumá například chování turbulence za daných podmínek. Další využití najdeme v technické praxi pro zlepšení účinností strojních zařízení v podobě optimalizace proudění kolem lopatek turbín nebo vylepšení leteckého profilu křídél u letadel.

V této práci bude použita konfigurace dvou kamer, jedná se o Stereo PIV metodu, při které lze dosáhnout měření celkového prostorového rychlostního pole tekutiny.

Následně bude představeno uspořádání příslušného vybavení laboratoře a doplněno o ilustrační obrázky znázorňující nastavení daného měření. Dále dle zadání bude provedeno kalibrace větrného tunelu, kdy se bude vyhodnocovat rychlostní pole při rozdílných rychlostech. Následně bude představeno vyhodnocení daných výsledků v podobě diagramů a grafů. Programem pro vyhodnocení měření bude využit software DynamicStudio od společnosti Dantec.

Teoretický úvod

Rovnice

Navier-Stokesovy rovnice

Pohyb tekutin je matematicky popsán pomocí Navierových-Stokesových rovnic, což je soustava *nelineárních* diferenciálních rovnic přímo vycházejících z elementárních předpokladů zachování hmoty a hybnosti, jejichž přírůstek ($\partial/\partial t$) je vyvážen *tokem* do/z vyšetřovaného elementárního objemu, případně produkcí/disipací dalšími fyzikálními mechanismy jako viskozita, gradient tlaku nebo vnější síla [14]

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{u} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = \frac{1}{\rho} \nabla p - \nu \Delta \vec{u} + \vec{f} \quad (1)$$

kde první člen na levé straně představuje proměnnost proudového pole v čase, druhý člen na levé straně představuje konvekci, první člen na pravé straně je gradient tlaku, druhý člen pravé strany ukazuje vliv vazkosti a poslední je vnější síla. Pro nestlačitelnou tekutinu lze uvažovat $\nabla \cdot \vec{u} = 0$. [14]

Hamiltonův operátor nabra ∇ je definován jako

$$\nabla = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (2)$$

Operátor laplas Δ je definován jako

$$\Delta = \nabla \cdot \nabla = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \quad (3)$$

Druhý člen na levé straně $\nu \Delta \vec{u}$ je nelineární a je z jedné strany zodpovědný za složitost a praktickou neřešitelnost uvedených rovnic, z druhé strany pak za krásu světa okolo nás v mnoha a mnoha případech. Například proudění vody v řece, mraky na obloze, hořící plamen nebo pohyb hvězd ve vesmíru. To je několik málo příkladů toho, co je způsobené turbulentním chováním. Díky složitosti turbulence jsou mnohdy nové objevy v této oblasti zcela nečekané a případně mají velký vliv pro různé oblasti vědy. Problematika turbulence je doposud považována za poslední ne zcela pochopenou a vyzkoumanou oblastí mechaniky. [14]

První známá zmínka o turbulenci bylo pozorování proudění tekutiny Leonardem da Vincim kolem roku 1500, kdy Leonardo znázornil proudění vody jako „momentku“ vody vtékající do nádrže. [14]

Navier-Stokesovy rovnice mají různé užitečné symetrie a mnoho zajímavých matematických vlastností, jejichž rozbor není součástí této práce.

Reynoldsovy rovnice

Stavy proudového pole pro nestlačitelnou tekutinu v daném okamžiku jsou zcela popsány soustavou Navierových-Stokesových rovnic, které jsou doplněné o rovnici kontinuity. Řešení takovýchto stavů je velice komplikované pro praktické využití, proto je zapotřebí využít matematického zjednodušení. Fyzikální rozměry zainteresovaných veličin lze z Navier-Stokesovy rovnice vyloučit tím, že rychlost normujeme *charakteristickou* rychlostí daného proudění U , délky (v derivacích) normujeme charakteristickým rozměrem L . Potom rovnice (1) přejde do tvaru [14] [12]

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{u}' + (\vec{u}' \cdot \nabla) \vec{u}' = \nabla p' - \frac{\nu}{UL} \Delta \vec{u}' \quad (4)$$

kde $\frac{\nu}{UL}$ označíme jako $\frac{1}{Re}$, kde Re je Reynoldsovo číslo a je *jediným* parametrem Navier-Stokesovy rovnice. [14] [12]

$$u' = \frac{u}{U}, \frac{\partial}{\partial x} \rightarrow \frac{\partial}{\partial x'} = \frac{\partial}{\partial \left(\frac{x}{L}\right)} = L \cdot \frac{\partial}{\partial x} \quad (5)$$

Jedná se o bezrozměrnou veličinu, která charakterizuje dané proudění spolu s jeho geometrickou podstatou. Je tudíž ideálním nástrojem porovnávání výsledků mezi geometricky podobnými případy, jež se liší právě rychlostí, rozměrem nebo druhem (viskozitou) proudící tekutiny. [14]

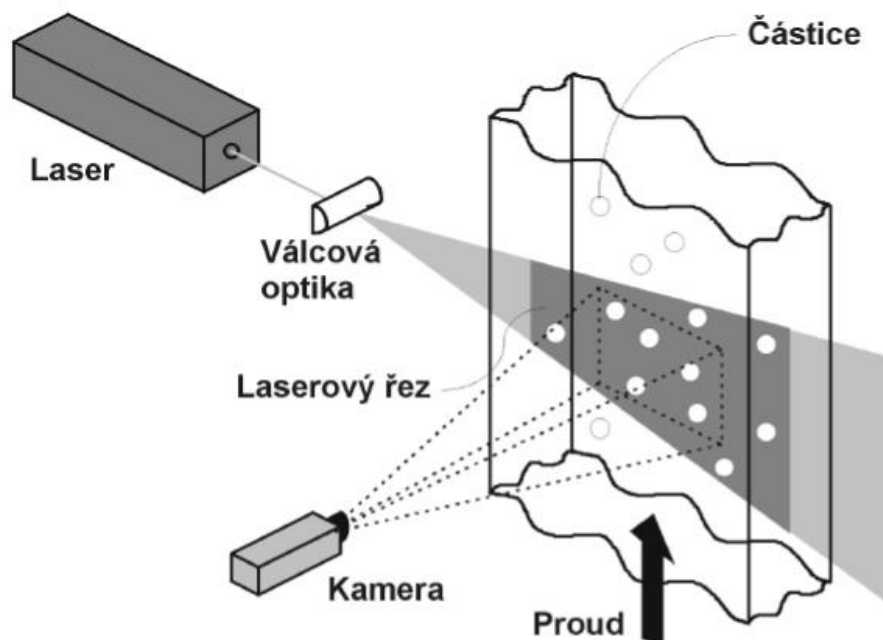
Otázkou při definici Reynoldsova čísla zůstává, jakou rychlost uvažovat jako charakteristickou, jaký rozměr jako charakteristický a ve speciálních případech i jakou hodnotu dosadit za viskozitu. [14]

Viskozita může být nejednoznačná v případě proudění tzv. nenewtonovských tekutin, u kterých viskozita závisí na rychlosti, nebo v případě kvantových tekutin, jako je například supratekuté hélium, které podle použité metodiky měření má buď konečnou nebo nekonečně malou viskozitu, kterýžto logický rozpor byl vyřešen až s vynálezem dvousložkového popisu pomocí supratekuté a normální složky. [15]

Experimentální metoda

PIV metoda

Particle image velocimetry (PIV) je optická metoda pro zkoumání proudění tekutin, která je používána ve vzdělávání a výzkumu. Slouží k získání rychlosti daného proudu a souvisejících vlastností v tekutině. Princip metody je postaven tak, že proud tekutiny je nasycen stopovými částicemi, u nichž se předpokládá, že budou unášeny proudem tekutiny, a díky snímání pohybu částic lze zjistit charakter proudu. U dostatečně malých částic se zanedbávají setrvačné účinky, a právě díky tomu lze můžou věrně kopírovat směr proudu (míra, která odpovídá proudění částice v daném proudu, je reprezentována Stokesovým číslem). Tekutina s unášenými částicemi je osvětlena v rovině tak, že jsou částice viditelné. Laser vyšle dva paprsky za sebou a následně dvě kalibrované kamery zachytí obraz nebo sekvenci obrazů částic a jejich změněné polohy. Pohyb částic se používá pro výpočet rychlosti a směru (rychlostního pole) studovaného toku. Typické PIV zařízení se skládá z kamery (obvykle digitální kamery s CCD čipem v moderních systémech), laseru s optickým uspořádáním, které omezuje osvětlenou fyzickou oblast (většinou válcovou čočku pro převod světelného paprsku do roviny), synchronizačního zařízení jako vnější spoušť pro řízení kamery a laseru (přístroj pro konstantní vpouštění částic do měřeného proudu) a PIV software, který se používá k následnému zpracování optických obrazů a generování rychlostního pole. [1] [2]



Obrázek 1 Uspořádání konvenční metody PIV s jednou kamerou kolmé k osvětlené rovině, obrázek je vzat z knihy [1]

Použití techniky PIV je v moderní aerodynamice velmi běžné, protože pomáhá porozumět nestálým jevům. PIV umožňuje prostorově rozlišené měření okamžitého rychlostního pole proudění a umožňuje detekci prostorových

struktur velkých a malých rozměrů v oblasti proudění. Další nároky pro moderní oblast aerodynamiky spočívá v tom, že zvyšující se počet a náročnost numerických výpočtů vyžaduje dostatečná experimentální data pro validaci číselných kódů, aby bylo možné určit, zda byla fyzikální problematika správně modelována a reprezentována. K tomuto účelu je třeba provádět pečlivě navržené experimenty. Experimentální data proudového pole musí mít vysoké rozlišení v čase a prostoru, aby mohly být porovnány s numerickými datovými poli s vysokou hustotou. Technika PIV je vhodným experimentálním nástrojem pro tento účel, zejména je-li požadována informace o okamžitém poli rychlosti. Systém PIV pro zkoumání vzdáleností v aerodynamických tunelech musí být v nízkých otáčkách srovnatelný (např.: $w < 1 \text{ m/s}$ v mezních vrstvách), stejně jako ve vysokorychlostních oblastech ($w = 600 \text{ m/s}$ v supersonických vlnách). Metoda PIV u velkých průmyslových tunelů představuje řadu zvláštních problémů: velké pozorování, velké vzdálenosti mezi pozorovací oblastí a světelným zdrojem a záznamovou kamerou, omezený čas měření a vysoké provozní teploty větru. Nejprve je nezbytné vysoké prostorové rozlišení datového pole, aby se vyřešily velké i malé rozměry a struktury v měřítku. Tato podmínka přímo ovlivňuje volbu záznamového zařízení. Druhou důležitou podmínkou je, že pro smírné srovnání s výsledky numerických výpočtů je nutná vysoká hustota experimentálních dat. Hustota stopovaných částic (tj. počet obrazů částic na sledovanou oblast) musí být tedy vysoká. Pro tento účel je nutný výkonný generátor částic (vysoká koncentrace stopových částic v měřicím objemu i při vysokých rychlostech). Vzhledem k tomu, že rychlost proudění je měřena nepřímo pomocí měření rychlosti částic přidávaných do toku proudu, musí být částice správně unášeny proudem. K tomu je třeba použít velmi malých částic, ale malé částice, které však rozptylují jen velmi málo světla, proto musí být zvolen určitý kompromis. Výsledkem je třetí důležitá podmínka pro aplikaci PIV v aerodynamice, a to dostatečné osvětlení měřené oblasti. Je nutný výkonný pulzní laser. [1] [2]

Princip spektrometrie částic

Předpokládá se, že všechny částice v jedné oblasti sledování se pohybovaly mezi oběma paprsky světla. Projekce vektoru lokální rychlosti proudění do roviny světelného paprsku (dvoukomponentní rychlostní vektor) se vypočítá s přihlédnutím k časovému zpoždění mezi oběma světelnými záblesky a jasností částice při zobrazování. [1]

Osvětlení

Pro prozáření celého měřeného pole je vyžadován vysoký výkon světelného zdroje, který slouží k vyzařování drobných stopových částic, aby se dobře osvětil fotografický film nebo obrazový snímač rozptýleným světlem. Je potřeba využít větší částice z důvodu jejich lepšího rozptylu světla, je to však v rozporu s požadavkem, aby byly částice co nejmenší, aby mohly být správně unášeny

proudem tekutiny. Ve většině aplikací musí být nalezen kompromis. V kapalině se obvykle přijímají větší částice, které rozptylují mnohem více světla. Tak mohou být použity světelné zdroje značně nižšího špičkového výkonu. [1]

Trvání osvětlovacího impulsu

Doba trvání záblesku laseru trvá 5 ns. Trvání světelného impulsu musí být dostatečně krátké, aby „zamrzl“ pohyb částic během vystavení snímku, jinak by mohlo dojít k rozmazání vzniklého obrazu. [1]

Časové zpoždění mezi světelnými impulsy Δt

Časové zpoždění mezi osvětlovacími impulsy musí být dostatečně dlouhé, protože je nutné určit pohyb mezi obrazy stopovacích částic s účinným rozlišením a dostatečnou vzdáleností mezi sebou, aby se se mohl kvalitativně projevit charakter proudění. [1]

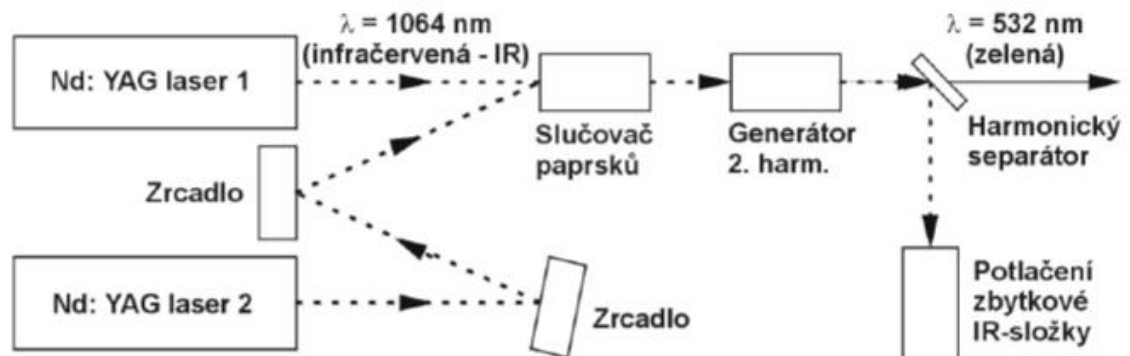
Ztracené páry

K této chybě dochází, když v době intervalu, kdy jsou zaznamenány dva snímky, se zkoumaná částice dostane mimo vyhodnocující oblast. Důsledek takovéto chyby pak znamená, že na druhém snímku není sledovaná částice, což navyšuje korelační šum v důsledku tzv. náhodných korelací. S narůstající rychlostí proudu tekutiny je vyšší pravděpodobnost, že jeden obraz zkoumané částice z páru se dostane až mimo vyhodnocovací oblast v obrazové rovině. Proto může dojít k posunutí naměřené rychlosti k nižším hodnotám. Takováto chyba se zvyšuje s průměrným posunutím částic. [1]

Nd:YAG laser

Jedná se o typ pevno-látkového dvoukomorového pulzního laseru. Výstupní světlo je infračerveného spektra generovaného impulzní výbojkou. Laser obsahuje dvě komory se zdroji paprsku. Díky dvou na sobě nezávislých komorách neexistuje časový limit pro dva po sobě vybuzené paprsky o dané energii. Proto se jedná o vhodný zdroj světla pro PIV metodu [1].

Konstrukce takového laseru, který obsahuje dva různé zdroje paprsků o rozdílné poloze, je vyřešena pomocí serie zrcadel a následně ve slučovací paprsků se spojí světlo z obou zdrojů. Laser vytváří záření o vlnové délce $\lambda = 1064$ nm. Nevýhoda této vlnové délky je nízká citlivost CCD kamer, proto je nutné použít harmonického generátoru, který vlnovou délku převádí na $\lambda = 532$ nm. Takováto kalibrace převede laserový paprsek na viditelné zelené světlo. [1]



Obrázek 2 Schéma konstrukce Nd:YAG laseru, obrázek je vzat z knihy [1]

CCD kamera

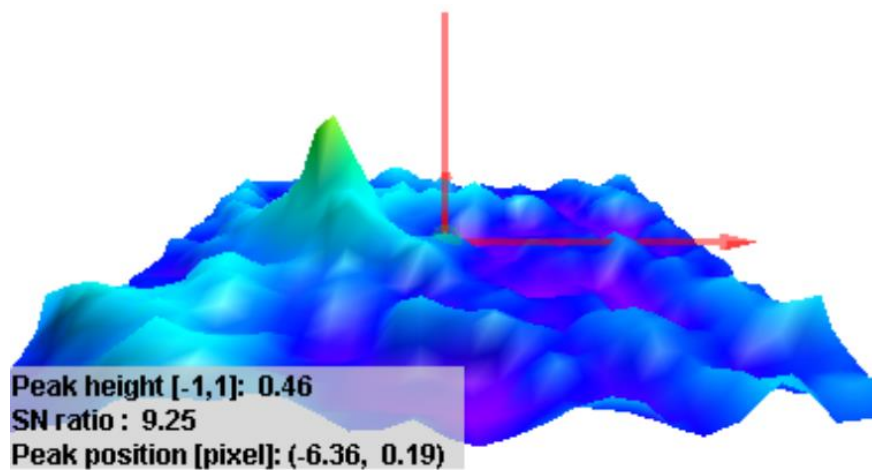
Nahrávání PIV snímků může být zaznamenáno na umístěné referenční CCD kamery. V současné době se používá k záznamu CCD kamery s možností zaznamenávání v intervalech kratších než jedna mikrosekunda a ukládat dva obrazy dohromady. Tyto data poskytují důležité informace o vývoji proudu, který má být měřen v čase. Zobrazení na obrazovce může být animováno, aby se sledoval časový vývoj vektorového pole. Maximální rozlišení obrazu je 2048x2048 pixelů. [2][3]

Korelace

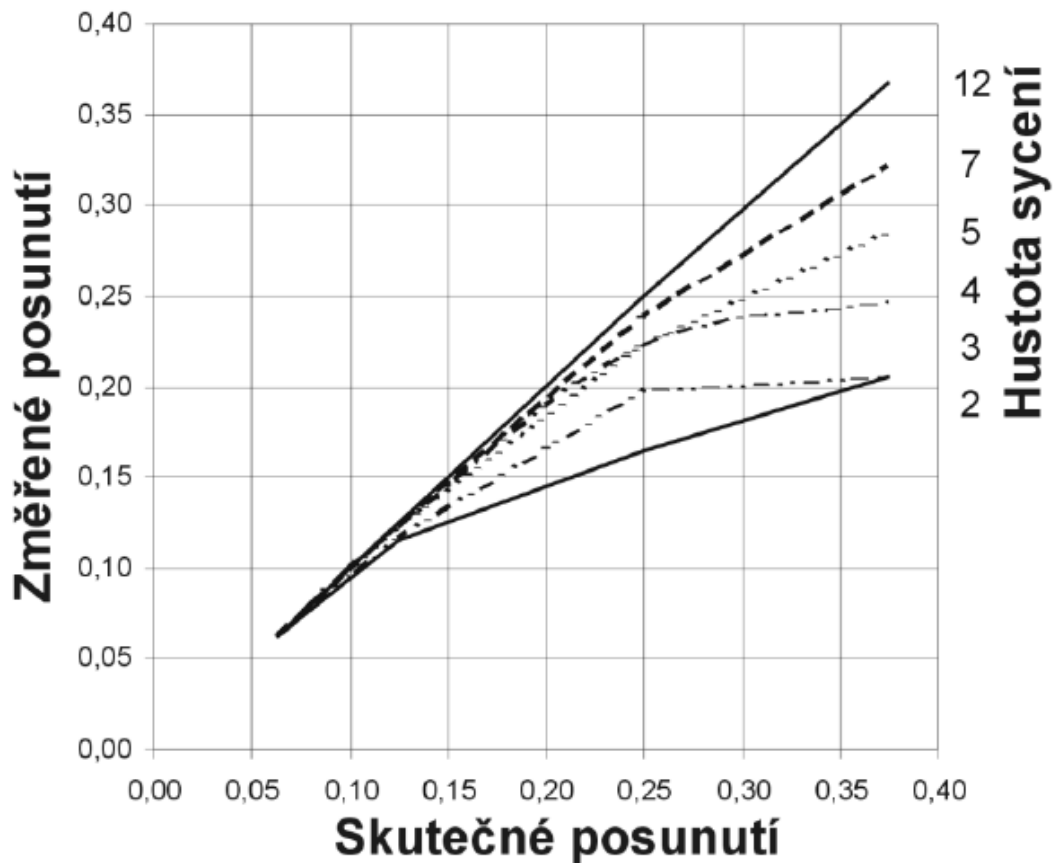
Algoritmus, který se používá pro analýzu PIV obrazů. Jedná se o statistickou analýzu, která určuje vztah mezi oběma procesy nebo hodnotami. Korelace výstupu při vyhodnocování PIV obrazů je průměrný posun všech částic v každé referenci vyhodnocovací oblasti. Známe různé typy korelací. Pro individuální metodu expozice se používá tzv. Metoda vzájemné korelace. Jedná se o dvojitou expozici s počáteční a koncovou polohou částice vystavených stejnému obrazu, takže není možné určit, která je počáteční a koncová poloha. Autokorelace je odlišná od vzájemné korelace, neposkytuje informace o směru posunutí. Z tohoto důvodu se nyní často používá metoda dvojí expozice. Tato metoda jednoznačně převyšuje individuální metodu expozice, protože sdružuje vzájemnou korelaci [2][3].

Postup pro vyhodnocení vzájemné korelace je dán vztahem:

$$C(\Delta x, \Delta y) = \iint_S I_A(x, y) \cdot I_B(x + \Delta x, y + \Delta y) dx dy \quad (6)$$



Obrázek 3 Korelace - vyhodnocení pohybu částice v softwaru Dantec DynamicStudio



Obrázek 4 Odchylky průměrného posunutí částic podle hustoty sycení, obrázek je vzat z knihy [1]

Množství částic v proudu

Pro spolehlivou analýzu dat je důležitou podmínkou rovnoměrná koncentrace částic ve sledovaném průtoku. Odlišení skutečného signálu od šumu závisí na počtu ztracených párů, proto je zde možnost tuto chybu eliminovat množstvím přidávaných částic v proudu. [1]

Z Obrázku 4 je patrné, že chyba měření roste se snižující se hustotou stopovaných částic v oblasti měřící roviny. Při velmi malé hustotě částic v proudu může mít za následek značně ovlivněnou výslednou rychlost proudu oproti rychlosti skutečné. Je také nutné dodat, že chyba narůstá s rostoucím průměrem posunutím. [1]

$$|D_{max}| = |v_{max}| \Delta t M \leq \frac{d_I}{4} = \frac{N_{int} d_{pixel}}{4} \quad (7)$$

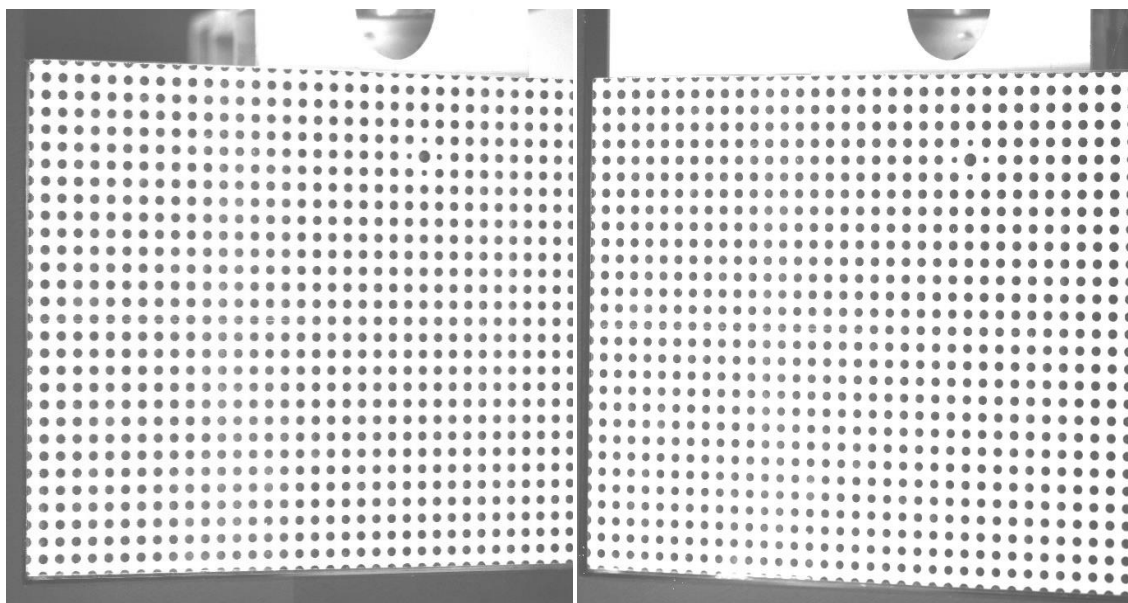
kde D_{max} je vektor maximálního posunutí v obrazové rovině, M je zvětšení, d_I je strana vyhodnocovací oblasti, N_{int} je strana vyhodnocované oblasti v pixelech, d_{pix} je rozteč mezi sousedními pixely, v_{max} je vektor maximální rychlosti v objektové rovině a Δt časový interval mezi prvním a druhým snímkem. [1]

Díky takovýmto zkoumáním je možné nalézt optimální počet částic uvnitř zkoumané oblasti:

- 5 částic pro vzájemnou korelaci
- 10 částic pro autokorelaci

Vlastní měření

Experimentální měření bylo prováděno v laboratořích Katedry energetických strojů a zařízení na Západočeské univerzitě v Plzni. Použita byla kompletní sestava, která se používá pro tyto účely. Na počátku byla konfigurace uzpůsobena konkrétnímu měření, tj. ustanovení snímacích kamer a laseru do roviny, která byla měřena. Experiment se zaměřil na levý dolní roh. Důvod tohoto výběru je, že v rozích se předpokládá zajímavější proudění v celém rozsahu na rozdíl od středu, kde je předpoklad ustáleného proudu. Následně byl využit počítačový program ke kalibraci kamer a to tak, že se umístil speciální terčik do měřené roviny a vytvořil se jeden snímek z každé kamery. Snímky poté počítač porovnal a zjistil, zda jsou kamery nastaveny ve správné vzdálenosti. Při nepovedené kalibraci se musela změnit poloha měřené roviny (terčik). Výsledný správně kalibrovaný obraz je uveden na Obrázku 5. Podmínkou je, aby kamery zaznamenaly přibližně stejný počet vertikálních a horizontálních bodů.



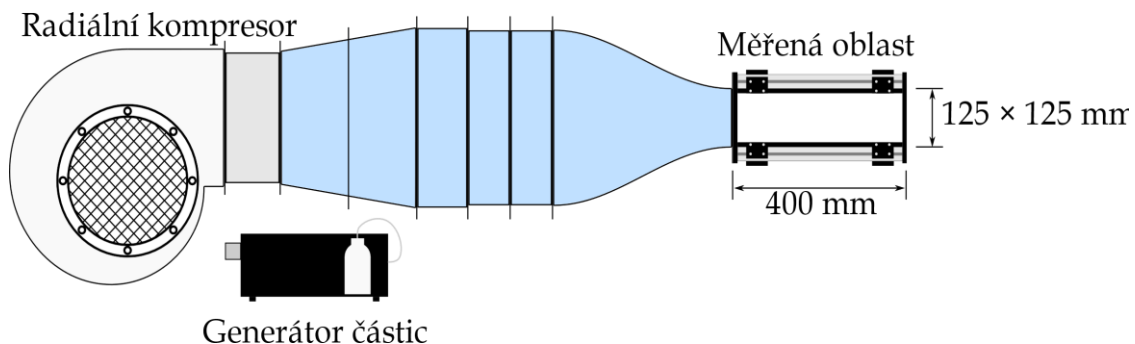
Obrázek 5 Kalibrační terč o rozměrech 24x24mm zachycený oběma kamerami v levém spodním rohu měřené oblasti.

Popis soustavy zařízení

Větrný tunel se skládá ze tří hlavních částí. První částí je radiální kompresor, který nasává vzduch z okolního prostoru. Dále se průřez tunelu rozšiřuje tam, kde se rychlost proudu snižuje a důsledkem vložení několika sít do směru proudu se proudění usměrňuje. Za touto částí můžeme mluvit o laminárním proudění, které je dále koncentrováno do malého průřezu a poté vstupuje do měřené části. Prázdná čtyřhranná měřicí část má délku 400 mm a průřez 125 × 125 mm a byla vytvořena pomocí plexiskla. Vzduch proudící v

aerodynamickém tunelu ústí do otevřeného prostoru za dýzou. Rychlost výstupního proudu se nastavuje pomocí potenciometru v rozsahu 0 až 1000 ‰ relativního nastavení ventilátoru. Průběh tohoto nastavení je téměř lineární. Praktické maximum je na 960 ‰ a minimum, aby se rotor otáčel, je cca 30 ‰. Rovnoměrné proudění nastává až od nastavení přibližně 50 ‰.

Stereo PIV je technika pro měření všech tří složek rychlosti proudění tekutiny v jedné rovině. Pro vizualizaci proudění vzduchu se používá generátor částic, který vytváří kouř. Kouř obsahuje malé částice vyrobené ze SAFEXu. Pro dosažení nejlepších výsledků je nutná optimální hustota kouře. Ve skutečnosti je touto metodou naměřena rychlost částic místo rychlosti tekoucí tekutiny. Je zapotřebí mít dostatečně lehké částice, aby jejich setrvačná síla co nejméně ovlivňovala pohyb v proudu vzduchu. Tyto parametry popisuje Stokesovo číslo. Tím je umožněno měřit rychlost proudění tekutiny pomocí pozorování částic.



Obrázek 6 Ilustrativní pohled na soustavu zařízení

Laser obsahuje oddělené dva laserové zdroje a umožňuje vytvořit zpožděné dva krátce po sobě jdoucí pulsy. Minimální doba zpoždění je 1,5 μ s. Měřicí rovina je vytvořena pomocí laserových paprsků, které jsou rozprostřeny válcovou čočkou do jedné tenké světelné roviny.

Laserové pulsy se odrážejí na drobných částicích. Měřicí plocha je kolmá ke směru rychlosti hlavního průtoku. Lze to vidět na Obrázku 7.

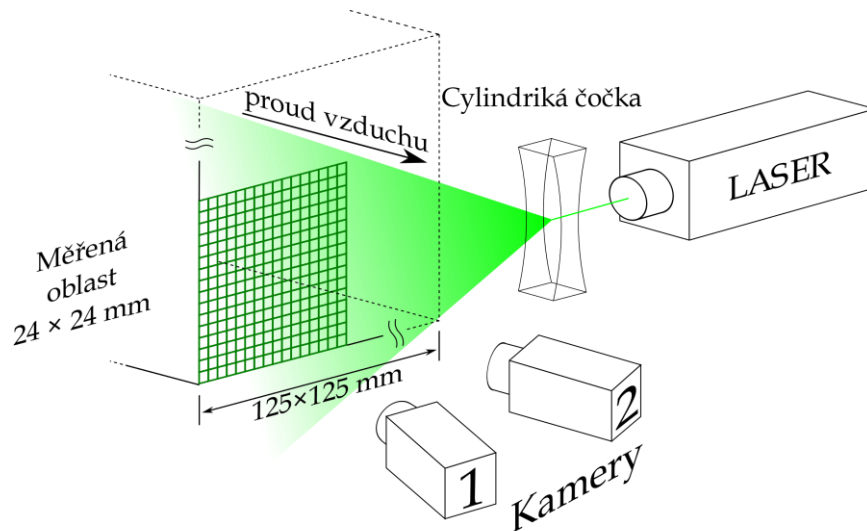
Kamery jsou namontovány před měřicí částí s výhledem „proti proudu“. Kamery pracují ve dvojitém režimu. Znamená to, že pořizují dva zpožděné snímky se stejným zpožděním jako blikání laserem.

Snímky pořízené kamerami jsou zpracovávány v počítačovém softwaru Dynamic Studio firmy Dantec. Pro vlastní zpracování obrazů se využívá vestavěné funkce, která se nazývá „Adaptive PIV“. Rychlost proudění se vypočítává ze snímků zachycených částic s použitím párové korelační funkce.

Adaptivní PIV

Adaptivní PIV metoda je automatická a adaptivní metoda pro výpočet vektorů rychlostí na základě pohybu částic. Metoda iterativně upravuje velikost a tvar jednotlivých dotazovacích oblastí (IA – Interrogation area) tak, aby se přizpůsobily místní hustotě sycených částic a gradientu průtoků. [3]

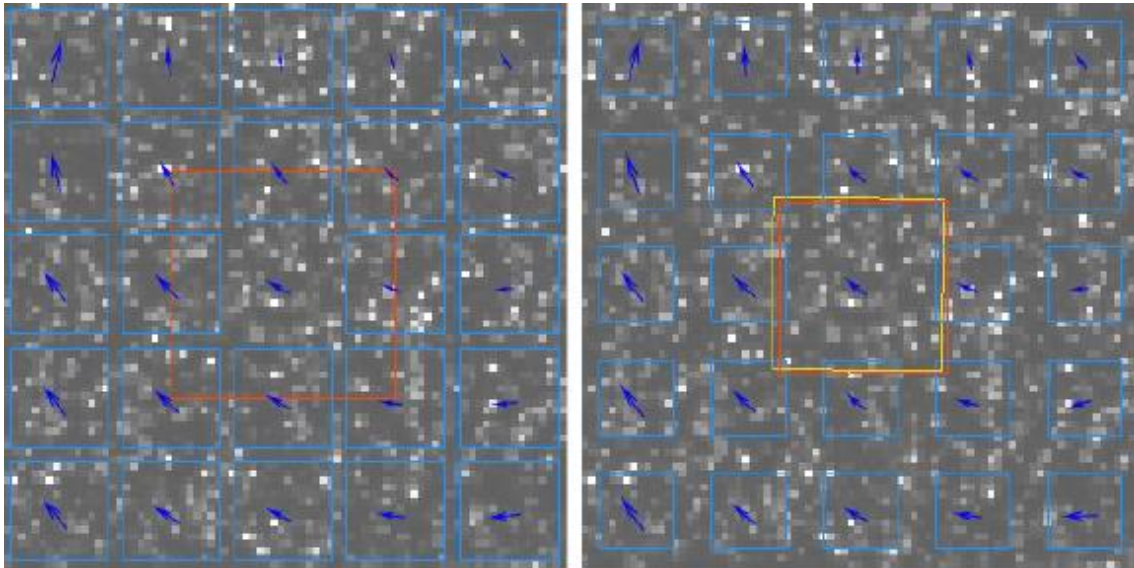
Výsledkem této analytické metody je minimalizace ztracených párů a tím pádem lepší odlišení signálu od šumu. [1]



Obrázek 7 Konfigurace kamer a laseru. Velikost oka virtuální mřížky, ve které jsou vyhodnocovány vektory rychlosti, je $1 \text{ IA} = 0,47 \text{ mm}$. Zaměření kamer je do levého spodního rohu o velikosti $24 \times 24 \text{ mm}$.

Interrogation area

Jakmile je zaznamenána sekvence dvou světelných pulzů, obrazy jsou rozděleny do malých oblastí zvaných „Interrogation area“ (IA). Dotazovací oblasti z každého obrazového snímku I_1 a I_2 jsou vzájemně korelovány, pixel po pixelu. [3]



Obrázek 8 Levá strana ukazuje výsledek po první iteraci. Pravá strana ukazuje stejnou oblast po druhé iteraci. Modré obdélníky znázorňují IA, případně zmenšené, aby se zabránilo jejich překrývání na displeji. Červený čtverec znázorňuje skutečnou velikost IA a na pravé straně lze vidět překrytí žlutým čtvercem, který představuje zkreslení po druhé iteraci. Obrázek je vzat z manuálu [3]

Stokesovo číslo

Číslo, které charakterizuje chování částic v proudu tekutině a má bezrozměrnou veličinu. Stokesovo číslo je definováno jako poměr charakteristického času částic (nebo kapičky) k charakteristickému času proudění nebo překážky:

$$Stk = \frac{t_0 \cdot u_0}{l_0} \quad (8)$$

kde t_0 je doba relaxace částic (časová konstanta v exponenciálním rozpadu rychlosti částic v důsledku tření), u_0 je rychlost proudění tekutiny a l_0 je charakteristický rozměr překážky (například její průměr). [4]

Částice s nízkým Stokesovým číslem je dobře unášeno sledovaným proudem, zatímco u částice s velkým Stokesovým číslem dominuje její setrvačnost a má snahu pokračovat podél své počáteční trajektorie, a tím se odtrhávat od daného proudu. Problém popisuje Stokesův zákon, který popisuje

vliv třecí síly na kulový objekt s velmi malými Reynoldsovými čísly ve viskózní tekutině. Daná síla je pak vyjádřena jako

$$F_d = 6 \cdot \pi \cdot \mu \cdot R \cdot v \quad (9)$$

kde F_d třecí síla působící na rozhraní kapaliny a částice, μ je dynamická viskozita, R představuje poloměr sférického objektu a v rychlost proudění vzhledem k objektu. [5]

Reynoldsovo číslo

Toto číslo definujeme jako

$$Re_L = \frac{WL}{\nu} \quad (10)$$

kde W je uložená rychlost, L je délka kanálu a ν je kinematická viskozita vzduchu.

Definice (10) se řídí standardy ve studiích *mezních vrstev* spíše než ve studiích *sekundárního proudění*, protože ty jsou obvykle prováděny v případě dlouhého kanálu s plně vyvinutým prouděním. Přirozenou volbou příslušného délkového měřítka problému je v případě výzkumu sekundárního proudění šířka (přesněji *hydraulický průměr*) kanálu. [9]

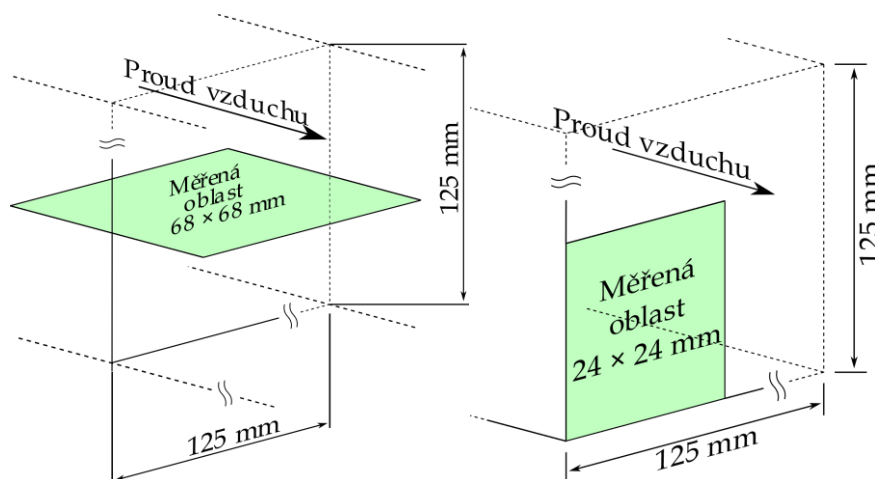
V našem případě není tok kanálem plně vyvinut, proto by přirozenou volbou příslušného délkového měřítka byla tloušťka mezní vrstvy, která je zároveň přirozeným omezením velikosti vírů. Abychom byli konzistentní se studiemi mezních vrstev, zvolili jsme takovou definici Reynoldsova čísla, ve které se charakteristickou délkou L myslí vzdálenost od počátku mezní vrstvy, což je délka kanálu, v našem případě 400 mm.

Výsledky

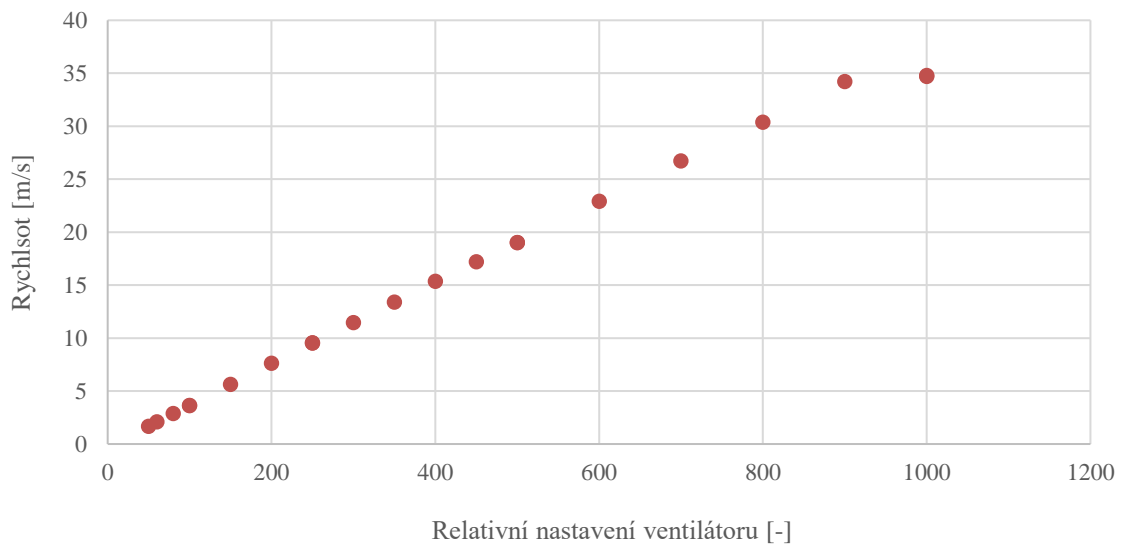
Převod rychlosti

Pro první naměřené výsledky, byla použita metoda Mono PIV (viz. Obrázek 10). Změřeno bylo základní proudění a následovalo vyzkoušení minimálních a maximálních rychlostí (relativně nastavených rychlostí). (Pozn.: Mono PIV je myšleno měření sledovaného proudu za pomoci jedné kamery kolmé k osvětlené rovině viz. Obrázek 1)

Ověřilo se, že průběh rychlosti vycházejícího proudu je přímo úměrná s relativním nastavením ventilátoru na ovládacím panelu. Z počátku je vývoj lineární, ale výjimku tvoří oblasti maximálních rychlostí a tj. interval nastavení od 900 ‰ do 1000 ‰. Zde je odchylka rychlosti pouze 1,4%, proto lze přijmout za maximální rychlost, která odpovídá relativnímu nastavení ventilátoru 900. Tento jev demonstruje Graf 1, kde je vidět konvergence k maximálnímu proudění.



Obrázek 9 Grafické znázornění roviny měřené při Mono PIV (vlevo). Měřené místo bylo nastaveno v půli kanálu. Snímací kamera byla v oblasti pod tunelem a směr snímacího objektivu kamery byl umístěn směrem vzhůru. Laser tvořil světelnou rovinu vodorovnou. Směr proudění ležel ve studované rovině. Vpravo je vyobrazena měřená oblast při použití Stereo PIV metody se zaměřením na levý dolní roh kanálu o velikosti 24×24 mm.

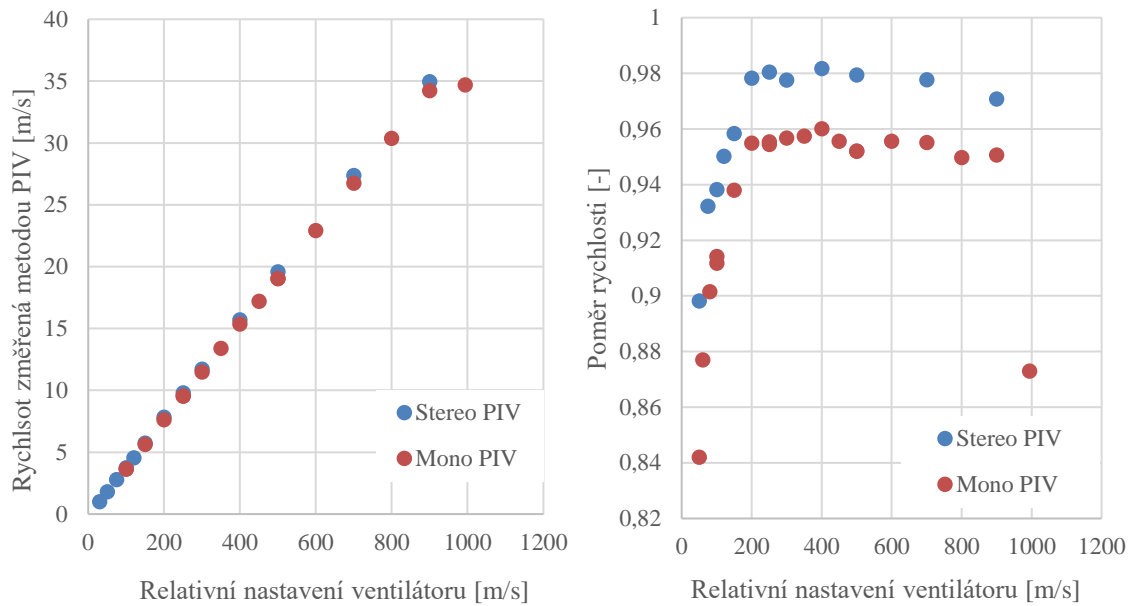


Obrázek 10 Průběh rychlosti v závislosti na nastavení tunelu při použití Mono PIV metody

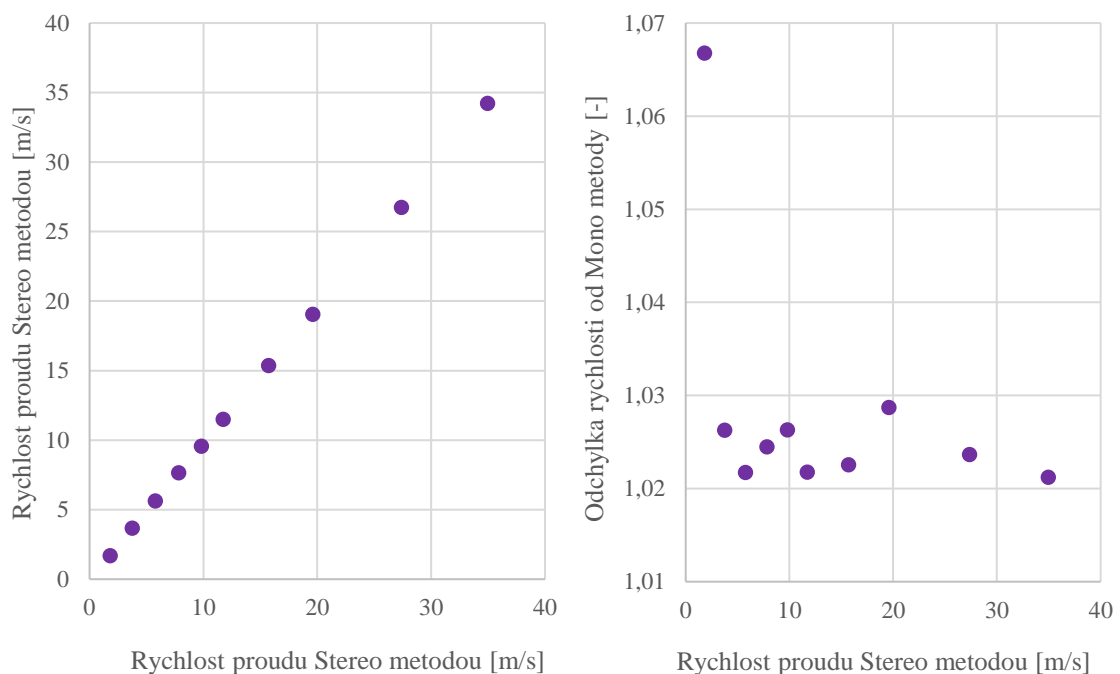
Pro druhé měření byla použita už metoda Stereo PIV, která posloužila k získání výsledků podrobnějšího charakteru proudění. Z důvodu nastavení výstupní rychlosti pouze pomocí potenciometru je nutné určit nastavenou relativní rychlost na rychlost, ke které budou vztahovány naměřené výsledky. Převod je potřebný pro následné zpracování dat, ve kterém je počítáno s fyzikálními jednotkami.

Vzhledem k tomu, že není měřená výstupní rychlost skutečná, může být zvolena fiktivní rychlost, ke které budou všechny naměřené výsledky vztahovány. Tímto způsobem vyjde určitá odchylka rychlostí (w/w_{odh}).

Při srovnání výsledných rychlostí u Mono PIV a Stereo PIV metod měřených v různých vzdálenostech od začátku kanálu, se na první pohled může zdát, že rychlosti proudu jsou stejné (viz. Levá část Obrázek 11), ale ve skutečnosti se projevily různé poměry rychlostí. Z počátku jsou rozdíly větší, přibližně o 6%, ale vzrůstajícím trendem se odchylky snižují a od relativního nastavení ventilátoru 200 % se ustálí a jsou lineární (viz. Pravá část Obrázek 11). Rozdíly jsou dané rozdílnými metodami, zpracováním dat v počítačovém programu, ale je důvod se domnívat, že jsou způsobeny i fyzikálním jevem, zúžením efektivního průřezu kanálu vlivem růstu mezní vrstvy. Nelinearity při nižších rychlostech jsou pravděpodobně způsobeny nelinearitou otáček motoru při takto nízkých podílech nominálního výkonu.

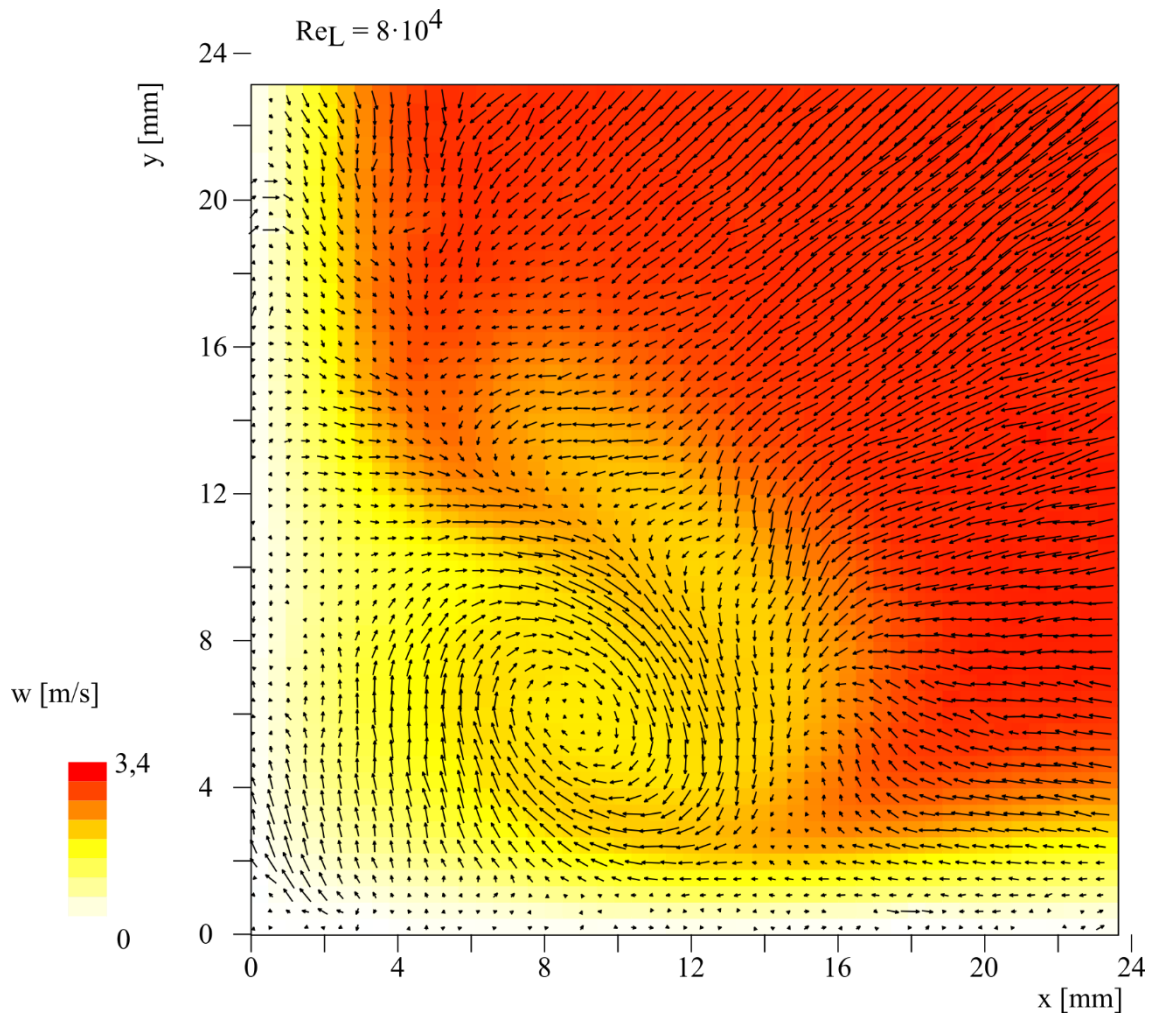


Obrázek 11 Levá strana znázorňuje průběh rychlostí u Mono PIV a Stereo PIV metody jako funkci relativního nastavení otáček ventilátoru (promile). Pravá strana ukazuje odchylku rychlostí obou měření od lineární závislosti $w = 0,04 \cdot (1000 \cdot f/f_{\max})$.

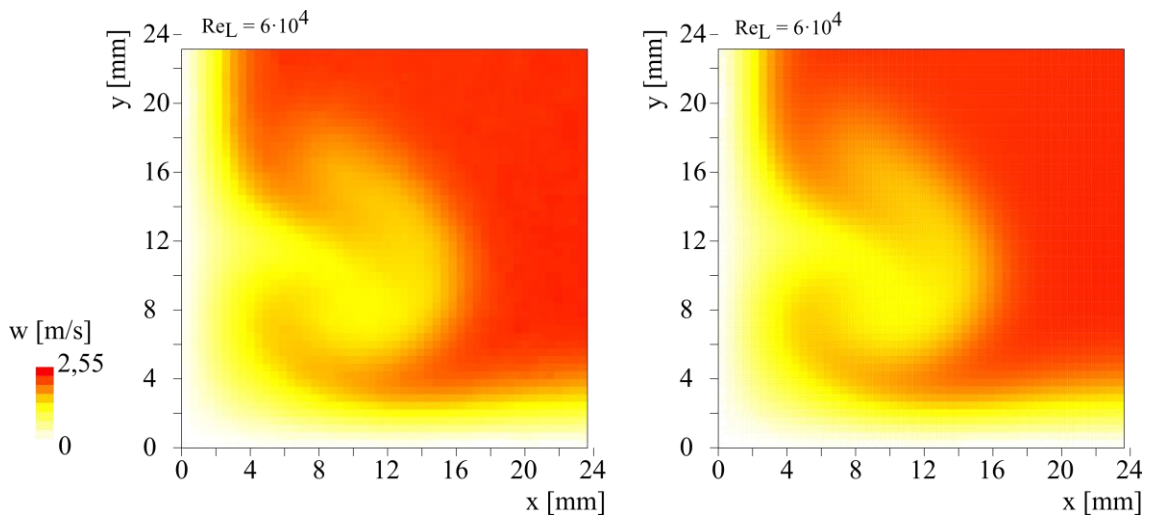


Obrázek 12 Levá strana zobrazuje závislost měření mezi Stereo a Mono metodou. Pravá strana znázorňuje průměrnou odchylku Stereo metody od Mono metody. Průměrná odchylka vyšla 2,8%.

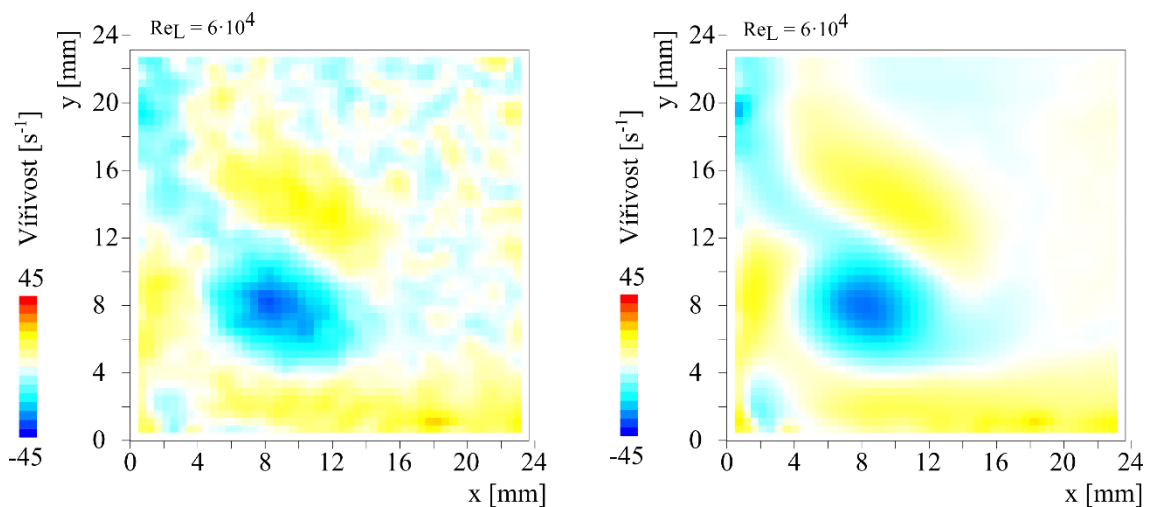
Vznik turbulentního proudění



Obrázek 13 Průměrná rychlost při $Re_L = 8 \cdot 10^4$, na tomto obrázku jsou vykresleny i průměty vektorů rychlosti do měřené roviny. Z důvodu přehlednosti a interpretovatelnosti dalších výsledků nebude na následujících obrázcích vektorové pole zobrazeno, protože by došlo k nečitelnosti detailů podstatných pro fyzikální popis.

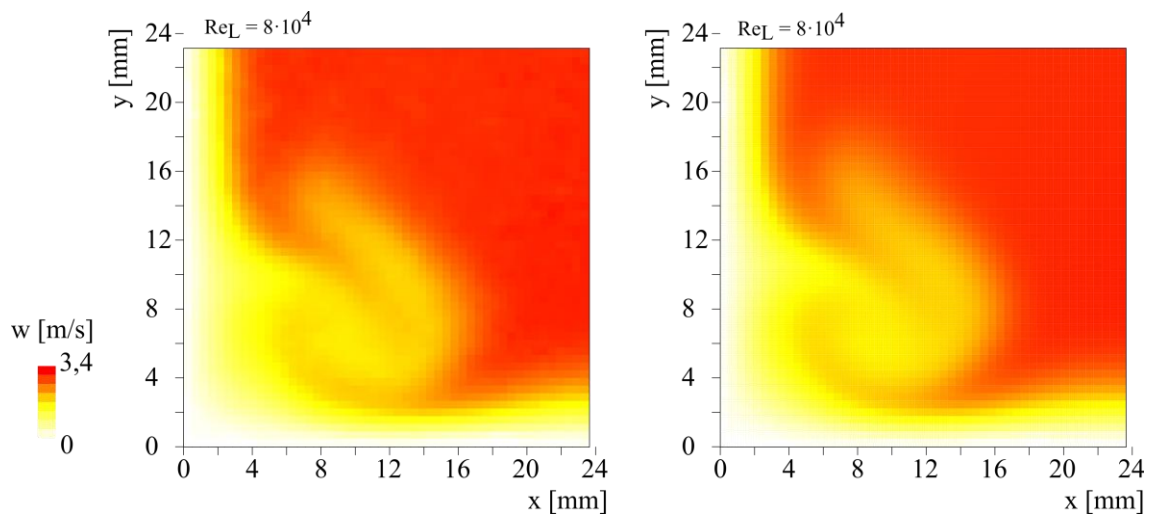


Obrázek 14 Prostorové rozložení okamžité (vlevo) a průměrné (vpravo) rychlosti ve směru proudění změřené při $Re_L = 6 \cdot 10^4$. Koutový vír vytlačuje do relativně rychlého (červená) hlavního proudu v kanále relativně pomalou (bílá/žlutá) tekutinu z mezní vrstvy. Všimněme si, že okamžitá a průměrná rychlostní pole je prakticky stejná, což není pravdou při vyšších rychlostech.

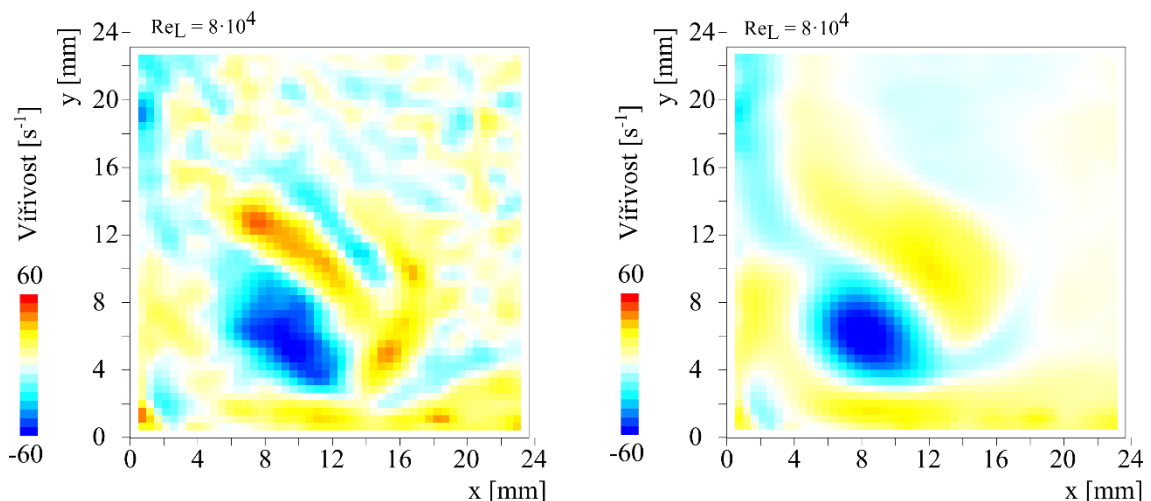


Obrázek 15 Prostorové rozložení vířivosti proudu odpovídající $Re_L = 6 \cdot 10^4$

Na Obrázku 14 je měřené prostorové rozložení proudové rychlosti na levé straně a na straně pravé je střední hodnota rychlosti pole (kolmo ke studované oblasti). Okamžitá rychlost je v každém časovém úseku jiná, proto je snímek náhodně vybrán, aby se dalo porovnat, jak se střední hodnota rychlosti liší. Rychlost znázorněného proudění je $Re_L = 6.10^4$, která je v laminárním režimu sekundárního proudění. Roh kanálu je v levém dolním rohu obrázků. Bílá barva představuje nulovou proudovou rychlost, zatímco červená odpovídá rychlosti proudu. Tvořený vír v rohu je laminární a část s nízkou hybností prostupuje směrem do středu hlavního proudu.



Obrázek 16 Prostorové rozložení okamžité a průměrná rychlost odpovídající $Re_L = 8 \cdot 10^4$. Síla hlavního proudu postupně začíná přitlačovat laminární vír k levé a spodní stěně tunelu.

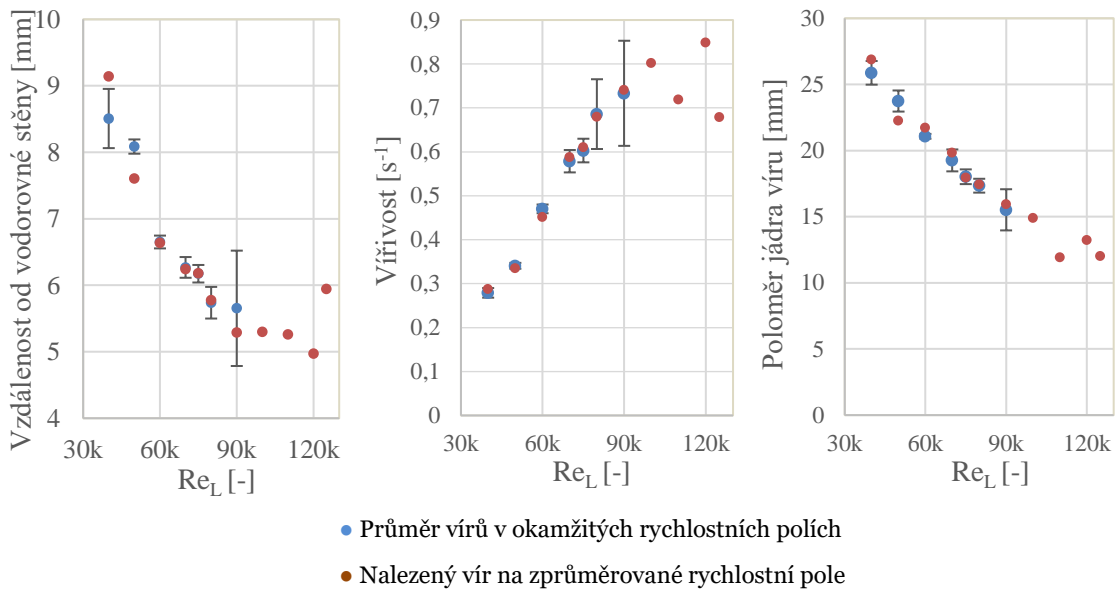


Obrázek 17 Prostorové rozložení vířivosti proudu odpovídající $Re_L = 8 \cdot 10^4$

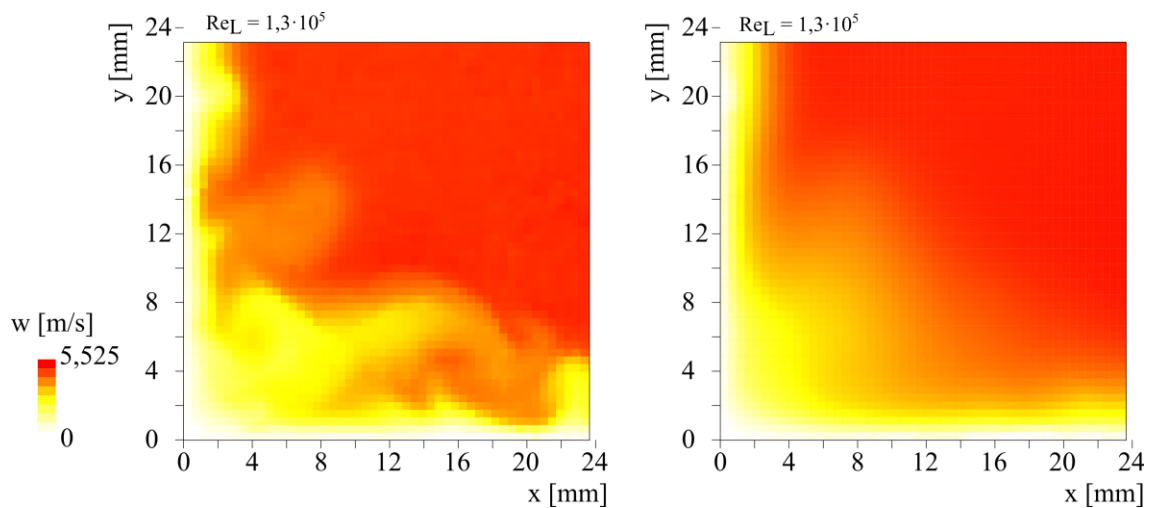
Obrázky 16 ukazují jediný laminární vír v rohu kanálu (který je v levém dolním rohu obrázků). Na dalších obrázcích můžeme pozorovat, že s rostoucí rychlostí se vír přibližuje ke stěně, zmenšuje se, ale stále je dostatečně silný. Všechny tyto trendy se můžou také znázornit jako funkce Reynoldsova čísla na základě délky kanálu. Parametry víru se získají pomocí *nařítování* rychlostního pole *Gaussovým vírem* s tangenciálním profilem rychlosti u_θ

$$u_\theta(r) = \frac{\Gamma}{2\pi R^2} \cdot r \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{r}{R}\right)^2} \quad (11)$$

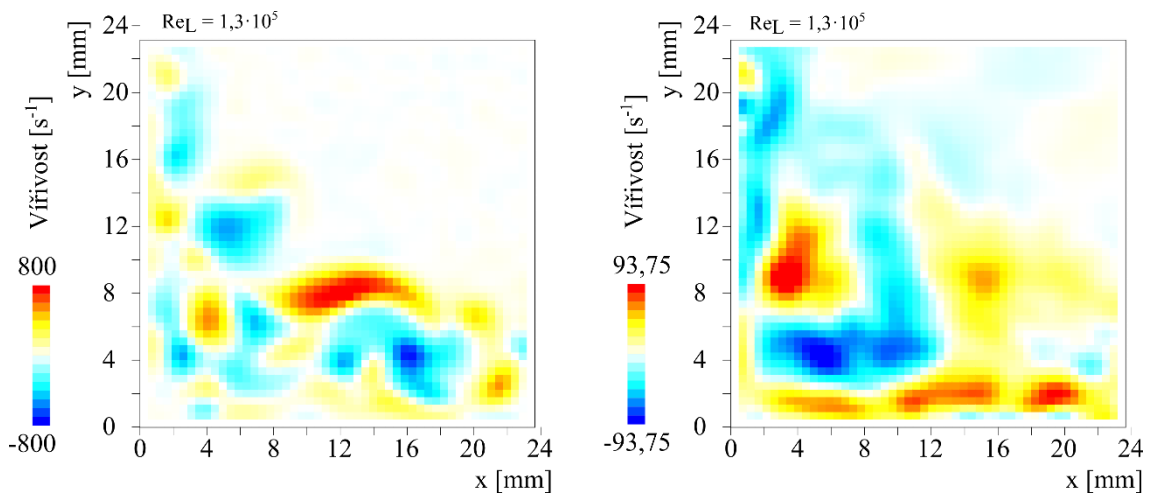
kde r je vzdálenost od středu víru, R je poloměr víru a Γ je jeho cirkulace.



Obrázek 18 Vlastnosti velkého laminárního víru pro Re_L menší než $1,3 \cdot 10^5$. Modré body představují průměr laminárního víru nalezeného v okamžitém rychlostním poli a to do $Re_L = 9 \cdot 10^4$. Oranžové body označují vír ve středním rychlostním poli. Tímto postupem bylo možno identifikovat vír až do $Re_L = 1,2 \cdot 10^5$.

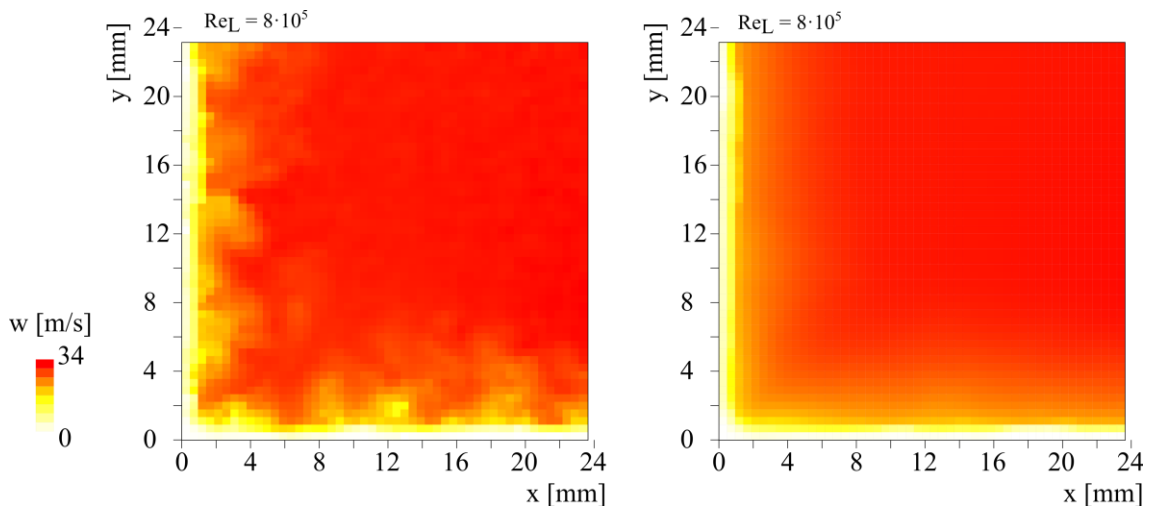


Obrázek 19 Prostorové rozložení okamžité a průměrné rychlosti odpovídající $Re_L = 13 \cdot 10^5$. Zbytky víru jsou vtačeny do levého spodního víru, ale velká část je již v oblasti mezní vrstvy na stěnách dále od rohu.

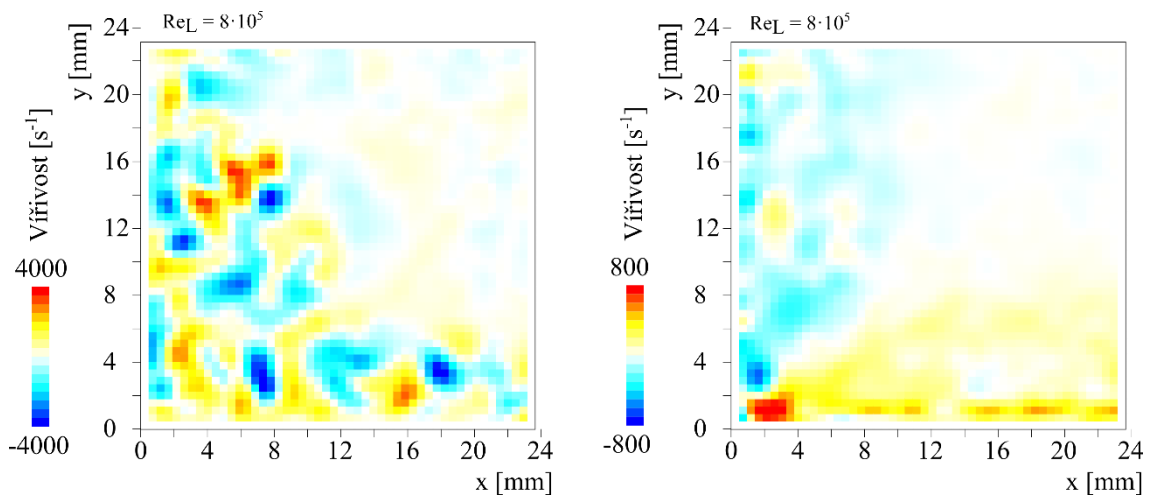


Obrázek 20 Prostorové rozložení vířivosti proudu odpovídající $Re_L = 1,3 \cdot 10^5$. Všimněme si, že barevné měřítko vířivosti je *různé* a pokrývá mnohem vyšší hodnoty v případě okamžitého pole vířivosti.

Na Obrázku 19 se vír rozpadá a přechází blíže ke stěně. I přesto, že se vír při vyšší rychlosti rozdělil, tak nadále zůstává s větší energií kolem levého dolního rohu, ale značnou energii ztratil v podobě nového víru. Na Obrázku 21 je již vidět, jak se vír rozpadl celý na drobné víry, které přešly těsně ke stěnám a zde se ztratily v mezní vrstvě.



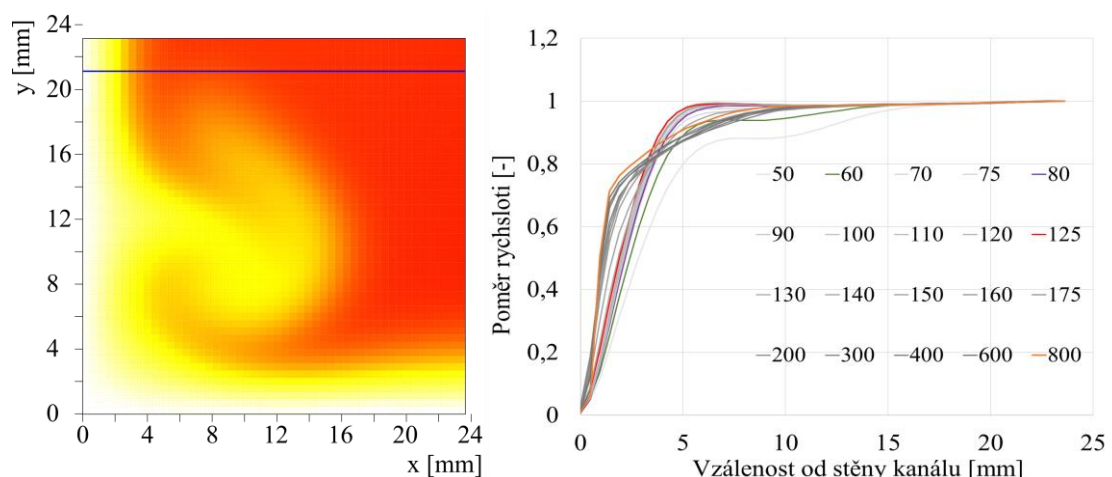
Obrázek 21 Prostorové rozložení okamžité a průměrná rychlost odpovídající $Re_L = 8 \cdot 10^5$. Laminární vír zcela zanikl v mezní vrstvě po obvodu stěn.



Obrázek 22 Prostorové rozložení vířivosti proudu odpovídající $Re_L = 8 \cdot 10^5$. Všimněme si, že barevné měřítko vířivosti je *různé* a pokrývá mnohem vyšší hodnoty v případě okamžitého pole vířivosti.

Profil mezní vrstvy

Aby se dalo určit charakter mezní vrstvy, byla použita střední rychlost ve směru proudění (w je kolmá k měřené rovině) a v konkrétním místě se zjišťovalo, jak se konkrétní typ proudění (laminární, turbulentní) dokáže přiblížit ke stěně kanálu. Na levé straně Obrázku 23 je znázorněno místo, kde je umístěna poloha rychlostních profilů (modrá čára). Poloha byla vybrána tak, aby, pokud možno, nebyla ovlivňována laminárním vírem a zároveň nebyla úplně na okraji měřené oblasti, protože tam klesá důvěryhodnost metody PIV. Na pravé straně Obrázku 23 je zobrazen rychlostní profil střední rychlosti ve směru proudění pro každé relativní nastavení ventilátoru. Barevně odlišeny jsou rychlosti, které jsou popisovány výše a ostatní proměřované rychlosti jsou v odstínu šedé.



Obrázek 23 Levá strana ukazuje stěření rychlost v směru proudění pro $Re = 80\,000$, místo kde je sledován rychlostní profil mezní vrstvy, která není ovlivněna vírem v levém dolním rohu, je znázorněn modrou čára. Pravá strana - rozložení rychlostního pole v mezní vrstvě pro každou rychlost dle relativního nastavení

ventilátoru. Na svivlé ose je střední rychlost ve směru proudění normovaná touto rychlostí dostatečně daleko od mezní vrstvy.

První relativní nastavení ventilátoru 50 % je odlišné od zbytku pole. Důvodem je, že při takto malé rychlosti je vír veliký, a právě tímto narušuje rychlostní profil mezní vrstvy ve zkoumané poloze. V grafu je to uvedeno, pouze z ilustrativního důvodu, jak se tato porucha projeví na rychlostním profilu. Pro rychlosti, které se lámou v oblasti dále od stěny, je typické, že se jedná o laminární proudění. Naopak turbulentní proudění se přibližuje blíže ke stěně a láme se při menším poměru rychlostí.

Tloušťka mezní vrstvy

Tloušťka mezní vrstvy δ je vzdálenost přes mezní vrstvu od stěny až k místu, kde je rychlost proudění rovno w_0 . Vzdálenost je definována k normále od stěny a obvykle bývá označována x_{99}

$$w(x_{99}) = 0,99 \cdot w_0 \quad (12)$$

v místě y . U laminárních mezních vrstev přes rovnou stěnu dává řešení Blasiusovi rovnice pro zužující se průtok [6]

$$\delta \approx 4,91 \sqrt{\frac{\nu \cdot y}{w_0}} \quad (13)$$

$$\delta \approx \frac{4,91 \cdot x}{\sqrt{Re_x}} \quad (14)$$

Pro turbulentní mezní vrstvy přes rovnou stěnu je tloušťka mezní vrstvy dána vztahem [6]

$$\delta \approx \frac{4,91 \cdot x}{Re_x^{\frac{1}{5}}} \quad (15)$$

kde $Re_x = \frac{\rho \cdot w_0 \cdot y}{\mu}$, δ je celková tloušťka mezní vrstvy, Re_x je Reynoldsovo číslo, ρ je hustota, w_0 je rychlost volného proudu, y je vzdálenost od začátku mezní vrstvy ve směru proudu, μ je dynamická viskozita a ν je kinematická viskozita.

Pošinovací tloušťka mezní vrstvy

Pošinovací tloušťka mezní vrstvy δ^* je vzdálenost, o kterou by se povrch musel pohybovat ve směru jeho normály ve vzdálenosti od roviny stěny v nevazkém proudu o rychlosti w_0 pro dosažení stejného průtoku, jaký se vyskytuje mezi povrchem a referenční rovinou v reálném proudění. [6]

Definice pošivovací tloušťky mezní vrstvy pro stlačitelný proud je založen na hmotnostním průtoku

$$\delta^* = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{\rho(x) \cdot w(x)}{\rho_0 \cdot w_0}\right) \quad (16)$$

Definice pro nestlačitelný proud může být založen na objemovém průtoku, protože hustota zůstává konstantní

$$\delta^* = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{w(x)}{w_0}\right) \quad (17)$$

kde ρ_0 a w_0 jsou hustota a rychlost ve volném proudu mimo mezní vrstvu a x souřadnice kolmá ke stěně. Pro výpočty turbulentních mezních vrstev se musí použít časově zprůměrovaná hustota a rychlost na okraji mezní vrstvy. V uvedených rovnicích by ρ_0 a w_0 by proto měli být nahrazeny ρ_e a w_e .

Impulsová tloušťka mezní vrstvy

Impulsová vrstva θ je vzdálenost, o kterou by měl být povrch posunutý paralelně k referenční rovině v nevazkém proudu tekutiny o rychlosti w_0 pro dosažení stejné celkové hybnosti, jaká existuje mezi povrchem a referenční rovinou v tekutině. [6]

Definice tloušťky hybnosti pro stlačitelný tok je založena na hmotnostním průtoku

$$\theta = \int_0^{\infty} \frac{\rho(x) \cdot w(x)}{\rho_0 \cdot w_0} \cdot \left(1 - \frac{w(x)}{w_0}\right) \quad (18)$$

Definice pro nestlačitelný proud může být založena na objemovém průtoku, protože hustota zůstává konstantní

$$\theta = \int_0^{\infty} \frac{w(x)}{w_0} \cdot \left(1 - \frac{w(x)}{w_0}\right) \quad (19)$$

kde ρ_0 a w_0 jsou hustota a rychlost ve volném proudu mimo mezní vrstvu a x je souřadnice kolmá ke stěně. Pro výpočty turbulentních mezních vrstev se musí použít časově zprůměrovaná hustota a rychlost na okraji mezní vrstvy. V uvedených rovnicích by ρ_0 a w_0 proto měly být nahrazeny ρ_e a w_e .

Pro rovnou desku s nulovým úhlem náběhu s laminární mezní vrstvou poskytuje Blasiovio řešení vztah [6]

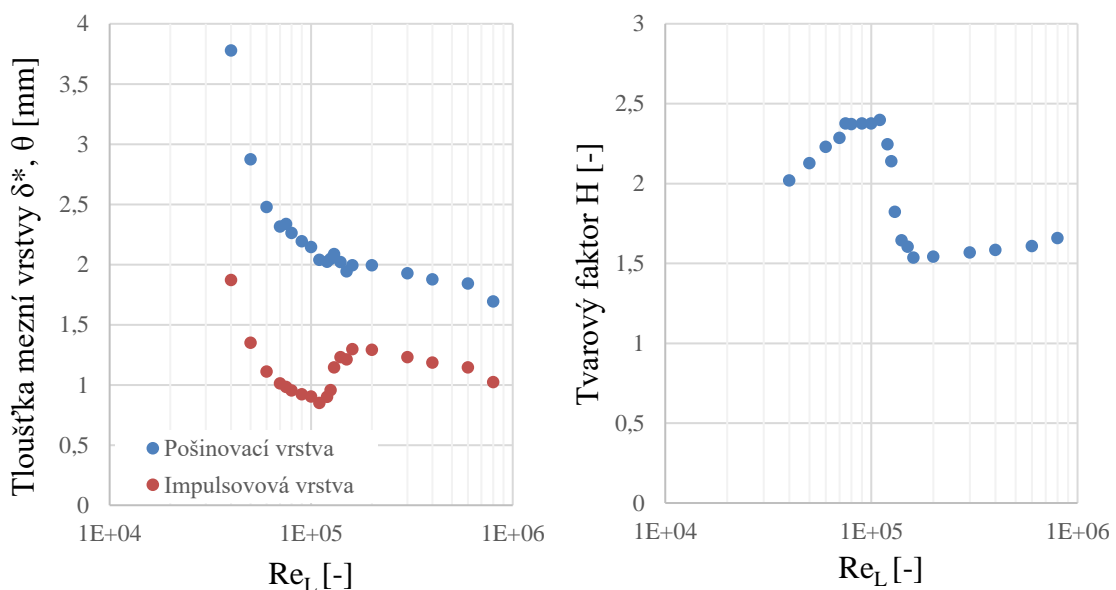
$$\theta \approx 0,66 \cdot \sqrt{\frac{\nu \cdot y}{w_0}} \quad (20)$$

Tvarový faktor

Určuje povahu toku v mezní vrstvě:

$$H = \frac{\delta^*}{\theta} \quad (21)$$

kde H je tvarový faktor, δ^* je pošinovací tloušťka a θ je impulsová tloušťka. Čím je vyšší hodnota H , tím silnější je nepříznivý gradient tlaku, což může značně snižovat Reynoldsovo číslo, při kterém může dojít k přechodu do turbulence. Obvykle je $H = 2,59$ typické pro laminární toky, zatím co $H = 1,3$ až $1,4$ je typické pro turbulentní proudění. [6]



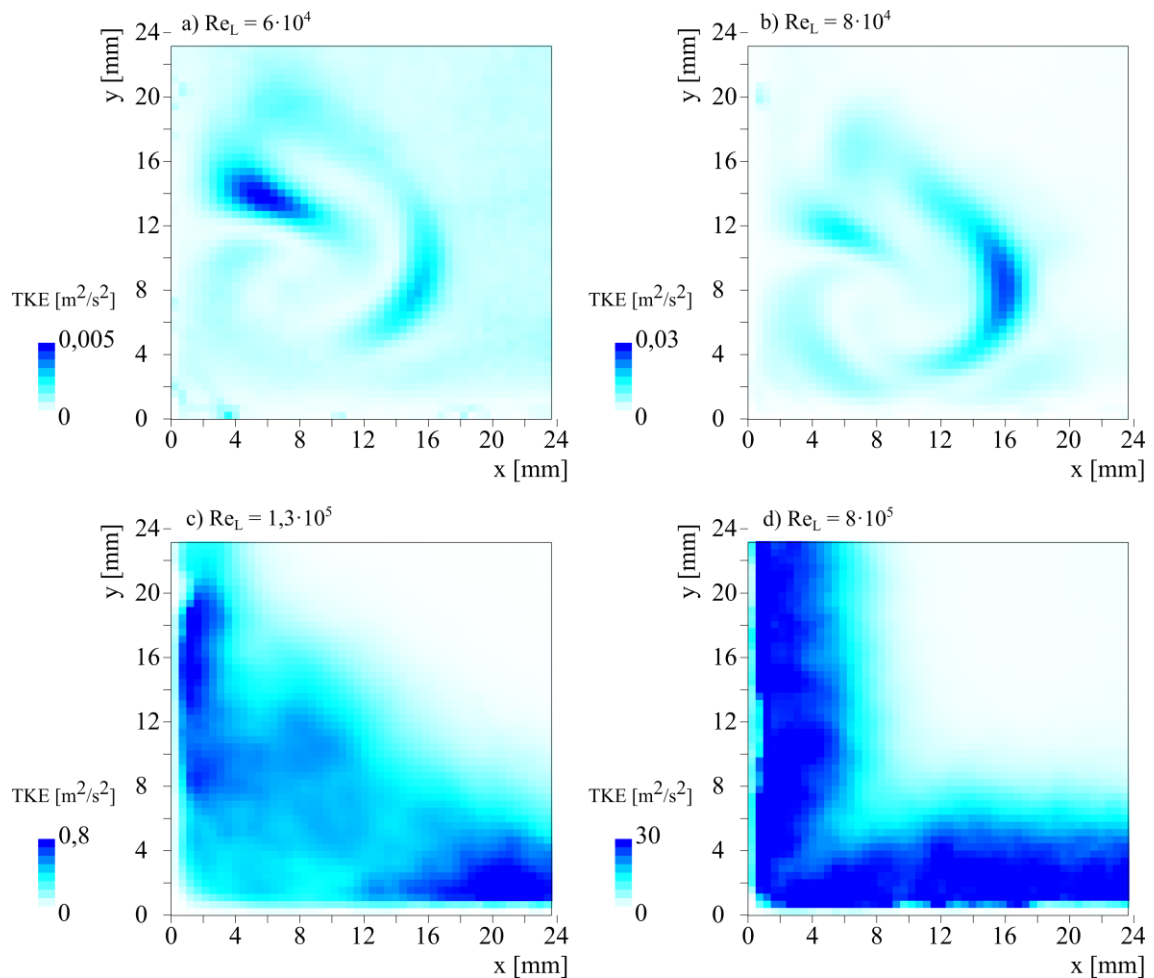
Obrázek 24 Vlevo závislost tloušťky mezní vrstvy spočítané z naměřených dat podél řezu znázorněného na Obrázku 21 použitím dvou metodik zmíněných v textu. Vpravo: Tvarový faktor mezní vrstvy (poměr pošinovací a impulsové tloušťky) v závislosti na Reynoldsově čísle. Tvarový faktor ukazuje na přechod do turbulence okolo $Re = 1,3 \cdot 10^5$, což se ale týká mezní vrstvy v poloze vyšetřovaného řezu.

Turbulentní kinetická energie

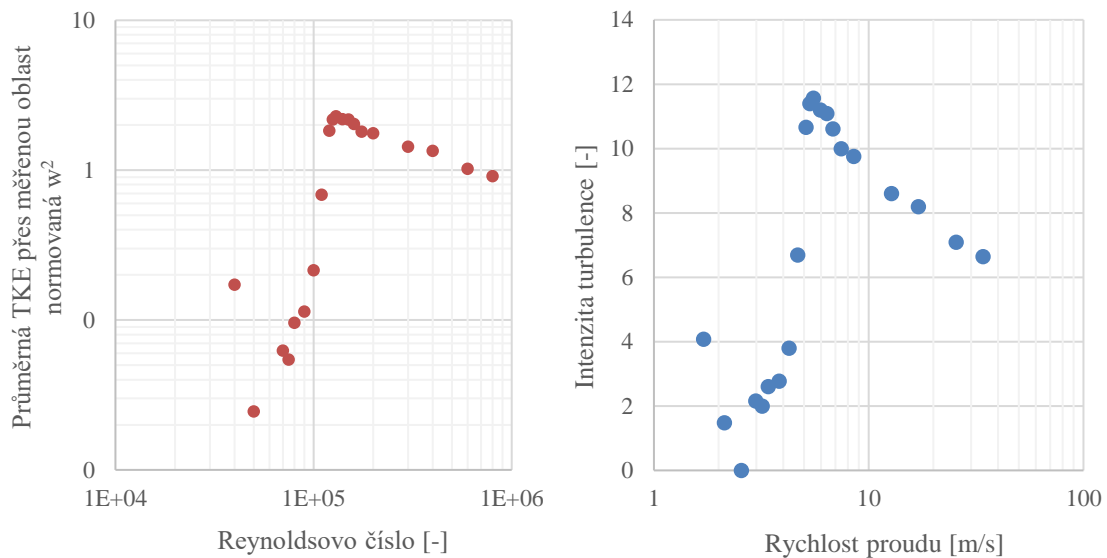
Turbulentní kinetická energie je definovaná podle vztahu (22), což ale není energie v pravém fyzikálním smyslu, nýbrž měrná energie na jednotku hmotnosti – pro získání energie ve fyzikálním smyslu s jednotkou [J] by bylo nutné ji vynásobit hustotou vzduchu a objemem, ve kterém je středována.

$$E_T = \frac{1}{2} \langle (\vec{u} - \langle \vec{u} \rangle)^2 \rangle \quad (22)$$

Obrázek 25 ukazuje prostorové rozložení turbulentní kinetické energie.



Obrázek 25 a) vír s nejmenší kinetickou energií při proudění odpovídající $Re_L = 6 \cdot 10^4$; b) zesilující vír je vtahován více do středu hlavního proudu kde přechází ke spodní a levé straně kanálu při rychlosti proudění odpovídající $Re_L = 8 \cdot 10^4$; c) vír s největší kinetickou energií se zcela rozdělil a je přitlačován k levé a spodní stěně kanálu při proudění odpovídající $Re_L = 13 \cdot 10^4$; d) hlavní vír se zcela rozměnil na malé víry v mezní vrstvě, ale za to s velkou energií a v hlavním kanálu je plně vyvinuté turbulentní proudění

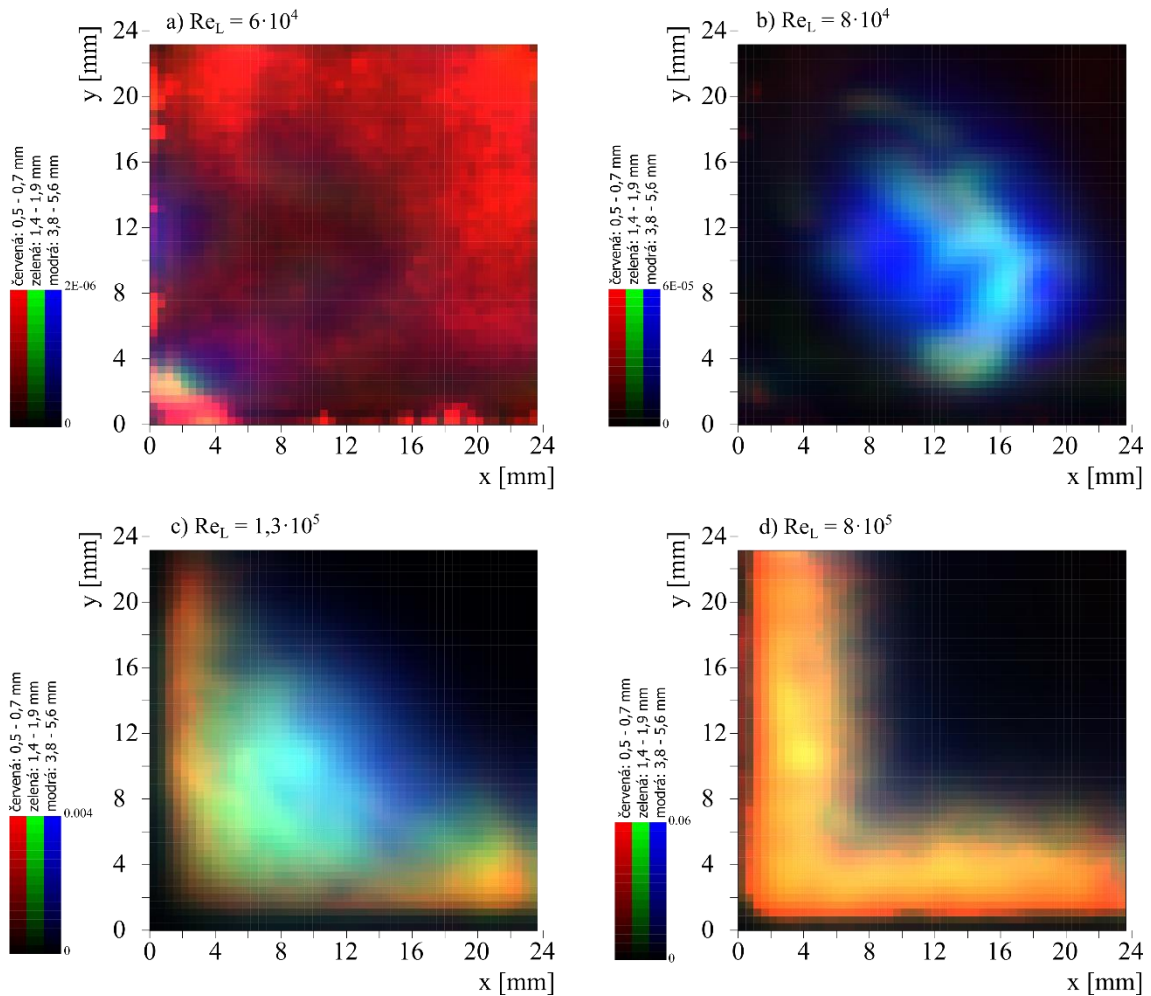


Obrázek 26 Ukazuje závislost turbulentní kinetické energie (TKE) průměrované přes studovanou oblast a normované rychlostí na Reynoldsově čísle. Hodnoty v grafu samy o sobě nemají smysl, jsou zde zobrazeny proto, aby bylo zřejmé, proč není možné normovat škály na obrázku 6 konzistentním způsobem.

Intenzita turbulence je bezrozměrná charakteristika proudění, I_T je definována jako poměr směrodatné odchylky okamžitých rychlostí od průměrné rychlosti vůči této průměrné rychlosti. Nepohodlnou vlastností je, že diverguje při pomalém středním proudění. Ačkoli by bylo přirozené vyšetřovat její prostorové rozložení, není tomu tak, neboť signál by byl dominován tenkou vrstvou u stěny nikoli z důvodu intenzivní turbulence v tomto místě, nýbrž kvůli téměř nulové střední rychlosti. Z tohoto důvodu na Obrázku 25 raději je zobrazen turbulentní kinetickou energii, i když postrádá pohodlnou vlastnost bezrozměrovosti, a na Obrázku 26 je zobrazen I_T průměrovanou přes celé studované pole.

Turbulentní kinetická energie dle měřítka

Metoda ukazuje rozdíl kvadrátu kinetické energie oproti střední hodnotě. Tento způsob zobrazení používá můj vedoucí práce. Lze jím znázornit turbulentní kinetickou energii pro tři odlišná měřítka fluktuací, která jsou zbarvena do tří základních barev, sytost pak odpovídá množství energie ve fluktuacích. Pomocí tří základních barev (červená, zelená, modrá) a sytosti je možné dobře zobrazit intenzitu fluktuací o různých prostorových velikostech na jediném obrázku.



Obrázek 27 a) minimální turbulence je v levém dolním rohu, ale nelze ji považovat za nikterak významnou; b) vznik silné turbulence v mírné vzdálenosti od levé a spodní stěny kanálu; c) přechod do levého spodního rohu kanálu, kde turbulence přechází do mezní vrstvy kde ztrácí velkou část své energie; d) turbulence zcela přešla do mezní vrstvy kde již má nepatrnou energii

Délkově závislá turbulentní kinetická energie při Re_L od $6 \cdot 10^4$ do $80 \cdot 10^4$, kde dochází k přechodu na turbulenci. Normalizace energie mezi různými délkovými měřítky probíhá pomocí Kolmogorovova $k^{-\frac{5}{3}}$ škálování, normalizaci mezi různými Reynoldsovými čísly není možné provést ze stejného důvodu, jako je diskutováno výše. Škála sytosti je tedy ponechána na „autoscale“, tím pádem je dobře zobrazený nejintenzivnější příspěvek, avšak nelze činit závěry z rozdílů sytosti mezi jednotlivými obrázky. Barvy odpovídají délkovému měřítku fluktuací. Černá znamená žádné fluktuace, červená představuje kolísání v nejmenším měřítku (tj. $1,0 - 1,5 \text{ IA} = 0,5 - 0,7 \text{ mm}$), zelená zobrazuje fluktuace na středních délkových měřítkách (tj. $3 - 4 \text{ IA} = 1,4 - 1,9 \text{ mm}$), modrá je pro velká měřítká ($8 - 12 \text{ IA} = 3,8 - 5,6 \text{ mm}$).

Červená barva značí fluktuace na malých měřítkách, které pochází jak od malých vírů, tak od šumu. Na Obrázku 27a převládají fluktuace na tomto nejmenším měřítku, je tedy možno tvrdit, že se jedná o šumové pozadí měřicí a vyhodnocovací metody. Na Obrázku 27b je vidět koutový vír (srov. Obrázek 17). Kdyby byl vír ideálně laminární, opět bychom neměli moc vidět, avšak při této rychlosti už dochází k drobným oscilacím polohy celého víru, což se projeví jako velkoškálová (modrá) fluktuace. Na Obrázku 27c je již viditelná mezní vrstva spolu s koutovým vírem, který přechází z laminárního do drobnějších turbulentních vírů. Turbulentní víry v mezní vrstvě jsou ale limitovány její tloušťkou. Na posledním obrázku (Obrázek 27d) již není žádný koutový vír, mezní vrstva zcela přešla do turbulence a turbulentní víry se v ní *chaoticky* přesouvají a interagují. Délkové měřítko fluktuací (odstín barvy) se zvětšuje se vzdáleností od stěny (na barevném obrázku přechází odstín od červeného do oranžového). Větší fluktuace se nevejdou blíže ke stěně.

Vlastní ortogonální dekompozice (POD)

Je to metoda, která filtruje energetické režimy ze sady snímků. Snímky mohou být získány mnoho způsoby, mohou být nekorelované, to znamená, že frekvence získaných dat může být libovolně nízká, stačí pouze dostatečný počet snímků představujících dobrou statistiku. [7]

Zkoumaný proces by měl být stacionární a stabilní. Výsledek má podobný fyzikální význam a interpretaci jako rozptyl a kovarianci pro jednoduché časové řady, nicméně metoda POD poskytuje prostorové režimy. [7]

Odhaluje skryté struktury i ve velmi náhodném a turbulentním proudění. Metoda však není vhodná pro zcela náhodné toky jako volná izotropní a homogenní turbulence. Pokud je proces statisticky homogenní v prostoru, pak jsou režimy homogenní a pravidelné, což má za následek velmi pomalou konvergenci modálních energií a tedy vysokou úroveň celkové informační entropie. [7]

Typická aplikace metody POD je analýza prostorově dobře lokalizovaných dynamických procesů, ale nikoli dynamika samotná. Metoda POD je vhodná pro studium pulzujících vzorů dobře umístěných v euklidovském prostoru, není efektivní při identifikaci modelů cestování turbulence. Neposkytuje žádné informace o vývoji sledovaného systému v čase, jako jsou frekvence, zesílení, rozpady. Metodu POD lze aplikovat na základní topologickou analýzu statisticky stacionárních jevů v toku. [7]

Implementace POD aplikuje algoritmus na danou sekvenci snímků, což znamená, že počet výsledných režimů POD se rovná počtu vstupních snímků. Analýza se provádí na sérii snímků pořízených ve stejné poloze a za identických experimentálních podmínek. Prvním krokem je výpočet středního rychlostního

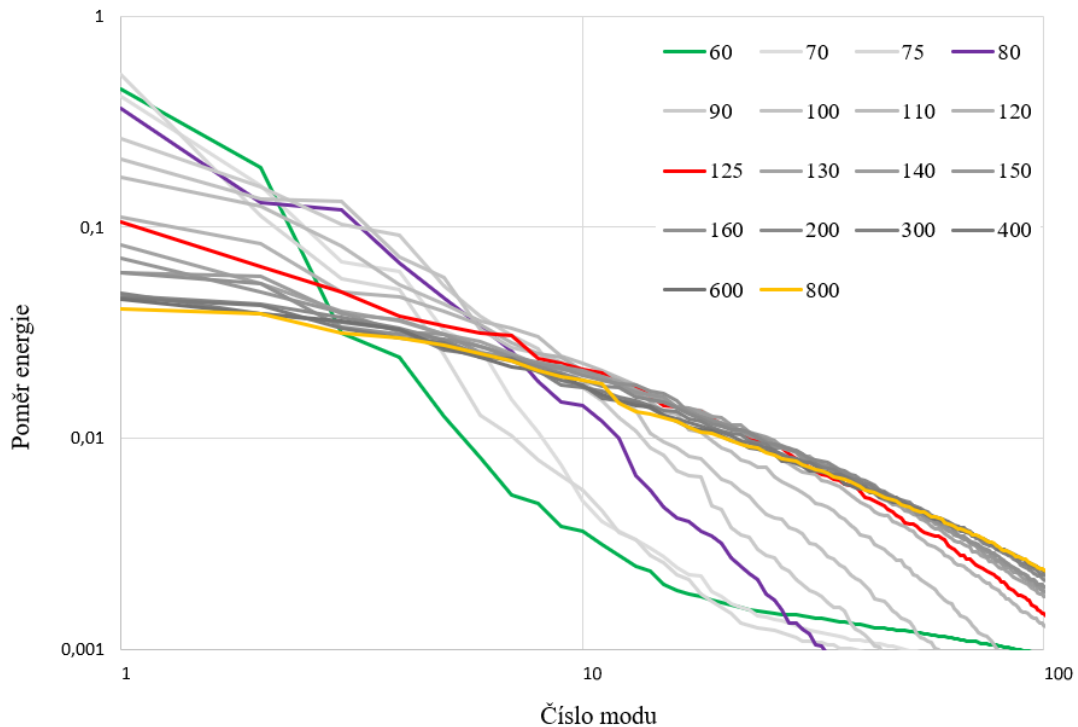
pole ze všech snímků. Střední rychlostní pole se považuje za nulový režim POD. Po odečtení střední hodnoty se POD použije na kolísavé části složek rychlosti. [7]

Měření se provádělo v softwaru DynamicStudio a analýza se provádí ve dvou následujících krocích. Nejprve pomocí funkce „POD Snapshot“ jsou identifikovány režimy a vypočteny režimové energie v číselných hodnotách relativních. Ve druhém kroku „POD Projection“ umožňuje extrakci prostorových režimů a/nebo promítání získaných dat na základě sestávajícího ze stanovených režimů. [7]

Analýza „POD Snapshot“ generuje všechny režimy POD a jejich odpovídající energie (vlastní hodnoty) a distribuce modální energie je zobrazena graficky, když je analýza kompletní. [7]

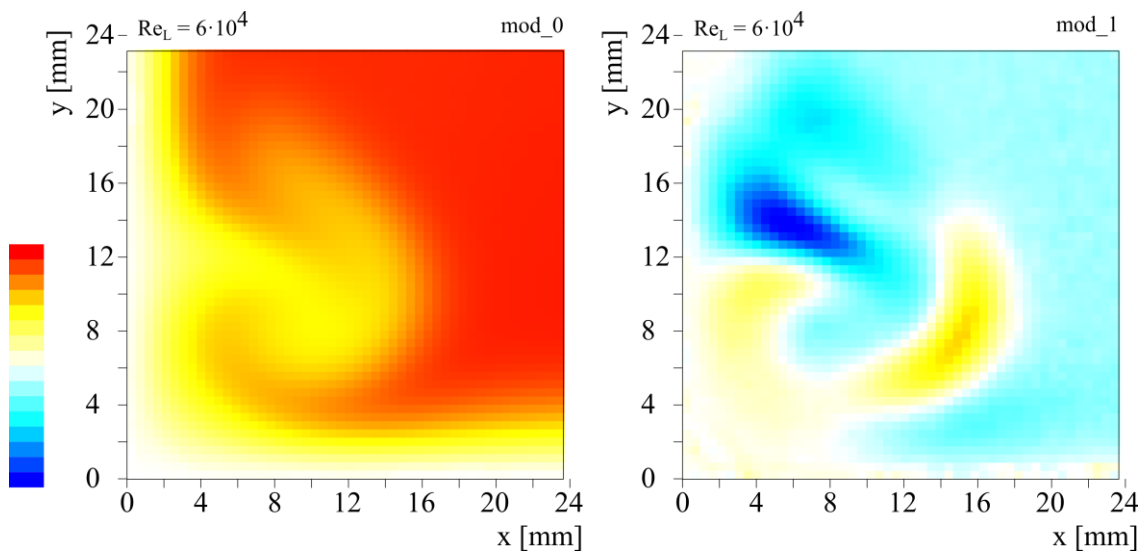
Režimy jsou uspořádány podle odpovídající flukтуаční energie, tedy vyšší energie. To obvykle znamená, že první režimy budou spojeny s velkými objemovými strukturami. Frakce energie může být zobrazena v numerické podobě. [7]

„POD Projection“ umožňuje projekci vypočítaných prostorových režimů nebo rekonstrukci vstupních dat. [7]

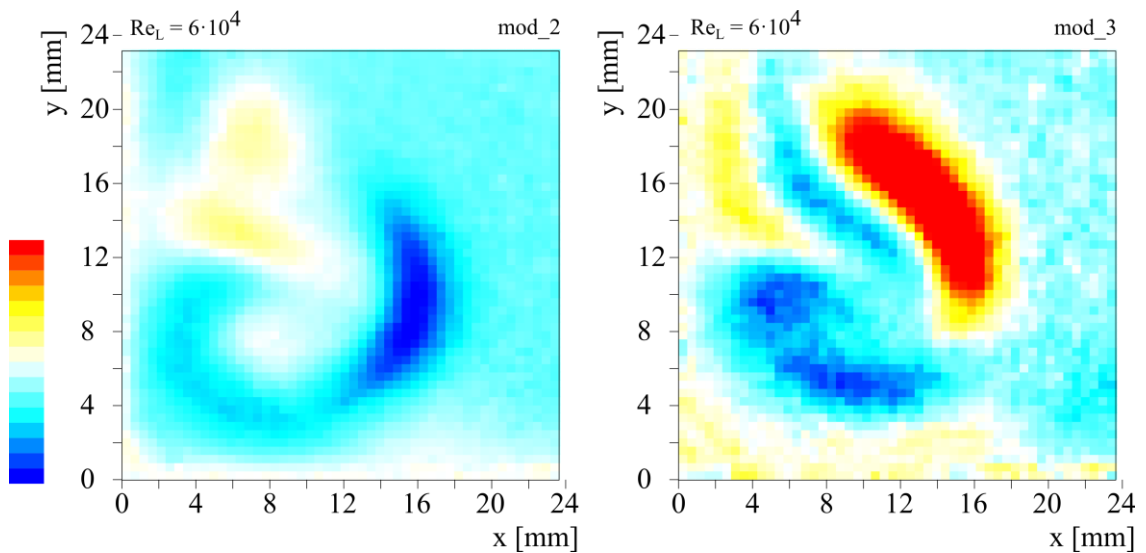


Obrázek 28 Graf popisuje rozložení energie do jednotlivých modů pro jednotlivé nastavení. Je vidět, jak u laminárního proudění křivka padá rychleji z důvodu toho, že největší část energie se zobrazí v modu_0 a v dalších jsou obsaženy už jen malé fluktuace. Naopak u turbulentního proudění se energie rozkládá do modů rovnoměrněji.

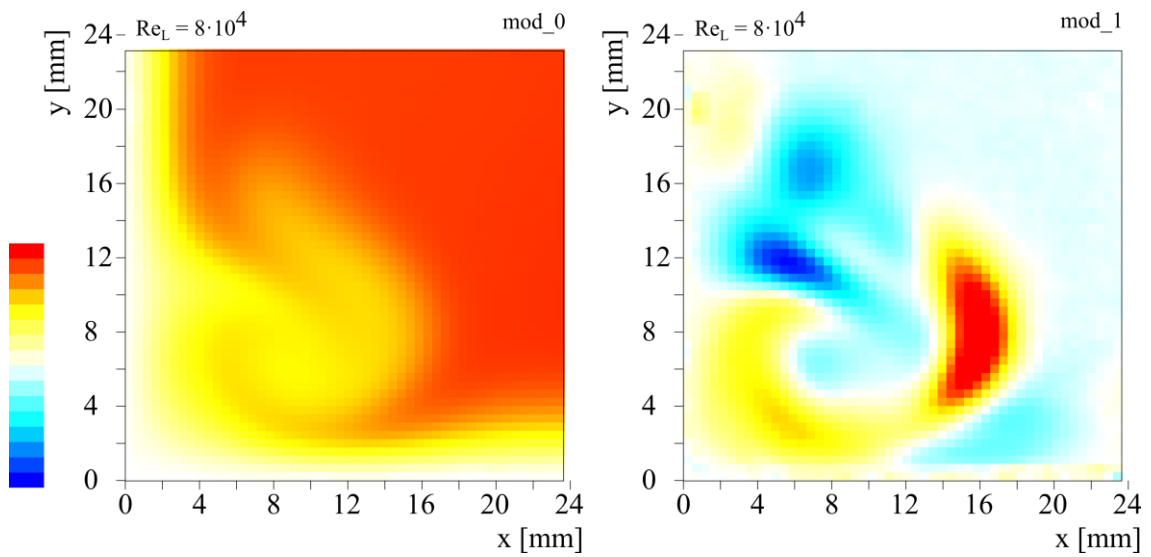
Na následujících obrázcích jsou zobrazeny pouze počáteční mody při rozkladu střední hodnoty rychlosti. Na prvních snímcích je vždy mod_0, na kterém je zobrazena daná rychlost střední hodnoty. Následně jsou ukázány snímky rozdělené dle velikosti z celkové energie, kterou znázorňují.



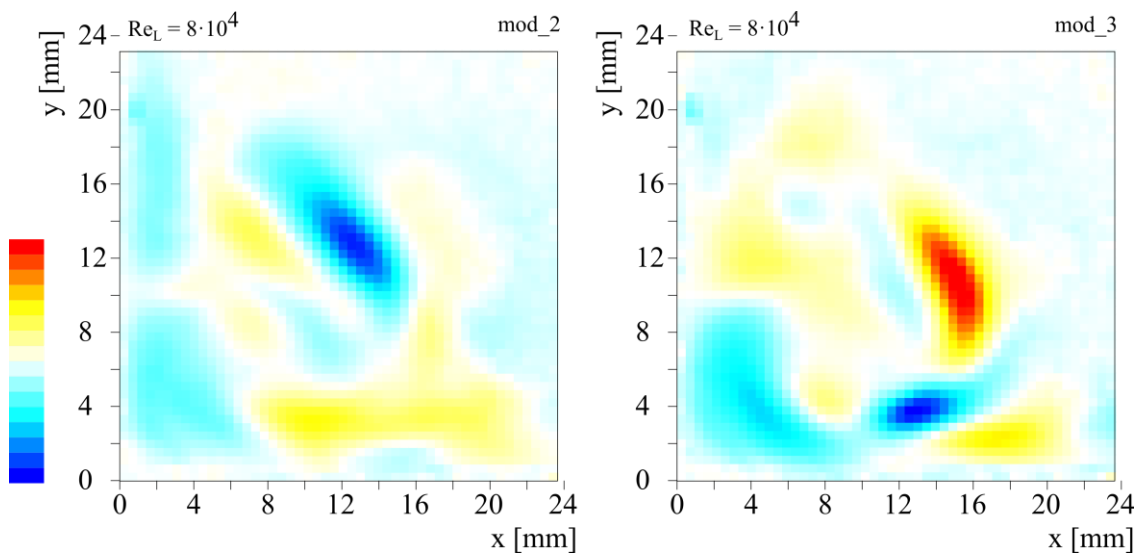
Obrázek 29 POD pro rychlost odpovídající $Re_L = 6 \cdot 10^4$. Na prvním obrázku je průměrná rychlost označen jako mod_0 , na druhém je obraz modu mod_1 s největší energií z tohoto rozkladu.



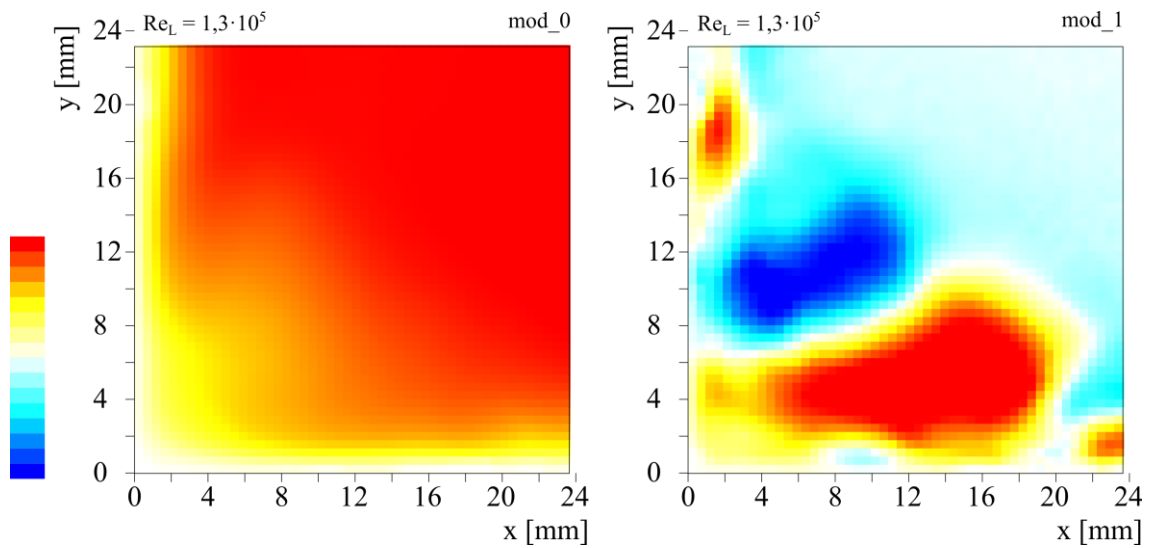
Obrázek 30 POD pro rychlost odpovídající $Re_L = 6 \cdot 10^4$. Na prvním obrázku je mod_2 a na druhém je mod_3 .



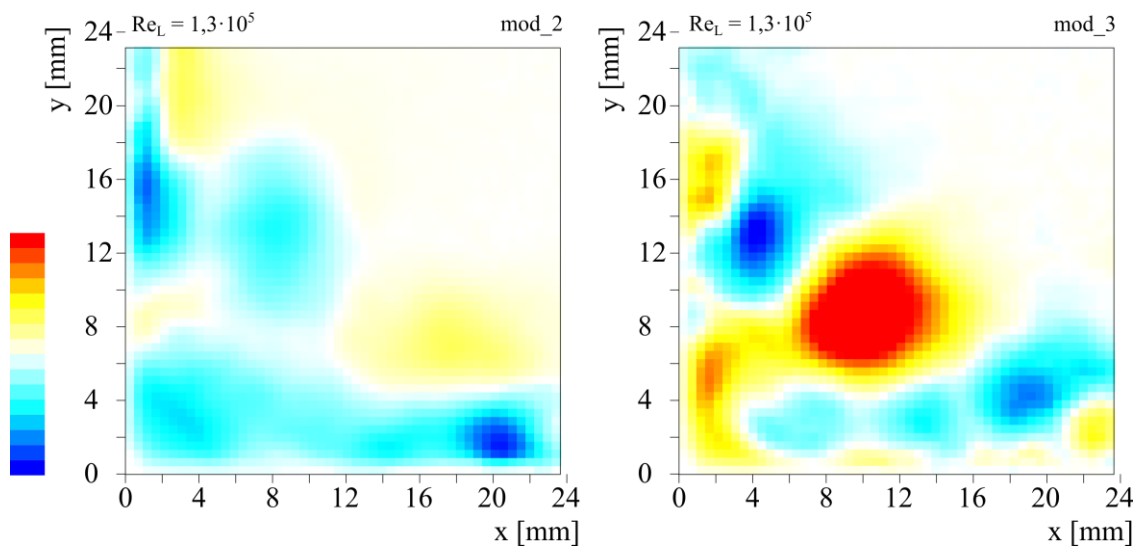
Obrázek 31 POD pro rychlost odpovídající $Re_L = 8 \cdot 10^4$. Na prvním obrázku je průměrná rychlost označen jako mod_0, na druhém je obraz modu_1 s největší energií z tohoto rozkladu.



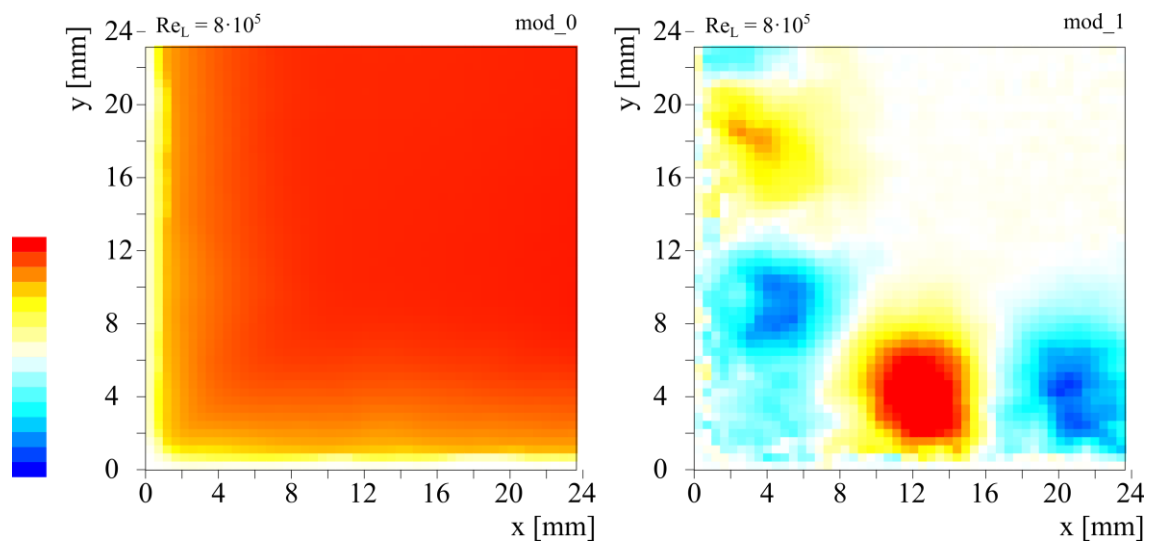
Obrázek 32 POD pro rychlost odpovídající $Re_L = 8 \cdot 10^4$. Na prvním obrázku je mod_2 a na druhém je mod_3.



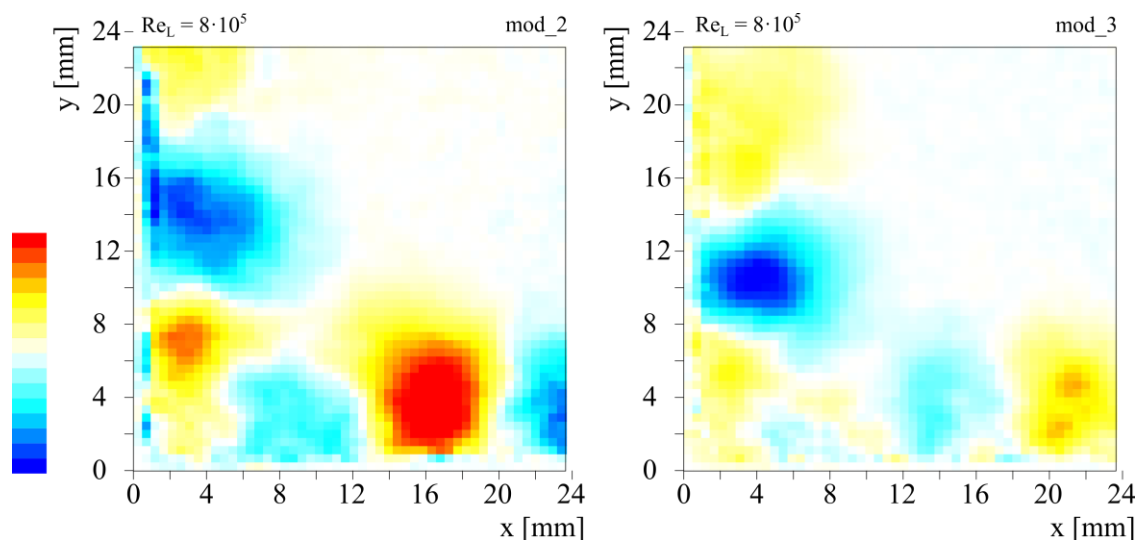
Obrázek 33 POD pro rychlost odpovídající $Re_L = 1,3 \cdot 10^5$. Při další zvýšení rychlosti se začínají jednotlivé víry postupně dostávat do mezní vrstvy kde se po dvojicích skládají vedle sebe.



Obrázek 34 POD pro rychlost odpovídající $Re_L = 1,3 \cdot 10^5$. Na prvním obrázku je **mod_2** a na druhém je **mod_3**.

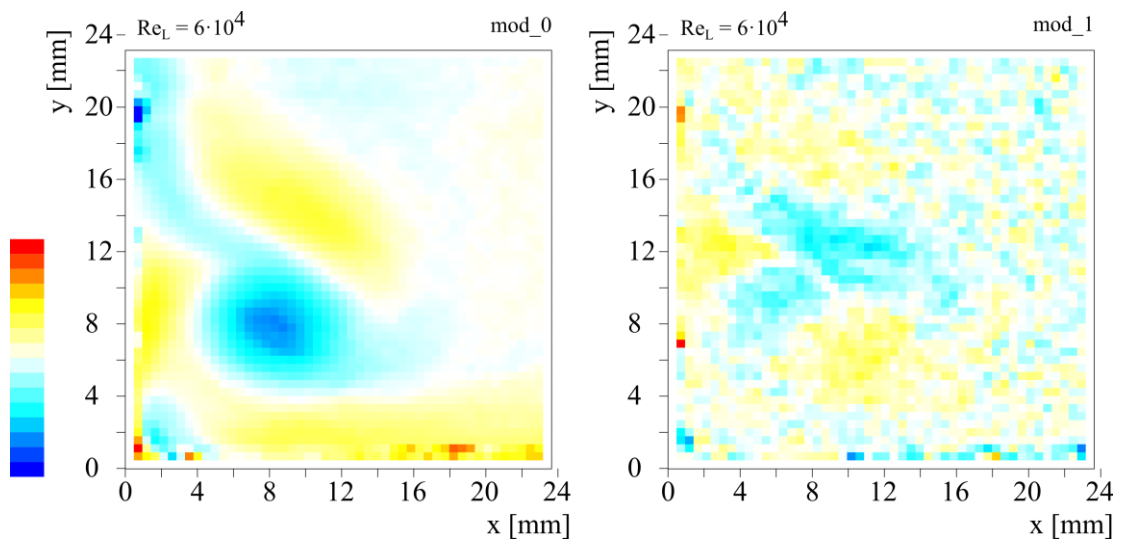


Obrázek 35 POD pro rychlost odpovídající $Re_L = 8 \cdot 10^5$. Při plně vyvinutém proudění jsou již víry v mezní vrstvě a je zcela zřetelná poloha daných vírů, který mezní vrstvu vyplňují. Víry jsou seřazeny do dvojic (modra, červená) a vzájemně se posouvají.

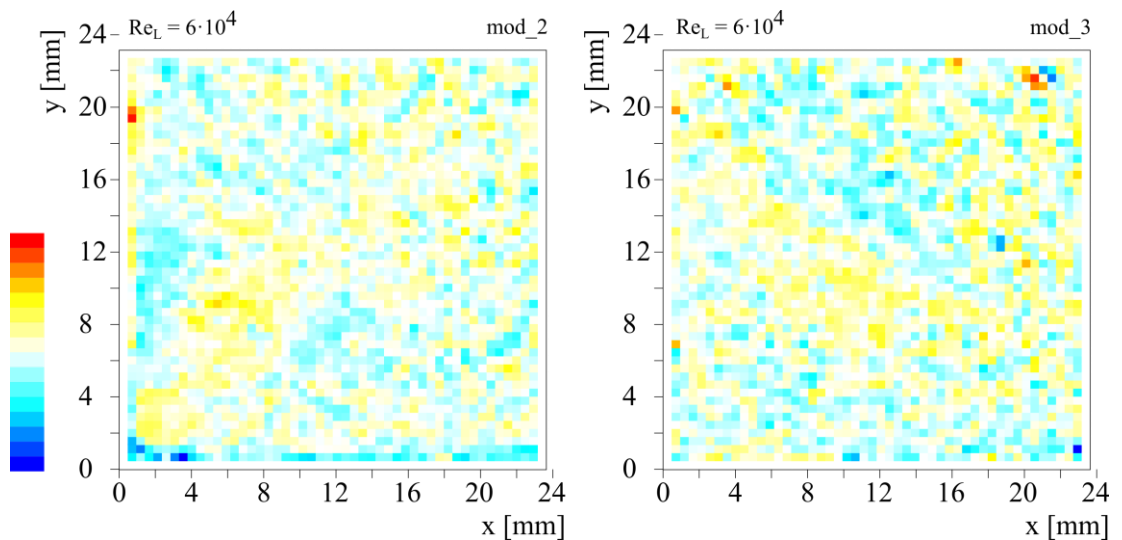


Obrázek 36 POD pro rychlost odpovídající $Re_L = 8 \cdot 10^5$. Na prvním obrázku je mod_2 a na druhém je mod_3.

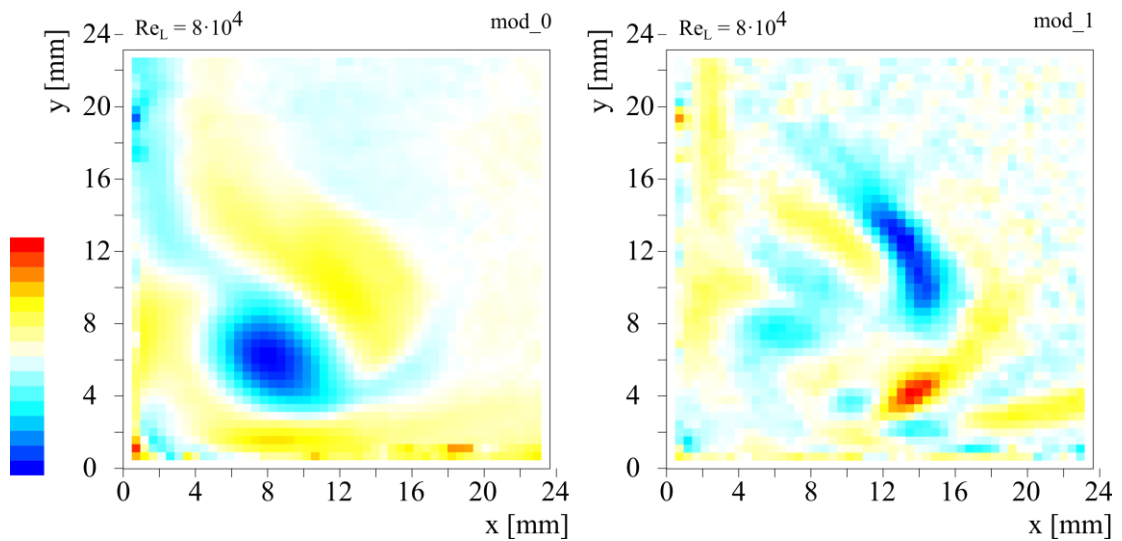
Na předchozích obrázcích je možno sledovat významnost jednotlivých energetických podílů daných vírů. Celková energie turbulence je rozdělena do několika módů, přičemž největší fyzikální váhu má právě jen několik prvních z nich. K vzhledem k tomu, že se jedná o statistickou metodu, tak se zbytková energie projeví v pozdějších modech jako šum metody. Z toho důvodu tomu již není přisuzována velká pozornost, protože interpretace takových výsledků by mohla být zavádějící. Barevná škála je pouze jako kvalitativní měřítko intenzity turbulence a není tedy z těchto snímků možné vyčíst číselnou hodnotu rychlosti daného víru.



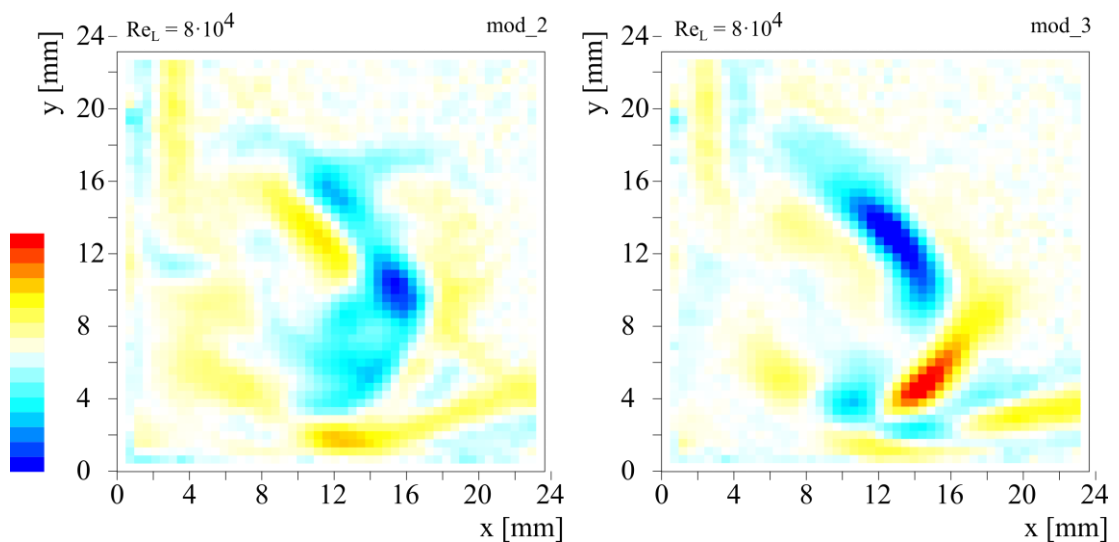
Obrázek 37 POD pro vířivost odpovídající $Re_L = 6 \cdot 10^4$. Na prvním obrázku je mod_0 s největší energií, na druhém je obraz modu_1 s největší energií z tohoto rozkladu.



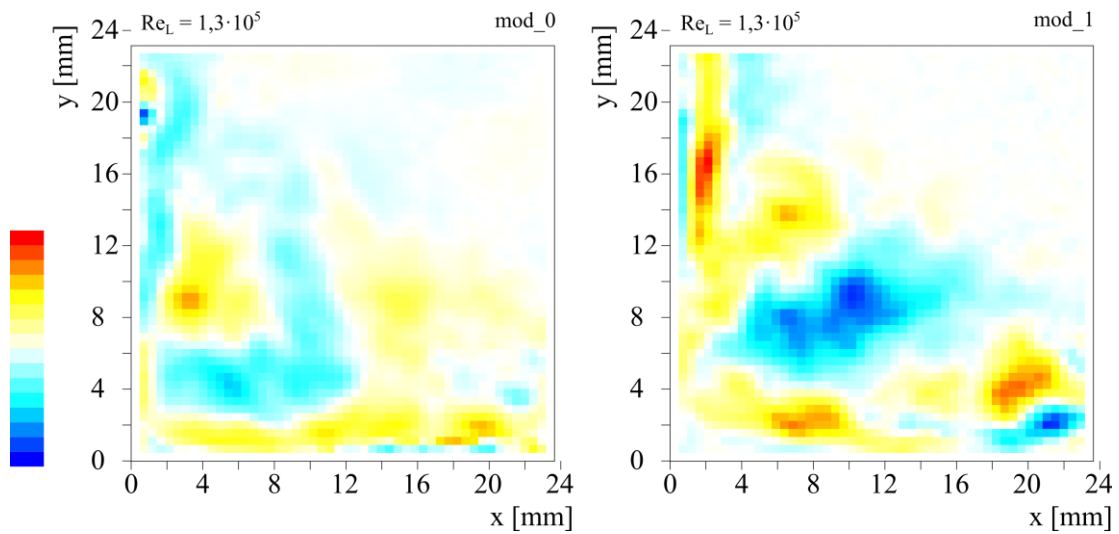
Obrázek 38 POD pro vířivost odpovídající $Re_L = 6 \cdot 10^4$. Na prvním obrázku je mod_2 a na druhém je mod_3.



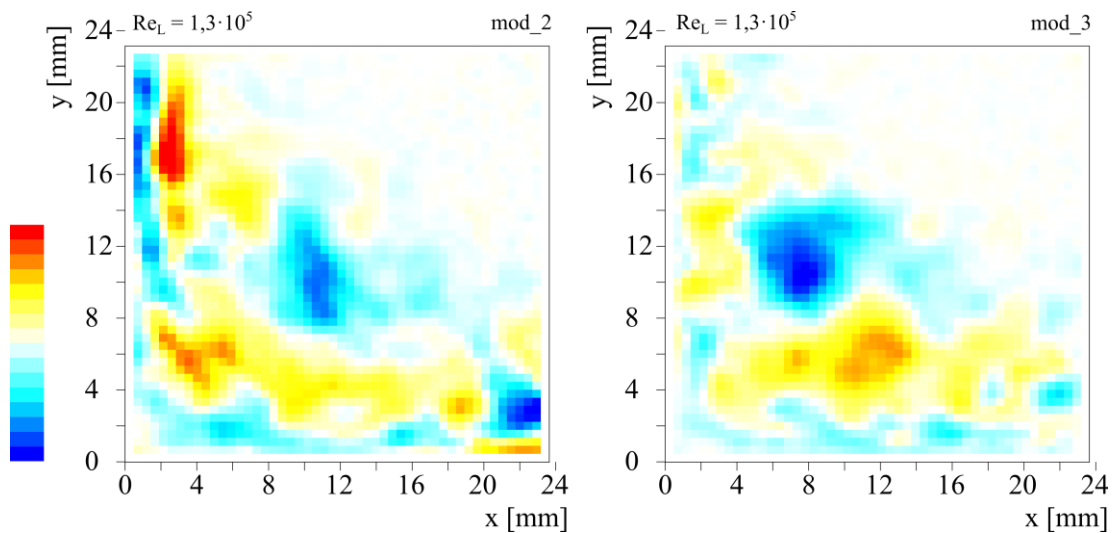
Obrázek 39 POD pro vířivost odpovídající $Re_L = 8 \cdot 10^4$. Na prvním obrázku je mod_0 s největší energií, na druhém je obraz modu_1 s největší energií z tohoto rozkladu.



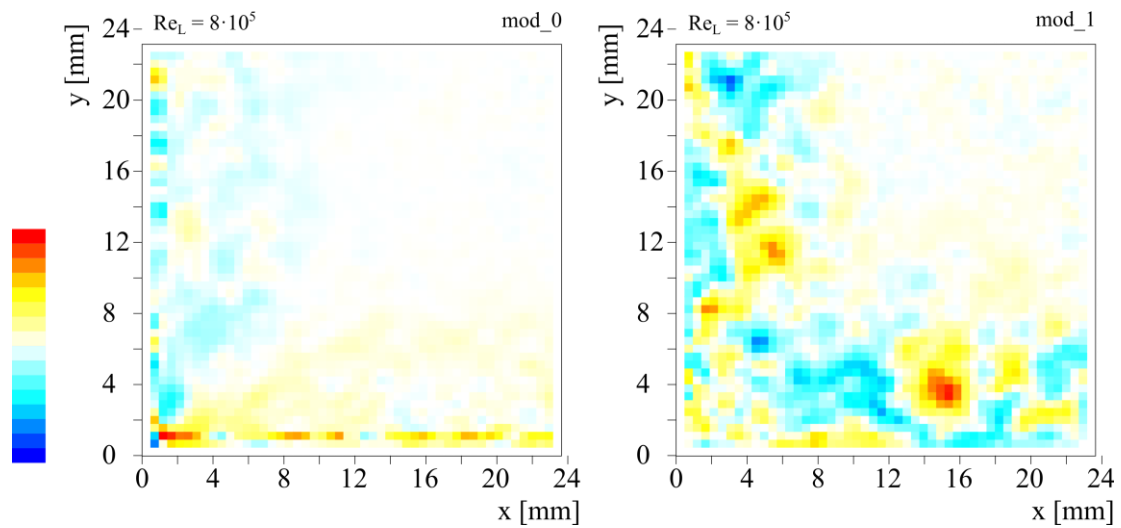
Obrázek 40 POD pro vířivost odpovídající $Re_L = 8 \cdot 10^4$. Na prvním obrázku je mod_2 a na druhém je mod_3.



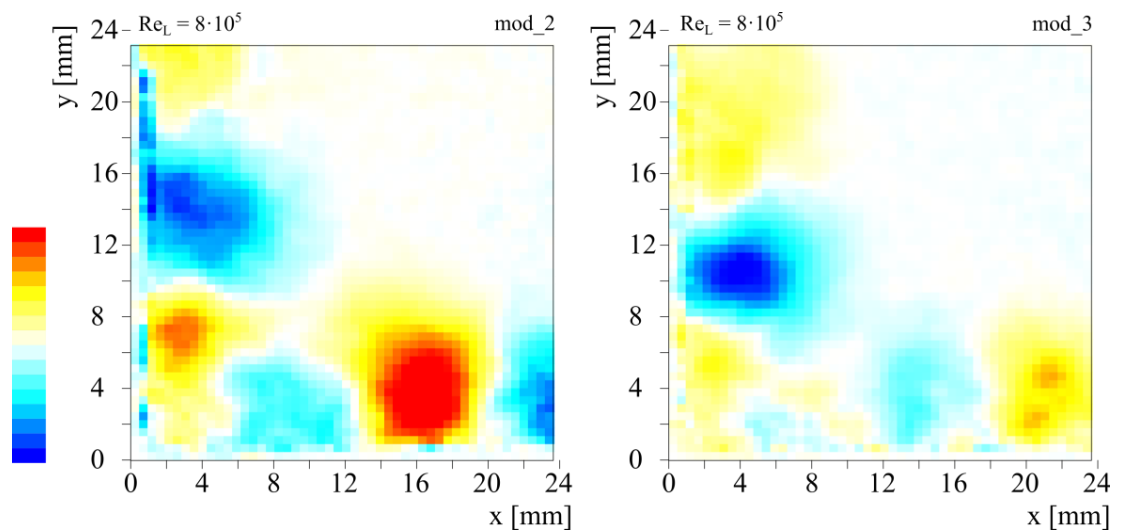
Obrázek 41 POD pro vířivost odpovídající $Re_L = 1,3 \cdot 10^5$. Na prvním obrázku je **mod_0** s největší energií, na druhém je obraz **modu_1** s největší energií z tohoto rozkladu.



Obrázek 42 POD pro vířivost odpovídající $Re_L = 1,3 \cdot 10^5$. Na prvním obrázku je **mod_2** a na druhém je **mod_3**.



Obrázek 43 POD pro vířivost odpovídající $Re_L = 8 \cdot 10^5$. Na prvním obrázku je **mod_0** s největší energií, na druhém je obraz **modu_1** s největší energií z tohoto rozkladu.



Obrázek 44 POD pro vířivost odpovídající $Re_L = 8 \cdot 10^5$. Na prvním obrázku je **mod_2** a na druhém je **mod_3**.

Závěr

Úkolem diplomové práce bylo seznámení a praktické použití Stereo PIV metody s následným vyhodnocením naměřených výsledků.

Experiment byl zaměřen na proměření a kalibraci větrného tunelu v závislosti na nastavení otáček ventilátoru, které se provádělo pomocí ovládacího panelu. Při vyhodnocování naměřených dat bylo cílem zjistit dosažitelnou rychlost větrného tunelu a zjistit rozložení proudění v průřezu tunelu při zadaném nastavení otáček ventilátoru.

Bylo využito Mono PIV metody za účelem základního proměření maximální rychlosti a posléze měření rychlostního pole s metodou Stereo PIV. Pro vyhodnocení výsledků byl použit software DynamicStudio, ve kterém se analyzoval přechod proudění z laminárního do turbulentního. Dále bylo sledováno sekundární proudění druhého řádu, které bylo možné detekovat v blízkosti stěny čtvercového průřezu kanálu.

Studována byla také turbulentní kinetická energie, její prostorové rozložení a závislost na velikosti fluktuací, které k ní přispívají. A na závěr byla provedena vlastní ortogonální dekompozice (POD) naměřených vektorových polí rychlosti, která odhaluje skryté struktury i ve velmi náhodném a turbulentním proudění.

Zdroje

- [1] KOPECKÝ, Václav. *Laserová anemometrie v mechanice tekutin*. Tribun EU, 2008, 205s., ISBN: 978-807399-357-3 (bro.)
- [2] RAFFEL, Markus, WILLERT, E. Christian, WERELEY, T. Steve, KOMPENHANS, Jürgen. *Particle Image Velocimetry*. Third Edition, Springer International Publishing AG, 2018, ISBN 978-3-319-68851-0
- [3] DANTEC DYNAMICS. *DynamicStudio User's Guide*.
- [4] COLLINS, LR, KESWANI, A. *Reynolds number scaling of particle clustering in turbulent aerosols*. New Journal of Physics, 2004.
Dostupné z: [10.1088/1367-2630/6/1/119](https://doi.org/10.1088/1367-2630/6/1/119)
- [5] LAIDLER, Keith J., MEISER, John H. *Physical Chemistry*. Benjamin/Cummings. p.833. ISBN 0-8053-5682-7
- [6] SCHLICHTING, Hermann, et al. *Boudary-layer theory*. Vol. 7. New York: McGraw-hill, 1960
- [7] DANTEC DYNAMICS. *Spatio-Temporal TR-PIV Data Analysis Theory & User's Guide*. 2013.
- [8] H. Fujita, H. Yokosawa and M. Hirota, *Secondary flow of the second kind in rectangular ducts with one rough wall*. Experimental Thermal and Fluid Science **2**:72-80 (1989)
- [9] V. Uruba, O. Hladík and P. Jonáš. "Dynamics of secondary vortices in turbulent channel flow". Journal of Physics: Conference Series 318 (6), 062021 (2011)
- [10] A. Bottaro, H. Soueid and B. Galletti. *Formation of secondary vortices in turbulent square-duct flow*. AIAA Journal 44 (4), 803-811 (2006)
- [11] G. Ilieva. *A deep insight to secondary flows*. Defect and Diffusion Forum **379**: 83-107 (2017)
- [12] C. Tropea, A. L. Yarin, and J. F. Foss. *Springer handbook of experimental fluid mechanics*. Springer (2007)
- [13] D. Duda and V. Uruba. *PIV of air flow over a step and discussion of fluctuation decompositions*. AIP Conference proceedings **2000**, 020005 (2018)
- [14] V. Uruba. *Turbulence*. ČVUT v Praze, Fakulta strojní. druhé vydání. 2014
- [15] Carlo F. Barenghi, Ladislav Skrbek, and Katepalli R. Sreenivasan. *Introduction to quantum turbulence*, PNAS March 25, 2014 111 (Supplement 1) 4647-4652 (2014)

Seznam obrázků

Obrázek 1	Uspořádní konveční metody PIV s jednou kamerou	13
Obrázek 2	Schéma konstrukce Nd:YAG laseru	16
Obrázek 3	Korelace	17
Obrázek 4	Odchylky průměrného posunutí částic podle hustoty sycení	17
Obrázek 5	Kalibrační terč o rozměrech 24x24mm.....	19
Obrázek 6	Ilustrativní pohled na soustavu zařízení.....	20
Obrázek 7	Konfigurace kamer a laseru.....	21
Obrázek 8	Interrogation areas.....	22
Obrázek 9	Mono PIV a Stereo PIV – měřené oblasti.	24
Obrázek 10	Průběh rychlosti v závislosti na nastavení tunelu (Mono PIV)	25
Obrázek 11	Průběh rychlostí u Mono PIV a Stereo PIV a odchylku rychlostí.....	26
Obrázek 12	Závislost měření mezi Stereo a Mono metodou a odchylku.	26
Obrázek 13	Průměrná rychlost při $Re_L = 8 \cdot 10^4$ s vektory rychlosti.....	27
Obrázek 14	Rozložení okamžité a průměrné rychlosti při $Re_L = 6 \cdot 10^4$	28
Obrázek 15	Rozložení vířivosti proudu při $Re_L = 6 \cdot 10^4$	28
Obrázek 16	Rozložení okamžité a průměrná rychlost při $Re_L = 8 \cdot 10^4$	29
Obrázek 17	Rozložení vířivosti proudu odpovídající $Re_L = 8 \cdot 10^4$	29
Obrázek 18	Vlastnosti velkého laminárního	30
Obrázek 19	Rozložení okamžité a průměrné rychlosti při $Re_L = 13 \cdot 10^5$	30
Obrázek 20	Rozložení vířivosti proudu při $Re_L = 1,3 \cdot 10^5$	31
Obrázek 21	Rozložení okamžité a průměrná rychlost při $Re_L = 8 \cdot 10^5$	31
Obrázek 22	Rozložení vířivosti proudu při $Re_L = 8 \cdot 10^5$	32
Obrázek 23	Profil mezní vrstvy..	32
Obrázek 24	Tloušťky mezní vrstvy	35
Obrázek 25	Turbulentní kinetická energie	36
Obrázek 26	Normovaná TKE a Intenzita turbulence.....	37
Obrázek 27	TKE dle měřítka.....	38
Obrázek 28	Rozložení energie do jednotlivých modů.....	41
Obrázek 29 a 30	POD pro rychlost $Re_L = 6 \cdot 10^4$	42
Obrázek 31 a 32	POD pro rychlost $Re_L = 8 \cdot 10^4$	43
Obrázek 33 a 34	POD pro rychlost $Re_L = 1,3 \cdot 10^5$	44

Obrázek 35 a 36 POD pro rychlost $Re_L = 8 \cdot 10^5$	45
Obrázek 37 a 38 POD pro vířivost $Re_L = 6 \cdot 10^4$	46
Obrázek 39 a 40 POD pro vířivost $Re_L = 8 \cdot 10^4$	47
Obrázek 41 a 42 POD pro vířivost $Re_L = 1,3 \cdot 10^5$	48
Obrázek 43 a 44 POD pro vířivost $Re_L = 8 \cdot 10^5$	49