

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta strojní
Ústav techniky prostředí

Disertační práce

NUMERICKÉ MODELOVÁNÍ TURBULENTNÍHO PROUDĚNÍ VE VĚTRANÉ MÍSTNOSTI

Ing. Martin Barták

Studijní obor:
Technika prostředí

Školitel:
prof. Ing. Karel Hemzal, CSc.

Školitel specialista:
prof. dr. ir. Jan Hensen

Praha, 2007

Souhrn

Počítačová mechanika tekutin (CFD) je považována za užitečný nástroj pro predikci proudění vzduchu ve větraných a klimatizovaných místnostech. Nejčastější přístup v matematickém modelování proudění vzduchu v interiéru budov spočívá v použití Reynoldsova průměrování Navierových-Stokesových rovnic spolu s dvourovnicovým $k-\varepsilon$ modelem turbulence. Nevýhody tohoto standardního modelu jsou známé a souvisí s jeho chováním v mezních vrstvách u stěn, kde je nutné proudění popsat stěnovými funkcemi.

Práce je zaměřena na použití dvou alternativních modelů turbulence, založených na skalární vírové viskozitě, ve větrání místností. Wilcoxův $k-\omega$ a Menterův SST model umožňuje výpočet proudění přes celou mezní vrstvu až ke stěně bez použití stěnových funkcí. Zároveň jsou oba modely přizpůsobeny pro výpočet proudění v oblasti s volným smykem.

Práce je založena na numerickém modelování a simulacích v CFD softwaru Fluent. Modely turbulence byly nejdříve otestovány na izotermických případech dvourozměrného turbulentního proudění – plochého stěnového proudu a osově symetrického volného proudu, pro které jsou v literatuře dostupné experimentální výsledky jiných autorů. Porovnání výsledků simulací volného a stěnového proudu s experimentálními údaji je provedeno z ohledem na zaměření práce na větrání místností. Proto jsou hodnoceny následující parametry:

- dosah proudu, resp. pokles maximální rychlosti proudu;
- zvětšování šířky proudu;
- rychlostní profily v hlavní oblasti proudu a jejich vzájemná podobnost;
- u stěnového proudu průběh součinitele tření na obtékané stěně.

Na základě poznatků z literatury byl odvozen postup pro odhad výšky buněk numerické sítě u stěny, který může být využit jak pro úplnou integraci přes mezní vrstvu, tak pro modely využívající stěnové funkce. Navržený postup byl ověřen na numerickém řešení plochého turbulentního stěnového proudu.

Byla zpracována simulace trojrozměrného izotermického zatopeného proudu v omezeném prostoru, jejíž výstupy byly porovnány s vlastním měřením v laboratorní modelové místnosti. Numericky byla předpovězena a experimentálně prokázána nestabilita a kmitání zatopeného proudu vzduchu v prostoru omezeném stěnami.

Summary

Computational fluid dynamics (CFD) has been adopted as a useful tool for predicting air flow in ventilated and air-conditioned rooms. The most frequent computer-based approach to modelling of indoor air flow is Reynolds averaging of the Navier-Stokes equations used together with the two-equation $k-\varepsilon$ model of turbulence. The known shortcomings of this standard model are associated with its behaviour in wall boundary layers, where the flow has to be described by wall functions.

The thesis deals with the application of two alternative eddy-viscosity models in ventilated rooms. The Wilcox's $k-\omega$ and Menter's SST models allow a full integration of transport equations through the boundary layer down to the wall without using wall functions. At the same time the two models are adjusted for the calculation of free shear flows.

The thesis is based on numerical modelling and simulation in the CFD software Fluent. At first step the turbulence models were tested on isothermal two-dimensional turbulent types of flow – a plane wall jet and an axisymmetric free jet, which are very well documented in literature. The comparison of numerical simulations with published experiments was elaborated with respect to the thesis subject area, i.e. ventilation of rooms. Therefore the following parameters were evaluated:

- jet throw or jet maximum velocity decay;
- jet spread rate;
- velocity profiles in the developed region of jet;
- skin friction coefficient for wall jet.

Based on the theory and experimental data published by other authors a method was derived to estimate the size of the first numerical grid cell in the near-wall region. This method is applicable for models with full integration through boundary layers as well as with wall functions. The procedure was tested in a numerical simulation of plane turbulent wall jet.

A three-dimensional simulation of an isothermal submerged jet in a confined space was performed and the results were compared with the measurements of air flow in a full-scale model room. The numerical simulations predicted the instability and oscillations of the jet, which was proved by the laboratory experiment.

Poděkování

Děkuji všem svým učitelům a kolegům, kteří přispěli radou nebo pomocí k řešení mé disertační práce. Jsem také velmi vděčný za trpělivost a toleranci, se kterou jsem se během své poněkud dlouhé cesty za disertací setkal doma i na pracovišti.

Martin Barták

Obsah

Souhrn	i
Summary	ii
Poděkování	iii
Obsah	iv
Přehled značení	v
1. Úvod	1
2. Poznatky z literatury	3
2.1 CFD simulace turbulentního proudění ve větraných místnostech	3
2.2 Wilcoxův a Menterův model turbulence	4
2.2.1 Reynoldsovy rovnice a dvourovnicové modely turbulence	4
2.2.2 Wilcoxův $k-\omega$ model turbulence	6
2.2.3 Menterův SST model turbulence	6
2.3 Kruhový izotermický volný proud	8
2.3.1 Charakteristiky turbulentního volného proudu	9
2.4 Plochý izotermický stěnový proud	12
2.4.1 Charakteristiky turbulentního stěnového proudu	13
3. Použité metody	16
3.1 CFD simulace	16
3.1.1 Použitý software	16
3.1.2 Sledování konvergence numerického řešení	16
3.1.3 Okrajové podmínky	17
3.1.4 Odhad výšky první buňky u stěny pro rovinný stěnový proud	18
3.2 Validace experimentálními daty jiných autorů	21
3.3 Měření rychlostního pole v modelové místnosti	21
3.3.1 Popis použitých termoanemometrů	21
3.3.2 Vyhodnocení střední rychlosti a intenzity turbulence	24
3.3.3 Kalibrace termoanemometrů	24
4. Výsledky a diskuse	25
4.1 Simulace kruhového izotermického zatopeného proudu	25
4.1.1 Popis úlohy	25
4.1.2 Simulace s Wilcoxovým modelem turbulence (WKO)	27
4.1.3 Simulace s Menterovým modelem turbulence (SST)	34
4.2 Simulace plochého izotermického stěnového proudu	42
4.2.1 Popis úlohy	42
4.2.2 Simulace s Wilcoxovým modelem turbulence (WKO)	44
4.2.3 Simulace s Menterovým modelem turbulence (SST)	52
4.3 Měření a simulace zatopeného proudu v modelové místnosti	59
4.3.1 Popis modelové místnosti a vzduchotechnického zařízení	59
4.3.2 Okrajové podmínky experimentu	60
4.3.3 Měření zatopeného proudu v modelové místnosti	62
4.3.4 Simulace zatopeného proudu v modelové místnosti	63
5. Závěr	71
Literatura	73

Přehled označení

b	[m]	rozměr přívodního otvoru (šířka štěrbin)
c_f	[-]	součinitel tření na stěně
d	[m]	rozměr přívodního otvoru (průměr)
k	[m ² ·s ⁻²]	specifická kinetická energie turbulence
I_T	[-]	intenzita turbulence
ℓ_T	[m]	délkové měřítko turbulence
K	[-]	konstanta výusti
Re	[-]	Reynoldsovo číslo
S_{ij}	[s ⁻¹]	tenzor rychlosti deformace
t	[s]	čas
\mathbf{U}	[m·s ⁻¹]	vektor okamžité rychlosti
U	[m·s ⁻¹]	velikost okamžité rychlosti
u	[m·s ⁻¹]	velikost střední rychlosti
u'	[m·s ⁻¹]	velikost fluktuace rychlosti
u_τ	[m·s ⁻¹]	třecí rychlost; $u_\tau \equiv (\tau_w/\rho)^{0,5}$
x	[m]	souřadnice
x_p	[m]	souřadnice virtuálního počátku proudu
y	[m]	souřadnice
$y_{0,5}$	[m]	souřadnice, v níž je rychlost rovna polovině maximální hodnoty
y_m	[m]	vzdálenost, v níž dosahuje rychlost maximální hodnoty
y^+	[-]	bezrozměrná odlehlost od stěny; $y^+ \equiv y u_\tau / \nu$
z	[m]	souřadnice
δ_{ij}	[-]	Kroneckerovo delta; $\delta_{ij} = 1$ pro $i = j$, $\delta_{ij} = 0$ pro $i \neq j$
ε	[m ² ·s ⁻³]	rychlost disipace kinetické energie turbulence
η	[-]	poměrná souřadnice; $\eta = y/y_{0,5}$
μ	[Pa·s]	dynamická viskozita
μ_T	[Pa·s]	turbulentní dynamická viskozita
ν	[m ² ·s ⁻¹]	kinematická viskozita
ν_T	[m ² ·s ⁻¹]	turbulentní kinematická viskozita
ρ	[kg·m ⁻³]	hustota
τ	[Pa]	smykové napětí
$\varphi_{0,5}$	[Pa]	úhel rozšiřování proudu vztažený k souřadnici $y_{0,5}$
Ω_{ij}	[s ⁻¹]	tenzor rychlosti rotace
ω	[s ⁻¹]	specifická rychlost disipace kinetické energie turbulence

Indexy

i, j, k	složky vektoru nebo tenzoru
x, y, z	složky vektoru nebo tenzoru
m	maximální hodnota
o	hodnota v přívodním otvoru
w	hodnota na stěně

1. Úvod

Počítačová mechanika tekutin (CFD z angl. computational fluid dynamics), slouží k detailní simulaci fyzikálních dějů, které probíhají v proudících tekutinách. Její podstatou je přibližné numerické řešení parciálních diferenciálních rovnic popisujících proudění. Metoda CFD je v současnosti nejvýkonnějším, ale z hlediska erudice uživatele a potřeby vstupních informací také nejsložitějším nástrojem pro numerickou analýzu proudění a souvisejících procesů v tekutinách. Přes svoji náročnost se CFD stává součástí inženýrské praxe, tj. navrhování, dimenzování a optimalizace technických zařízení.

Ve vzduchotechnice a technice vnitřního prostředí se začala metoda CFD uplatňovat s přibližně deseti- až patnáctiletým zpožděním oproti jiným oborům, tzn. v polovině 70. let minulého století. Postupy, které jsou běžně použitelné pro některé druhy proudění (např. obtékání těles, průtok kanály), se ukázaly jako nevyhovující při řešení řady případů, se kterými se v oboru větrání běžně setkáváme. Některé problémy spojené s prouděním vzduchu uvnitř budov se přitom vyznačují takovou různorodostí a složitostí, že jejich numerická řešení stále zůstávají spíše předmětem výzkumu a vývoje než záležitostí rutinních inženýrských postupů.

Zároveň však ze strany praxe sílí zájem o detailní simulace vnitřního prostředí budov. Je to způsobeno rozvojem stavebních technologií v souladu se zásadami tzv. udržitelného rozvoje, zvýšenými požadavky na úspory energií, ale také snahou zajistit zdraví a tepelnou pohodu osob s velmi pragmatickým cílem – dosáhnout vysoké produktivity práce. Jednoduše definovaný úkol „dosáhnout co nejlepšího vnitřního prostředí při nejnižších možných nákladech“ je často nutné řešit jinými než standardními metodami navrhování a dimenzování. Architekti a projektanti vytápění, větrání a klimatizace pak hledají cesty, jak alespoň částečně prověřit funkčnost svých návrhů, odstranit nebo potvrdit určité nejistoty, nalézt kritická místa řešení atd. V takových případech, kdy je budova a její technický systém teprve ve stádiu projektu, jiná cesta než počítačová simulace neexistuje.

Obtížnost numerické simulace proudění ve větraných místnostech vyplývá z velkého rozsahu rychlostí proudů, které se současně vyskytují v jednom prostoru, dále z vysokých hodnot intenzity turbulence, geometrické složitosti a neustálených okrajových podmínek.

Zatímco v pásmu pobytu osob omezují hygienické předpisy maximální rychlosti proudění do 0,2 až 0,3 m/s, v příváděcích otvorech a výústích mohou být rychlosti pět- až desetkrát (extrémně i stokrát) vyšší. Primární proudy se odrážejí od stěn, zanikají nebo jsou ovlivňovány jinými proudy cirkulačními, příčnými nebo protiběžnými. Proudění v místnosti také často vzniká samovolně přirozenou konvekcí. Intenzity turbulence se ve větraných prostorech běžně pohybují v rozmezí 10 až 40 %, avšak výjimečné nejsou ani hodnoty přesahující 100 %.

Geometrická složitost spočívá především v rozsahu měřítek. Zatímco rozměry místností se pohybují řádově v metrech (někdy desítkách metrů), o tom, jak se bude vyvíjet proudění v místnosti, může rozhodnout detail o velikosti několika centimetrů.

V neposlední řadě situaci komplikuje to, že se ve vnitřním prostředí budov prakticky nesetkáme s ustáleným stavem, protože zde průběžně působí kolísání venkovních

podmínek (počasí) a změny vlastního provozu budovy i jejího vytápěcího či klimatizačního systému.

Pro modelování turbulence ve vnitřním prostředí budov převážně slouží dvourovnicové modely, uvažující izotropickou turbulenci. Zdaleka nejpoužívanějším je tzv. $k-\varepsilon$ model turbulence, případně jeho varianty. Jiné dvourovnicové modely se využívají zatím zřídka, přestože jsou známy jejich důležité výhody proti modelu $k-\varepsilon$. Předložená práce je krokem v systematické studii použitelnosti alternativních dvourovnicových modelů turbulence – konkrétně *Wilcoxova $k-\omega$ modelu* a *Menterova SST modelu* – na vybrané případy proudění ve větraných místnostech.

Hlavním cílem dizertační práce je ověřit použitelnost Wilcoxova a Menterova modelu turbulence pro simulaci izotermického proudění ve větraných místnostech. Tento hlavní cíl je možné rozdělit do následujících kroků:

- zhodnotit výhody a nevýhody použití dvou alternativních modelů turbulence ve větrání;
- podrobně ověřit alternativní modely na základních případech proudění, které se vyskytují ve větrané místnosti – zatopeném a stěnovém proudě;
- doporučit zásady pro tvorbu numerické sítě při použití alternativních modelů turbulence;
- ukázat aplikaci těchto zásad na modelovém případě izotermického proudění v omezeném prostoru.

Z hlediska použitých metod je práce založena na numerickém modelování a simulacích v komerčním výpočtovém softwaru Fluent. Validace výsledků simulací je provedena jejich porovnáním s fyzikálními experimenty jiných autorů a s vlastním měřením v modelové místnosti laboratoře Ústavu techniky prostředí. Provedený experiment spočívá ve vyhodnocení velikosti středních rychlostí všesměrovými anemometry se žhaveným tělískem v turbulentním proudění vyvolaném zatopeným proudem vzduchu v omezeném prostoru.

Kapitola 2 je věnována současnému stavu problematiky a poznatkům získaným z literatury. Obsahuje stručnou charakteristiku nejčastějších přístupů k modelování turbulence ve větrání a popis modelů turbulence použitých v této práci, včetně zdůvodnění jejich volby. Dále jsou zde uvedeny aktuální informace o dvou základních případech izotermického proudění ve větrané místnosti, kterými jsou *volný osově symetrický* a *stěnový proud*.

Kapitola 3 je zaměřena na volbu a popis metod v simulačních výpočtech, při jejich validaci a při měření v testovací místnosti. Obsahuje rovněž vlastní řešení odhadu potřebné hustoty numerické sítě u stěny obtékané proudem vzduchu.

Kapitola 4 ukazuje výsledky 2D simulací zatopeného a stěnového proudění a porovnává je s experimentálními údaji získanými z literatury. Tyto základní případy jsou použity jako referenční testy pro srovnání Wilcoxova a Menterova modelu turbulence. Zároveň je na základě získaných výsledků proveden odhad nároků na hustotu numerické sítě uvnitř větraného prostoru a v blízkosti jeho stěn. Takto odvozené zásady pro tvorbu numerické sítě jsou uplatněny na *3D simulaci izotermického stísněného proudění* přiváděného do modelové místnosti. Pro tento případ jsou zároveň prezentovány výsledky laboratorního měření.

2. Poznatky z literatury

2.1 CFD simulace proudění ve větraných místnostech

Základním účelem počítačové mechaniky tekutin (CFD) je numerické řešení Navierových-Stokesových pohybových rovnic (NSR), které spolu s rovnicí kontinuity platí i pro okamžité hodnoty veličin při turbulentním proudění a jsou považovány za „přesný popis turbulence“ (Bradshaw, 1999). Nejpoužívanější metoda výpočtu turbulentního proudění v inženýrských aplikacích je založena na Reynoldsově rozkladu a průměrování, kterým aproximujeme výše uvedený (přesný) popis. Označuje se zkratkou RANS (z angl. Reynolds averaged Navier-Stokes equations). V důsledku nelinearity NSR vznikají v systému RANS nové neznámé členy, tzv. Reynoldsova napětí, která je nutno modelovat. Tato metoda tedy aproximuje transportní jevy v celém spektru turbulentních pohybů ještě před samotným numerickým řešením. Její výhodou je relativní jednoduchost a rychlost zpracování, poskytuje výsledky v podobě středních parametrů proudění, které jsou relevantní pro technickou praxi.

Přesnější aproximaci NSR představuje metoda LES (z angl. large eddy simulation), která modeluje pouze pohyby malých měřítek, zatímco „velké víry“ počítá přímo. Její základní myšlenkou je, že pro turbulentní transport hmoty, hybnosti a tepla jsou nejvýznamnější pohyby velkých měřítek, takže jejich aproximací (jako v RANS) bychom přišli o nejdůležitější informace. Tento přístup je samozřejmě mnohem náročnější na výkon počítače a jeho paměť než metoda RANS. Výstupy LES mají formu okamžitých hodnot, takže kromě nároků na samotný výpočet je zde problém se zpracováním velkých objemů dat. V technice prostředí je metoda LES zatím používána převážně pro výzkumné účely, především se uplatňuje ve vnější aerodynamice budov (viz např. Chen a Zhai, 2004).

Úplně přímé numerické řešení (DNS z angl. direct numerical simulation) NSR je sice možné, ale jen pro relativně jednoduché případy proudění (např. rovinný průtok kapaliny kanálem), protože tato metoda vyžaduje velmi jemný krok při prostorové a časové diskretizaci úloh. Použití DNS ve vnitřním prostředí budov nebude možné ani v dohledné budoucnosti pro svoji náročnost na výpočetní výkon a čas, k čemuž se přidávají potíže s následným zpracováním obrovského množství výstupních dat v podobě okamžitých hodnot parametrů turbulentního proudění.

Ve vzduchotechnice a technice vnitřního prostředí se začala metoda CFD uplatňovat s přibližně deseti- až patnáctiletým zpožděním oproti jiným oborům, tzn. v polovině 70. let minulého století. Mezi první autory, kteří se věnovali aplikaci CFD ve větrání, patří Nielsen (1974). V současnosti je CFD rozšířenou metodou pro technická řešení a vývoj např. systémů přirozeného větrání (Carrilho da Graca et al., 2002), odvodu kouře při požáru (Fang, 2006), sálavého vytápění (Balocco, 2007), stavebních prvků (Manz, 2004), ale také pro predikci vnitřního mikroklimatu (Murakami, 2004) nebo kvality venkovního ovzduší (Mumovic et al., 2006) a další aplikace. CFD se také využívá při vývoji jednodušších, tzv. zónových modelů proudění v místnosti (Haghighat et al., 2001) nebo při zpřesnění simulací zaměřených na energetiku budov (např. Barták et al., 2002).

Převažujícím přístupem k numerickému řešení proudění v interiéru budov zůstává metoda RANS a dvourovnicový standardní $k-\varepsilon$ model turbulence, příp. jeho varianty (Schälin a Nielsen, 2004). Podstatou tohoto modelu jsou dvě transportní rovnice pro kinetickou energii turbulence k a rychlost její disipace ε . Je to zdaleka nejpoužívanější model v technických aplikacích CFD obecně, a z toho také vyplývá jeho velká popularita v simulacích vytápění, větrání a klimatizace (VVK). Pro model $k-\varepsilon$ (standardní model, variantu RNG, příp. varianty pro nízká Re) byla zpracována řada studií zaměřených na použitelnost ve VVK a hodnocení přesnosti a správnosti výsledků pro různé typy proudění v místnostech, viz např. Chen (1995) nebo Awbi (2003).

Podstatnou nevýhodou standardního modelu $k-\varepsilon$ je to, že je vhodný pro simulaci proudění jen v dostatečné vzdálenosti od stěny. Nejjednodušší a ve VVK nejčastější metodou pro překonání tohoto nedostatku jsou stěnové funkce, kterými nahrazujeme detailní výpočet procesů v mezní vrstvě u stěny. Jejich použití je ale podmíněno splněním podmínky tzv. logaritmického zákona pro rychlostní profil v mezní vrstvě. Bezrozměrná odlehlost prvního numerického uzlu (středu buňky sítě) u stěny musí být v intervalu $30 < y^+ < 200$, takže první buňka u stěny musí mít typicky výšku jeden až několik centimetrů. Zde vznikají dva problémy – jeden spočívá v požadavku na geometrii sítě, která musí u stěny vyhovět výše popsané podmínce, druhý problém je v (ne)univerzálnosti stěnových funkcí. Použití stěnových funkcí může např. komplikovat tvorbu numerické sítě v blízkosti koncových prvků vzduchotechniky, kde požadavek na jemnější diskretizaci může být v rozporu se splněním podmínek pro stěnovou funkci. Dále jsou známé typy úloh, ve kterých stěnové funkce selhávají, především je to při výpočtu přenosu tepla a hmoty v mezní vrstvě u stěny. Příkladem mohou být nesprávně vypočtené povrchové teploty stěn, které ovlivňují predikci tepelné pohody v místnosti, nebo chybně určené deponiční rychlosti na površích v interiéru, které zkreslují simulace chování aerosolů částic ve vnitřním ovzduší.

S rostoucím výkonem počítačů je možné častěji uplatňovat numerický výpočet proudění přes celou mezní vrstvu bez použití stěnových funkcí. Je to sice náročnější kvůli vyššímu počtu buněk numerické sítě, avšak odstraní se problémy spojené s aplikací stěnových funkcí. Do popředí se dostávají modely turbulence, které se u stěny chovají přirozeně lépe, než model $k-\varepsilon$. Příkladem jsou modely využívající opět kinetickou energii turbulence k , ale jako druhou veličinu tzv. specifickou rychlost její disipace $\omega \sim k/\varepsilon$. Vývoji modelů typu $k-\omega$ se intenzivně věnoval především Wilcox (1988, 1998), dále např. Peng et al. (1997), Kok (2000) a Bredberg et al. (2002).

V poslední době se v oboru VVK využívají dva modely z této skupiny: Wilcoxův $k-\omega$ a Menterův SST model turbulence, popsané dále v odst. 2.2. Většinou se však jedná o simulace konkrétního případu místnosti a systému VVK (např. Kuznik et al., 2007). Práci věnovaných dílčím procesům nebo určitým typům proudění ve větrané místnosti, při kterých by se systematicky zkoumalo chování těchto modelů, tak jak to bylo v minulosti provedeno pro $k-\varepsilon$ model turbulence, je zatím málo; jako příklad lze uvést studii přirozené konvekce v uzavřeném prostoru Zitzmanna et al. (2005).

2.2 Wilcoxův a Menterův model turbulence

2.2.1 Reynoldsovy rovnice a dvourovnicové modely turbulence

Při popisu turbulentního proudění ve větrané místnosti používáme Reynoldsův statistický přístup. Vycházíme z Navierových-Stokesových rovnic (NSR) a rovnice kontinuity (RK) pro newtonské nestlačitelné tekutiny ($\rho = \text{konst.}$, $\mu = \text{konst.}$). Okamžitou

hodnotu každé veličiny, kterou sledujeme v turbulentním proudu, lze rozdělit na její střední hodnotu a flukuační složku.

Například pro složku okamžité rychlosti do směru i platí:

$$U_i = u_i + u'_i \quad (2.2.1)$$

kde u_i je střední hodnota rychlosti (též rychlost středního pohybu) definovaná jako časový nebo souborový průměr z U_i , a u'_i je fluktuace rychlosti, jejíž střední hodnota $\overline{u'_i} = 0$. Aplikací Reynoldsova rozkladu na všechny veličiny vystupující v soustavě NSR a RK a následným průměrováním získáme Reynoldsovy rovnice (RANS):

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} &= 0, \\ \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right) \right], \end{aligned} \quad (2.2.2)$$

kde člen $-\overline{u'_i u'_j} = \tau_{ij} / \rho$ reprezentuje tenzor tzv. Reynoldsových napětí (zde vydělených hustotou). Tento tenzor 2. řádu je symetrický a má tedy šest nezávislých složek, takže Reynoldsovým rozkladem a zprůměrováním vzniká z NSR a RK neuzavřený systém RANS rovnic (např. ve 3D obdržíme 4 rovnice, avšak 10 neznámých). Soustavu (2.2.2) je třeba doplnit modelem turbulence, aby byla řešitelná.

Dvourovnicové modely turbulence patří do kategorie modelů 1. řádu, založených na Boussinesqově hypotéze o analogii molekulárního a turbulentního přenosu hybnosti. Turbulentní viskozita μ_T zde vystupuje jako skalární parametr přenosu analogicky k molekulární viskozitě μ v Newtonově třecím zákonu, není však látkovou vlastností, ale závisí na vlastnostech proudění (např. na intenzitě turbulence). Z této úvahy vyplývá, že tenzor Reynoldsových napětí je úměrný střední hodnotě tenzoru rychlosti deformace. Složky tenzoru Reynoldsových napětí obsažené ve (2.2.2) lze vyjádřit v závislosti na derivacích rychlostí středního pohybu a kinetické energii turbulence:

$$-\rho \cdot \overline{u'_i u'_j} = \mu_T \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}, \quad (2.2.3)$$

kde δ_{ij} je Kroneckerovo delta a k je specifická kinetická energie turbulence

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} = \frac{1}{2} \left(\overline{u_x'^2} + \overline{u_y'^2} + \overline{u_z'^2} \right). \quad (2.2.4)$$

Zbývá stanovit turbulentní viskozitu $\mu_T = \rho \nu_T$, k čemuž se použije rychlostní ($k^{1/2}$) a délkové (ℓ_T) měřítko turbulence; z rozměrové analýzy je $\nu_T \sim k^{1/2} \ell_T$. Soustava (2.2.2) se uzavře přidáním dvou transportních rovnic, jednou pro kinetickou energii turbulence k a další pro veličinu, kterou je buď přímo ℓ_T nebo jiný parametr, jímž lze ℓ_T nahradit. Například v této kategorii nejčastěji používaný model k - ε používá jako druhou veličinu rychlost disipace kinetické energie turbulence $\varepsilon \sim k^{3/2} / \ell_T$, takže $\nu_T \sim k^2 / \varepsilon$.

Ve výše popsaném přístupu dochází k aproximaci (a tedy k určité ztrátě informace) již v prvním kroku, tj. při Reynoldsově průměrování NSR. Dalším podstatným zjednodušením je u dvourovnicových modelů to, že uvažují pouze izotropickou turbulenci, tzn. nerozlišují velikost fluktuací rychlosti do jednotlivých směrů a platí v nich

$$\overline{u_x'^2} = \overline{u_y'^2} = \overline{u_z'^2} = \frac{2}{3} k. \quad (2.2.5)$$

Dále tyto modely obecně obsahují empirické nebo semiempirické konstanty, získané na základě fyzikálních experimentů, zaměřených vždy na určitý typ proudění, z čehož může vyplývat omezení použitelnosti daného modelu. Na vhodně určených konstantách a doplňkových funkcích tedy závisí univerzálnost modelu. V neposlední řadě má význam i samotná volba druhé veličiny zastupující délkové měřítko turbulence, protože předurčuje některé vlastnosti modelu turbulence (Bradshaw, 1999).

V následujících odst. 2.2.2 a 2.2.3 jsou stručně, především z důvodu dokumentace, popsány dva modely turbulence použité v této práci. Teorii a podrobnější výklad k těmto modelům je možno nalézt v níže citované literatuře.

2.2.2 Wilcoxův k - ω model turbulence

Wilcox (1998) jako druhou veličinu charakterizující délkové měřítko turbulence použil specifickou rychlost disipace ω , konkrétně položil $\nu_T = k/\omega$ a $\varepsilon = \beta^* \omega k$. Wilcoxův model z r. 1998 je oproti starším verzím doplněn funkcemi f_β a f_{β^*} , které korigují výpočet proudění s volným smykem. Model je definován následující soustavou rovnic a konstant†:

- transportní rovnice pro kinetickou energii turbulence k a specifickou rychlost disipace ω :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + \sigma^* \nu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.2.6)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \alpha \frac{\omega}{k} \frac{1}{\rho} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + \sigma \nu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (2.2.7)$$

- konstanty modelu:

$$\alpha = 0,52; \quad \beta_0 = 0,072; \quad \beta_0^* = 0,09; \quad \sigma = 0,5; \quad \sigma^* = 0,5.$$

- doplňkové funkce:

$$\beta = \beta_0 f_\beta; \quad f_\beta = \frac{1 + 70 \chi_\omega}{1 + 80 \chi_\omega}; \quad \chi_\omega \equiv \left| \frac{\Omega_{ij} \Omega_{jk} S_{ki}}{(\beta_0^* \omega)^3} \right| \quad (2.2.8)$$

kde Ω_{ij} je střední hodnota tenzoru rychlosti rotace a S_{ki} je střední hodnota tenzoru rychlosti deformace;

$$\beta^* = \beta_0^* f_{\beta^*}; \quad f_{\beta^*} = \begin{cases} 1, & \chi_k \leq 0 \\ \frac{1 + 680 \chi_k^2}{1 + 400 \chi_k^2}, & \chi_k > 0 \end{cases}; \quad \chi_k \equiv \frac{1}{\omega^3} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}. \quad (2.2.9)$$

2.2.2 Menterův SST model turbulence

Menter (1994) využil výhodné vlastnosti k - ω modelu při obtékání stěny a k - ε modelu v oblasti proudění s volným smykem a oba modely zkombinoval. Přitom k - ε model transformoval (kvůli snazšímu numerickému zpracování) do podoby k - ω a konstanty obou modelů provázal tak, že v blízkosti stěny pracuje model jako klasický k - ω a ve vnějším proudění přechází plynule do transformovaného k - ε modelu.

† Označení veličin odpovídá citované práci autora modelu, konstanty číselně souhlasí s dokumentací Fluentu (2006).

Na základě Bradshawovy hypotézy, že turbulentní smykové napětí v mezní vrstvě je přímo úměrné kinetické energii turbulence, Menter rozšířil definici turbulentní viskozity, takže model zjednodušeně uvažuje transport turbulentního smykového napětí (název SST je zkratkou angl. shear stress transport). Model je definován následujícími rovnicemi a konstantami[†]:

- transportní rovnice pro kinetickou energii turbulence k a specifickou rychlost disipace ω :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + \sigma_k v_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.2.10)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\gamma}{\mu_T} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + \sigma_\omega v_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}. \quad (2.2.11)$$

- konstanty k - ω modelu (Wilcox, 1988):

$$\sigma_{k1} = 0,85; \quad \sigma_{\omega 1} = 0,5; \quad \beta_1 = 0,0750; \quad \gamma_1 = \beta_1 / \beta^* - \sigma_{\omega 1} \kappa^2 / (\beta^*)^{1/2}; \quad \beta^* = 0,09; \quad \kappa = 0,41.$$

- konstanty k - ε modelu (Launder a Sharma, 1974):

$$\sigma_{k2} = 1; \quad \sigma_{\omega 2} = 0,856; \quad \beta_1 = 0,0828; \quad \gamma_2 = \beta_2 / \beta^* - \sigma_{\omega 2} \kappa^2 / (\beta^*)^{1/2}; \quad \beta^* = 0,09; \quad \kappa = 0,41.$$

Jakákoliv konstanta modelu (2.2.10) a (2.2.11), obecně označená ϕ , se vypočte pomocí přechodové funkce F_1 mezi výše uvedenými konstantami původních modelů ϕ_1 (pro k - ω) a ϕ_2 (pro k - ε):

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2. \quad (2.2.12)$$

Přechodová funkce nabývá krajních hodnot $F_1 = 1$ v oblasti u stěny, kde se plně aktivuje k - ω mód, a $F_1 = 0$ ve vnější oblasti proudění dostatečně daleko od stěny ($y^+ > 70$), kde model přechází zcela do k - ε módu. Popis F_1 je uveden níže.

- definice turbulentní viskozity:

$$v_T = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; \Omega F_2)} \quad (2.2.13)$$

kde $a_1 = 0,31$, Ω je absolutní hodnota vířivosti, funkce F_2 nabývá krajních hodnot $F_2 = 1$ v mezní vrstvě na stěně a $F_2 = 0$ v oblasti volného smyku.

- funkce F_1 :

$$F_1 = \text{tgh}(\arg_1^4) \quad (2.2.14)$$

$$\arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0,09 \omega y}, \frac{500 v}{y^2 \omega} \right), \frac{4 \sigma_{\omega 2} k}{D_\omega y^2} \right] \quad (2.2.15)$$

kde y je odlehlost od nejbližší stěny.

[†] Označení veličin odpovídá citované práci autora modelu, konstanty číselně souhlasí s dokumentací Fluentu (2006).

D_ω je kladná část výrazu pro příčnou difúzi v rovnici (2.2.11):

$$D_\omega = \max\left(2\sigma_{\omega^2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}; 10^{-20}\right) \quad (2.2.16)$$

▪ funkce F_2 :

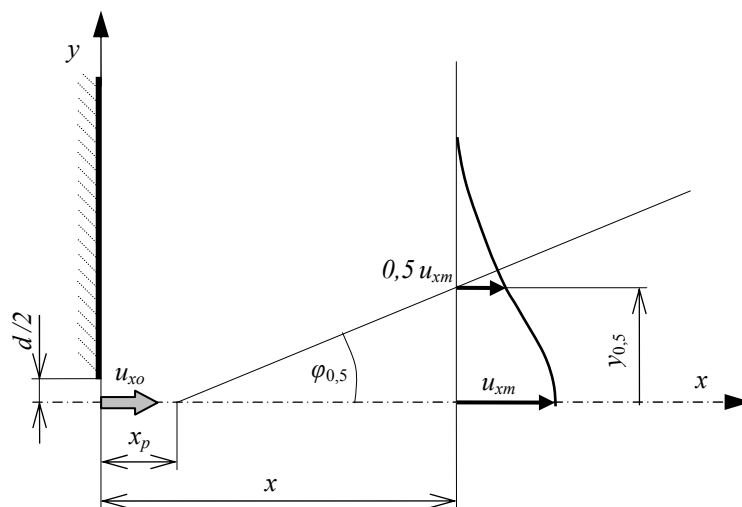
$$F_2 = \text{tgh}(\text{arg}_2^2) \quad (2.2.17)$$

$$\text{arg}_2 = \max\left(\frac{2\sqrt{k}}{0,09\omega y}; \frac{500\nu}{y^2\omega}\right) \quad (2.2.18)$$

2.3 Kruhový izotermický volný proud

Volný proud je nejdůležitější základní typ proudění ve větrání. Představuje do jisté míry idealizovaný referenční případ proudění, který je velmi podrobně experimentálně i teoreticky zdokumentován v literatuře. Poznátky o volném proudu slouží k pochopení a popisu složitějších typů proudění, které se vyskytují ve větraných místnostech. Běžně má proudění v místnosti volný charakter jen v určité části svého vývoje, se skutečným volným proudem se setkáme zřídka. K vlastnostem volného proudu se asi nejvíce blíží primární proudění vzduchu nuceně přiváděného tryskami při větrání velkých hal (např. letištních nebo sportovních).

Nejjednodušším případem volného proudění je dále uvažovaný osově symetrický izotermický volný proud, jenž vzniká při výtoku nestlačitelné tekutiny z kruhového otvoru do ustáleného prostředí se stejnou hustotou a viskozitou, jako má vytékající tekutina. Geometrie a značení veličin jsou patrné z obr. 2.3. Předpokládá se výtok otvorem o průměru d rychlostí u_{x0} ve směru osy x , která je zároveň osou symetrie. Základními vlastnostmi volného proudu jsou pokles osové rychlosti a růst šířky proudu, které souvisí se stháváním (přisáváním) okolní tekutiny. Protože stanovit experimentálně hranici proudu s nulovou rychlostí je prakticky nemožné, popisuje se rozšiřování proudu průběhem hranice $y_{0,5} = f(x)$, na níž je rychlost středního pohybu u_x rovna polovině maximální rychlosti u_{xm} .



Obr. 2.3 – Schéma volného proudu

Teoretickým výzkumem volných proudů se zabýval Abramovič (1960), jehož první publikovaná práce na toto téma je z r. 1936. První experimentální studii kruhového zatopeného proudu provedl patrně Trüpel v r. 1915 (viz Abramovič, 1960), ovšem při výtokové rychlosti 87 m/s. Podobně byly i další experimenty až asi do r. 1950 provedeny při výtokových rychlostech příliš vysokých pro větrání. Osově symetrický volný proud se stal „srovnávacím testem ve výzkumu fyziky turbulentního proudění“ (Hussein et al., 1994) a jako takový je analyzován v monografiích věnovaných speciálně větrání (např. Etheridge a Sandberg, 1996) ale také obecně turbulentnímu proudění (např. Pope, 2000). Mezi nejčastěji citované experimentální práce z pozdější doby patří měření Panchapakesana a Lumleyho (1993) a Husseina et al. (1994). Obě studie jsou zaměřené na rozbor parametrů turbulence ve volném proudu, vyznačují se detailními výsledky, avšak vždy jen pro jednu kombinaci výtokové rychlosti a průměru ústí trysky. Pro aplikaci ve větrání jsou významné experimenty Malmströma et al. (1992 a 1997), které jsou zaměřeny na pokles osově rychlosti pro celkem 19 případů volného proudu, zahrnujících tři různé průměry výtokových trysek, výtokové rychlosti od 2 do 37 m/s a Re_o v rozsahu $7 \cdot 10^3$ až $97 \cdot 10^3$.

Z hlediska nároků na dvourovnicový model turbulence jsou významné tyto vlastnosti volného proudu (Hussein et al., 1994; Pope, 2000):

- poměrně vysoká intenzita turbulence v ose proudu (cca 25 %);
- velmi vysoká intenzita turbulence na okraji proudu (více než 350 % ve vzdálenosti $3 y_{0,5}$ od osy), přestože turbulentní napětí ve směru od osy proudu klesají[†];
- výrazná anizotropie turbulentních napětí (v blízkosti osy je axiální složka 1,6- až 2krát vyšší než radiální).

2.3.1 Charakteristiky turbulentního volného proudu

Etheridge a Sandberg (1996) uvádějí, že proud ve větraném prostoru je turbulentní, pokud je v přívodním otvoru $Re_o > 2000$. Upozorňují však, že někdy se plně turbulentní proudění vyskytuje až při $Re_o \approx 4000$. Podle průběhu rychlosti u_{xm} v ose volného turbulentního proudu se rozlišují čtyři oblasti jeho vývoje:

1. *Počáteční (též krajní) oblast* se nachází ihned za přívodním otvorem a sahá do vzdálenosti asi $4d$ až $5d$ (d je průměr otvoru). Osová rychlost se v tzv. potenciálním jádru proudu téměř nemění: $u_{xm} \approx \text{konst.}$ Proud začne strhávat částice okolní tekutiny; tento jev se udržuje až do konce hlavní oblasti.
2. *Přechodová oblast* se vyznačuje poklesem osově rychlosti s druhou odmocninou vzdálenosti od otvoru: $u_{xm} \sim x^{-1/2}$.
3. *Hlavní oblast* začíná přibližně ve vzdálenosti $10d$ až $30d$ od otvoru a dosahuje až do vzdálenosti $100d$. Osová rychlost klesá úměrně vzdálenosti od otvoru: $u_{xm} \sim x^{-1}$. Pro tuto oblast je typická podobnost profilů rychlosti a dalších parametrů proudění.
4. *Zánik proudu* se projevuje prudkým poklesem osově rychlosti ($u_{xm} \sim x^{-2}$), ustává přisávání okolní tekutiny do proudu a naopak dochází k rozptýlení částic ven z proudu do klidného okolí.

Dále uvedené vlastnosti a charakteristiky platí pro hlavní oblast turbulentního kruhového volného proudu.

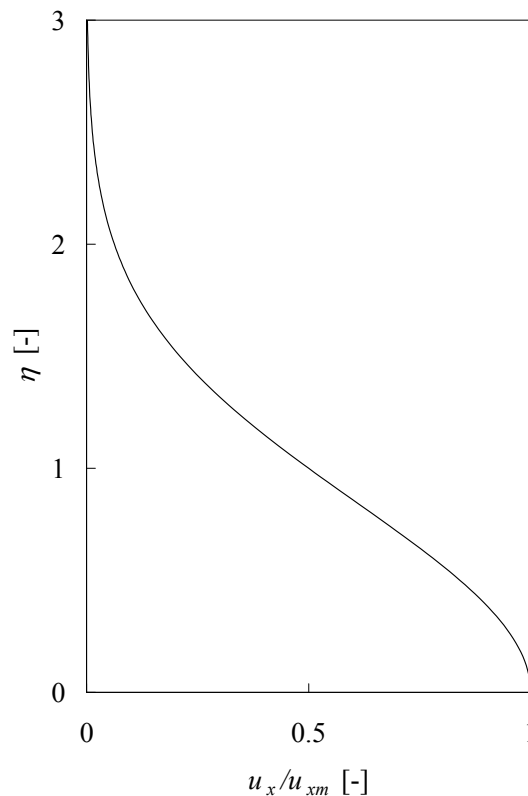
Při volbě vhodných měřítek splývají v hlavní oblasti volného proudu příčné profily rychlosti do jediné křivky. Jako měřítko rychlosti se vždy volí místní osová rychlost u_{xm} . Vzdálenost od osy normalizují různí autoři různě, nejčastěji buď vzdáleností od virtuálního počátku proudu ($x - x_p$) nebo poloměrem $y_{0,5}$, kde je $u_x = 0,5 u_{xm}$. Rychlostní profil, ve kterém se na okraji proudu rychlost asymptoticky blíží k nule ($u_x = 0$ pro $y = \infty$), lze popsat Gaussovou křivkou (Reichardt, 1951)

[†] V radiálním směru klesají fluktuace rychlosti pomaleji než střední hodnota rychlosti.

$$\frac{u_x}{u_{xm}} = \exp(-C\eta^2), \quad (2.3.1)$$

kde η je poměrná vzdálenost od osy; na volbě jejího měřítka závisí koeficient C . Rychlostní profily vyjádřené Gaussovou křivkou jsou v dobré shodě s naměřenými průběhy – viz např. Malmström et al. (1992), Panchapakesan a Lumley (1993), Etheridge a Sandberg (1996). Jestliže zvolíme $\eta = y/y_{0,5}$, pak pro $\eta = 1$ musí být $u_x/u_{xm} = 0,5$, z čehož plyne, že $C = \ln 2$. Tak získáme popis rychlostního profilu (viz také obr. 2.3.1a)

$$\frac{u_x}{u_{xm}} = \exp(-\ln 2 \eta^2). \quad (2.3.2)$$



Obr. 2.3.1a – Reichardtův rychlostní profil pro $\eta = y/y_{0,5}$

Šířka (poloměr) volného proudu roste vždy lineárně se vzdáleností od virtuálního počátku (Abramovič, 1960). Pro poloměr hranice proudu $y_{0,5}$, na níž je $u_x = 0,5 u_{xm}$, platí

$$y_{0,5} = \operatorname{tg} \varphi_{0,5} (x - x_p), \quad (2.3.3)$$

kde x_p je poloha virtuálního počátku dle obr. 2.3 a $\operatorname{tg} \varphi_{0,5}$ je míra příčného rozšiřování, konstantní pro daný případ proudu (v hlavní oblasti). V literatuře se jako referenční údaj uvádí $\operatorname{tg} \varphi_{0,5} \approx 0,1$ (např. Pope, 2000). Hussein et al. (1994) teoreticky odvodili, že pro velmi nízká Reynoldsova čísla v přívodním otvoru, která však blíže nespecifikují, by se mělo $\operatorname{tg} \varphi_{0,5}$ zvětšovat při klesajícím Re_o . Z kontextu literatury o volném proudu lze zhruba vymezit jako velmi nízká $Re_o < 1 \cdot 10^4$, jejich minimální hodnota je ovšem dána požadavkem na plně turbulentní proud. V dosavadních experimentech, pro něž byla publikována míra rozšiřování proudu, bylo vždy $Re_o > 10^4$ a většinou zjištěné hodnoty $\operatorname{tg} \varphi_{0,5} < 0,1$. Některé příklady jsou uvedeny v tab. 2.3.1a.

Tabulka 2.3.1a – Míra rozšiřování kruhového volného proudu

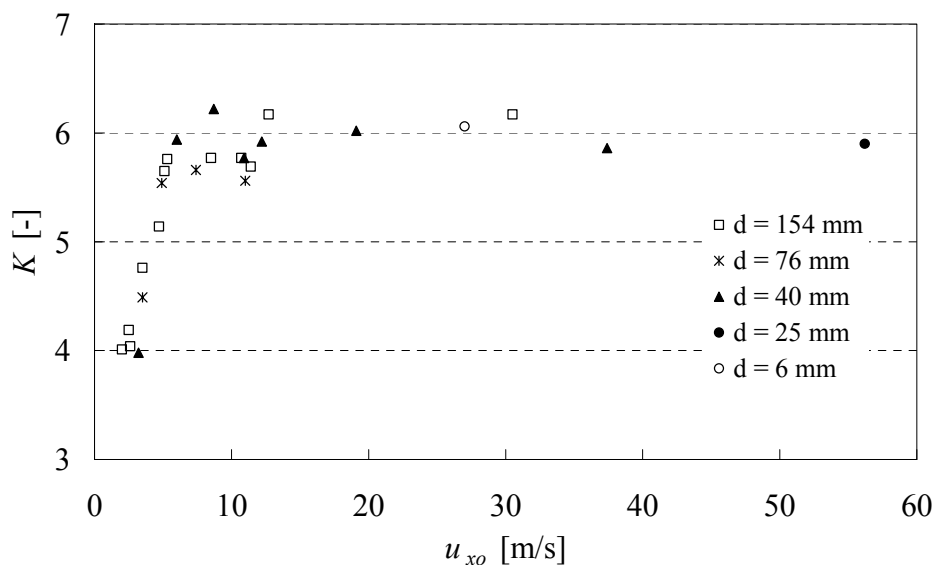
	Re_o [-]	$\text{tg}\varphi_{0,5}$ [-]
Abramovič (1960)	$51,8 \cdot 10^4$	0,097
Panchapakesan a Lumley (1993)	$1,1 \cdot 10^4$	0,096
Hussein et al. (1994)	$9,5 \cdot 10^4$	0,094

Pokles rychlosti u_{xm} v hlavní oblasti volného proudu lze popsat vztahem (např. Malmström et al., 1997):

$$\frac{u_{xm}}{u_{xo}} = K \frac{d}{(x - x_p)}, \quad (2.3.4)$$

kde K je koeficient poklesu rychlosti, zvaný též konstanta výusti. Hodnoty K a x_p závisí na podmínkách v přívodním otvoru. Ve většině publikovaných experimentů byla jako výúst použita pozvolně se zužující tryska, aby byl počáteční rychlostní profil volného proudu pokud možno rovnoměrný. Z přehledu výsledků, které naměřili Malmström et al. (1997) nebo které tito autoři citují, je zřejmé, že x_p vyjádřené násobkem průměru otvoru se pohybuje v rozsahu $-2d$ až $+5d$, přičemž jeho systematická závislost např. na Re_o nebo na intenzitě turbulence v otvoru nebyla nalezena. Významný vliv má patrně také přisávání okolní tekutiny v počáteční oblasti proudu, tj. uspořádání experimentu v blízkosti přívodního otvoru.

Konstanty výusti K zjištěné Malmströmem et al. (1997) jsou v rozsahu 3,98 až 6,22. Zatímco se v uvedené studii nepodařilo zjistit jednoznačnou závislost K na Re_o , při uspořádání podle výtokových rychlostí je určitý trend patrný – viz obr. 2.3.1b, kde jsou také hodnoty K zjištěné dalšími autory citovanými Malmströmem. Ve všech případech byly použity trysky s rovnoměrným rychlostním profilem na výtoku. Průměry ústí trysek jsou uvedeny v grafu. Pro $u_{xo} > 12$ m/s je $K \approx 6$, pro rychlosti 7 až 11 m/s mají hodnoty K největší rozptyl (maximální odchylka od průměru 5,78 je 8 %) a pro $u_{xo} \leq 6$ m/s je přibližně $K \sim u_{xo}$.

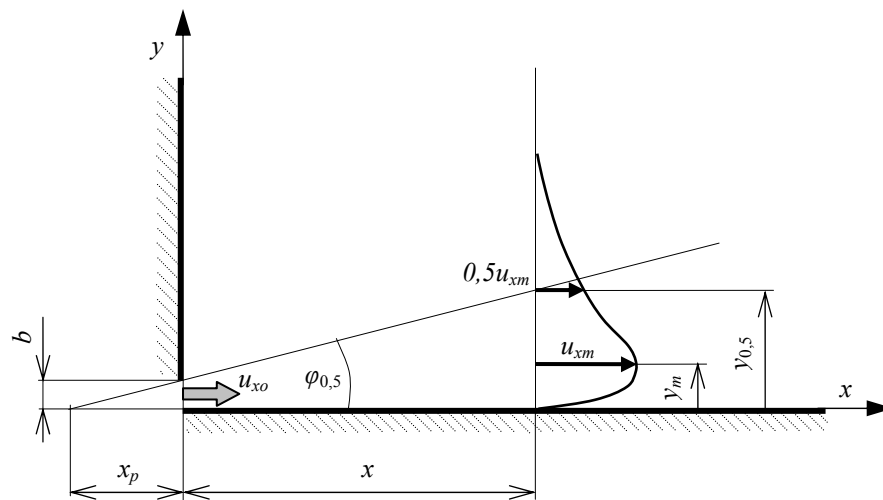


Obr. 2.3.1b – Konstanty výusti při různých výtokových rychlostech (Malmström et al., 1997)

2.4 Plochý izotermický stěnový proud

Stěnový proud je ve větrání, vytápění a klimatizaci velmi častým a významným případem proudění, které vzniká například tangenciální přívodem vzduchu štěrbinami pod stropem nebo při nuceném odmlžování zasklených ploch. Obdobný charakter mají také proudy přilnuté ke stěnám místnosti, ať už jde o primární nebo vratné (cirkulační) proudy větracího vzduchu nebo chladné či teplé proudění vyvolané vztakovými silami. Výskyt stěnových proudů se zdaleka neomezuje pouze na techniku prostředí, takže se toto proudění dlouhodobě zkoumá v řadě oborů a existuje o něm velké množství literatury; první opakovaně citovanou prací jsou Förthmannovy experimenty z r. 1934.

Nejjednodušší, zde dále uvažovaný případ plochého stěnového proudu vzniká při výtoku nestlačitelné tekutiny podél rovinné stěny do ustáleného prostředí se stejnou hustotou a viskozitou, jako má vytékající tekutina. Geometrie a značení veličin jsou patrné z obr. 2.4. Předpokládá se výtok rychlostí u_{xo} otvorem o výšce b podél vodorovné stěny ve směru osy x . Proud strhává okolní tekutinu, jeho rozšiřování do příčného směru se nejčastěji popisuje průběhem hranice $y_{0,5} = f(x)$, na níž je rychlost středního pohybu u_x rovna polovině maximální rychlosti u_{xm} .



Obr. 2.4 – Schéma stěnového proudu

Přehled poznatků z teorie, experimentů a numerického modelování různých typů stěnového proudu zpracovali Launder a Rodi (1981, 1983). V jejich práci z r. 1981 jsou mj. shrnuty výsledky 46 experimentálních studií zaměřených na plochý stěnový proud na rovinné stěně. K často citovaným autorům patří Bradshaw a Gee (1960), kteří mezi prvními zaznamenali zajímavou vlastnost turbulentního stěnového proudu – smykové napětí je nenulové v místě maximální rychlosti u_{xm} (v laminárním stěnovém proudu by bylo $\tau(y_m) = 0$). Smykové napětí má ve vnitřní části proudu u stěny (charakteru mezní vrstvy) opačné znaménko než ve vnější oblasti (s charakterem směšovací vrstvy), přičemž nulovou hodnotou prochází přibližně v odlehlosti $0,6y_m$. V místě, kde je rychlost maximální, je smykové napětí co do velikosti srovnatelné s hodnotou na stěně τ_w , ovšem opačně orientované. Vysvětluje se to transportem turbulentních smykových napětí z vnější oblasti stěnového proudu do vnitřní. Zároveň dochází k přenosu energie turbulence z vnějšku ke stěně, takže intenzita turbulence u stěny vykazuje podstatně vyšší hodnoty než v mezní vrstvě při paralelním obtékání rovinné desky. Je tedy zřejmé, že stěnový proud je sice určitou kombinací proudění v mezní vrstvě a v (polovičním) zatopeném proudu, avšak tyto dvě „části“ na sebe navzájem působí tak silně, že je při analýze stěnového proudu nelze

separovat. Z uvedené interakce vyplývají i vyšší nároky na model turbulence, který by měl vystihnout jak tlumení turbulence u stěny, tak strhávání tekutiny na vnější straně proudu a turbulentní transport z vnější do vnitřní oblasti stěnového proudu.

V 90. letech bylo publikováno několik významných experimentálních studií stěnového proudu. Abrahamsson et al. (1994) provedli měření drátkovým anemometrem při třech různých Re_o a stejné geometrii, což má význam pro analýzu závislosti chování stěnového proudu na podmínkách v přívodním otvoru. Další možnosti přinesl rozvoj laserové anemometrie, především se podařilo zpřesnit informace o chování a struktuře proudění v těsné blízkosti stěny a na vnějším okraji (ve směšovací oblasti), kde jsou malé střední hodnoty ale velké fluktuace rychlosti. Schneider a Goldstein (1994) kromě svých výsledků uvádějí rovněž přehledný souhrn 19 experimentů provedených různými autory do r. 1987. Erikssonovi et al. (1998) se podařilo změřit rychlosti a parametry turbulence velmi blízko stěny (až do 0,05 mm od stěny, tj. $y^+ \approx 1$). Experimentální výsledky této práce byly zařazeny do databáze ERCOFTAC[‡] Classic Collection (Case 55). George et al. (2000) zpracovali podrobně similaritní teorii stěnového proudu založenou na tzv. principu asymptotické invariance, přičemž samozřejmě využili i nejnovějších experimentálních dat.

2.4.1 Charakteristiky turbulentního stěnového proudu

Vysoká hodnota Re_o není postačující podmínkou pro turbulentní charakter stěnového proudu v celé jeho délce. Zatímco u zatopeného proudu podporuje turbulentní režim proudění interakce s okolní tekutinou ihned u hrany přívodního otvoru, u stěnového proudu je toto působení možné jen na vnější (směšovací) straně, avšak u stěny dochází naopak k tlumení turbulence. Proto se také až do určité vzdálenosti od otvoru vytváří u stěny laminární mezní vrstva, která až postupně přechází do turbulentního stěnového proudění. Např. Eriksson et al. (1998) naměřili při $Re_o = 9,6 \cdot 10^3$ takový vývoj u stěny až do vzdálenosti $x/b = 20$, kde byl teprve dosažen plně turbulentní režim. Dále uvedené vlastnosti a charakteristiky platí pro plně vyvinutý turbulentní stěnový proud.

V tzv. hlavní oblasti, kde je turbulentní stěnový proud plně vyvinutý, existuje vzájemná podobnost příčných profilů středních rychlostí, jejich fluktuací, Reynoldsových napětí, kinetické energie turbulence aj. parametrů, zjištěných v různých vzdálenostech x od přívodního otvoru, resp. $(x - x_p)$ od virtuálního počátku proudu. Při vhodné volbě měřítek poměrných souřadnic splývají profily daného parametru do jediné křivky.

Pro profil podélné rychlosti středního pohybu se jako měřítko volí maximální rychlost u_{xm} a odlehlost od stěny $y_{0,5}$ (ve které je $u_x = 0,5 u_{xm}$). Verhoff (1963: viz Rajaratnam, 1976) popsal rychlostní profil stěnového proudu v poměrných souřadnicích s využitím komplementární funkce Gaussova integrálu chyby:

$$\frac{u_x}{u_{xm}} = a_1 \eta^{a_2} \operatorname{erfc}(a_3 \eta), \quad (2.4.1)$$

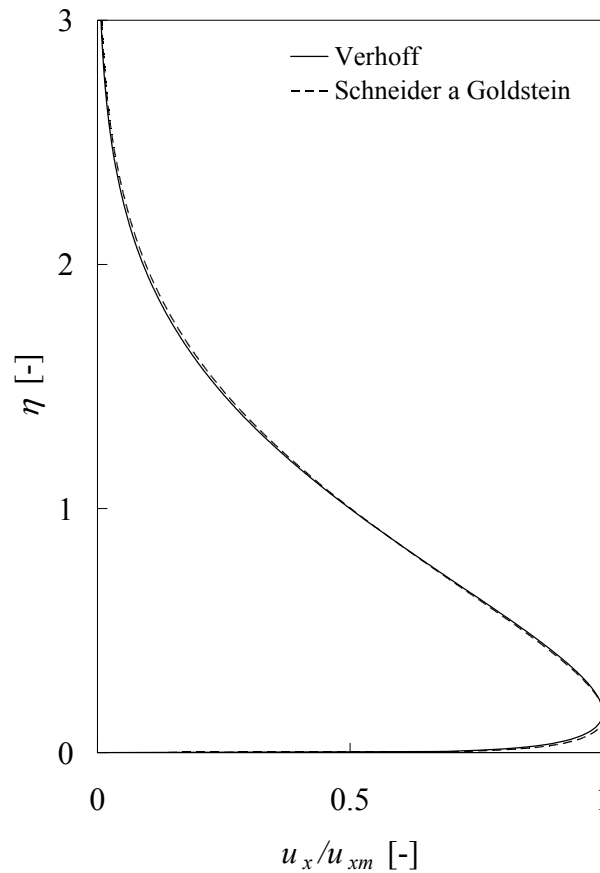
kde $\eta = y/y_{0,5}$. Dvě sady empiricky stanovených koeficientů a_1, a_2, a_3 uvádí tab. 2.4.1a.

Tabulka 2.4.1a – Koeficienty bezrozměrného rychlostního profilu

	a_1 [-]	a_2 [-]	a_3 [-]
Verhoff (1963)	1,48	1/7	0,678
Schneider a Goldstein (1994)	1,44	0,128	0,663

[‡] European Research Community on Flow, Turbulence and Combustion

Oba takto popsané profily jsou téměř shodné (viz obr. 2.4.1a) a Verhoffův profil tak lze považovat za potvrzený novější experimentální prací Schneidera a Goldsteina (1994).



Obr. 2.4.1a – Porovnání rychlostních profilů (vztah 2.4.1 a tab. 2.4.1a)

Šířka stěnového proudu, definovaná souřadnicí $y_{0,5}$, roste lineárně se vzdáleností od přívodního otvoru podle vztahu

$$y_{0,5} = \operatorname{tg} \varphi_{0,5} (x - x_p), \quad (2.4.2)$$

kde x_p je poloha virtuálního počátku (viz obr. 2.4), která závisí na geometrii a parametrech proudění v přívodním otvoru a $\operatorname{tg} \varphi_{0,5}$ je míra růstu šířky proudu. Launder a Rodi (1981) shrnuli výsledky 18 prací zaměřených na plochý stěnový proud v klidném prostředí a po vyloučení některých experimentů dospěli prakticky k závěru, že $\operatorname{tg} \varphi_{0,5}$ je nezávislý parametr s hodnotou $0,073 \pm 0,002$. Údaje z novějších experimentů uvádí tab. 2.4.1b.

Tab. 2.4.1b – Míra rozšiřování stěnového proudu

	Re_o [-]	$\operatorname{tg} \varphi_{0,5}$ [-]
Abrahamsson et al. (1994)	$10 \cdot 10^3$	0,081
	$15 \cdot 10^3$	0,077
	$20 \cdot 10^3$	0,075
Schneider a Goldstein (1994)	$14 \cdot 10^3$	0,077
Eriksson et al. (1998)	$9,6 \cdot 10^3$	0,078

Z hodnot v tab. 2.4.1b je patrná určitá závislost $\text{tg}\varphi_{0,5}$ na Re_o (konkrétně šířka stěnového proudu $y_{0,5}$ roste rychleji při nižších Re_o), takže $\text{tg}\varphi_{0,5}$ bude konstantní jen pro daný případ stěnového proudu.

Kromě $y_{0,5}$ je důležitou souřadnicí v rychlostním profilu stěnového proudu poloha y_m , kde podélná rychlost středního pohybu dosahuje maxima. Schneider a Goldstein (1994) stejně jako Eriksson et al. (1998) zjistili, že $y_m/y_{0,5} = 0,17$. U ostatních autorů se tento poměr pohybuje v rozmezí 0,13 až 0,17.

Pro univerzální vyjádření poklesu maximální rychlosti u_{xm} se vzdáleností od přívodního otvoru se jako měřítka volí střední rychlost u_{xo} určená z objemového průtoku otvorem a výška otvoru b . Pokles u_{xm} lze vyjádřit mocninnou funkcí (George et al., 2000)

$$\frac{u_{xm}}{u_{xo}} = B \left(\frac{y_{0,5}}{b} \right)^n. \quad (2.4.3)$$

V publikovaných hodnotách koeficientů B a n rovnice (2.4.3) je poměrně velký rozptyl. Launder a Rodi (1981, 1983) je ve svých přehledech neuvádějí. Schneider a Goldstein (1994) vyjádřili pokles maximální rychlosti v závislosti na $(x - x_p)$, z níž v kombinaci s rovnicí (2.4.1) pro rozšiřování proudu lze B a n odvodit; výsledné hodnoty jsou v tab. 2.4.1c. Goerge et al. (2000) teoretickým rozbořem dokazují, že exponent n musí být menší než $(-1/2)$. Z experimentálních dat získali různá n , naopak při fixaci $n = -0,528$ zjistili zvyšování koeficientu B s rostoucím Re_o , což opět naznačuje závislost na podmínkách v přívodním otvoru.

Tab. 2.4.1c – Koeficienty rovnice poklesu rychlosti u_{xm} stěnového proudu

	B [-]	n [-]	Re_o [-]
Schneider a Goldstein (1994)	1,29	-0,608	$14 \cdot 10^3$
Eriksson et al. (1998)	1,18	-0,573	$9,6 \cdot 10^3$
George et al. (2000)	1,09 až 1,18	-0,536 až -0,526	$10 \cdot 10^3$ až $20 \cdot 10^3$

Jedním ze sledovaných parametrů při ověřování modelů turbulence v mezní vrstvě na stěně je součinitel tření c_f (např. Wilcox, 1998). V literatuře o stěnovém proudu se součinitel tření obvykle vztahuje k místní maximální rychlosti středního pohybu:

$$c_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \rho u_{xm}^2}, \quad (2.4.4)$$

kde τ_w je smykové napětí na stěně. Experimentů zahrnujících vyhodnocení τ_w nebylo publikováno mnoho. Podle ohlasů (Launder a Rodi, 1981; George et al., 2000) se za spolehlivý považuje empirický vztah, který odvodili Bradshaw a Gee (1960) z měření Prestonovou trubicí:

$$c_f = 0,0315 Re_m^{-0,182}, \quad (2.4.5)$$

kde $Re_m = u_{xm} y_m / \nu$ je v rozsahu $3 \cdot 10^3$ až $15 \cdot 10^3$. Pro $0,7 \cdot 10^3 < Re_m < 10 \cdot 10^3$ se vztah (2.4.5) neliší více než o 8 % od výsledku, který získali George et al. (2000) teoretickým rozbořem podepřeným údaji z měření laserovým anemometrem (viz také odst. 3.1.4).

3. Použité metody

Práce je založena na numerickém modelování a simulacích v komerčním softwaru – výpočetním programu Fluent a grafickém preprocesoru Gambit. Validace výsledků simulací je provedena jejich porovnáním s fyzikálními experimenty jiných autorů a s vlastním měřením v modelové místnosti laboratoře Ústavu techniky prostředí. Provedený experiment spočívá ve vyhodnocení velikosti středních rychlostí všesměrovými anemometry se žhaveným tělískem v turbulentním proudění vyvolaném izotermickým proudem vzduchu přiváděným do omezeného prostoru.

3.1 CFD simulace

3.1.1 Použitý software

Simulace jsou zpracovány v komerčním programu Fluent verze 6.3.26. Geometrie modelů a numerické sítě jsou vytvořeny v grafickém preprocesoru Gambit verze 2.3.16. Popis numerické sítě, u nestacionárních případů také volbu časového kroku, uvádí pro každou úlohu kapitola 4.

Nestlačitelné[†] turbulentní proudění je popsáno Reynoldsovými rovnicemi a dvou-rovnicovým modelem turbulence (viz odst. 2.2), jejichž numerické řešení je založeno na metodě konečných objemů (Patankar, 1980). Pro všechny úlohy stacionární i nestacionární je použita implicitní metoda řešení, diskretizace konvektivních členů transportních rovnic je protiproudá 2. řádu, pro vazké členy je diskretizační schéma centrální 2. řádu. Také diskretizace tlakových gradientů je 2. řádu.

U stacionárních případů jsou rovnice kontinuity a pohybové rovnice řešeny simultánně, bez využití algoritmů typu prediktor-korektor pro výpočet tlakového a rychlostního pole (jako je např. SIMPLE).

U nestacionárních úloh je použito postupné řešení pohybových rovnic s korekcí tlaku na základě algoritmu PISO (z angl. Pressure-Implicit with Splitting of Operators) podle Issy (1986: viz Fluent, 2006). Použitá diskretizace v čase je 2. řádu.

Veškeré výpočty jsou provedeny ve dvojnásobné přesnosti, kdy jsou čísla ve formátu s plovoucí desetinnou čárkou uložena v paměti počítače se zhruba dvojnásobným počtem desetinných míst než je tomu v jednoduché přesnosti, takže jsou minimalizovány zaokrouhlovací chyby. Navíc bylo při zpracování simulací 2D úloh zjištěno, že ve dvojnásobné přesnosti výpočet konvergoval lépe než v jednoduché.

3.1.2 Sledování konvergence numerického řešení

Konvergenci iteračního výpočtu lze sledovat na hodnotách reziduí a průběhu jejich změn, dále na ustálení hodnot veličin ve zvolených bodech. Lokální rezidua vyjadřují, jak v jednotlivých kontrolních objemech (buňkách numerické sítě) veličiny vypočtené v dané

[†] V práci jsou numericky řešeny izotermické případy proudění vzduchu při maximálních rychlostech kolem 10 m/s (ve vstupním otvoru), takže je vzduch uvažován jako nestlačitelná tekutina se stálými vlastnostmi, tj. $\rho = \text{konst.}$ a $\mu = \text{konst.}$

iteraci splňují diskretizované transportní rovnice; v ideálním případě je rovnice splněna a reziduum je nulové. Fluent používá globální poměrná rezidua v podobě sumy absolutních hodnot lokálních reziduí dané veličiny přes všechny kontrolní objemy, dělené parametrem charakterizujícím celkový tok příslušné veličiny výpočetní oblastí. Rezidua hmoty se normalizují maximem z globálních reziduí zjištěných během prvních pěti iterací. Podrobnější popis výpočtu reziduí je v dokumentaci Fluentu (2006). Důležité je, že sčítáním lokálních reziduí v celé výpočetní oblasti lze zachytit i místní nestabilitu řešení, která může být důsledkem např. nevhodně definované okrajové podmínky nebo numerické sítě, a tím tyto nedostatky odhalit. Na druhou stranu i při lokální nestabilitě lze v určitých případech výpočet prohlásit za ustálený, třeba na základě sledování bilance toků veličin přes celou oblast nebo průběhu veličin monitorovaných ve vybraných bodech.

Jako první kritérium konvergence výpočtu byla zvolena hodnota rezidua hmotnostních toků $rez(m)$, protože rezidua toků ostatních veličin byla ve všech provedených simulacích běžně o 2 až 4 řády menší než $rez(m)$. Požadavek pro stacionární úlohy byl $rez(m) < 10^{-5}$, pro nestacionární případy $rez(m) < 10^{-3}$. Kromě dosažení stanovené hranice $rez(m)$ byl kontrolován vývoj reziduí u všech veličin. Při stacionární simulaci ve fázi ustálení iteračního výpočtu by rezidua měla monotónně klesat nebo být konstantní (ideálně klesnout na nulu), případně mírně kolísat kolem střední hodnoty, která je konstantní nebo klesá. U nestacionární simulace by měla rezidua v rámci každého časového kroku klesat dostatečně rychle a podkročit stanovenou hranici během asi 10 iterací (Fluent, 2006).

U stacionárních úloh bylo rovněž monitorováno ustálení rychlostí, příp. smykového napětí na stěně (u stěnového proudu) ve 2 až 3 bodech a jako druhé kritérium konvergence byla definována maximální dovolená relativní změna ξ veličiny q ve zvoleném bodě za posledních 1000 iteračních kroků:

$$\xi(q) = \frac{\left| \frac{\max_{i < k \leq i+1000}(q_k) - \min_{i < k \leq i+1000}(q_k)}{q_{i+1000}} \right|}{q_{i+1000}} < 10^{-5}. \quad (3.1.1)$$

3.1.3 Okrajové podmínky

Na vstupu jsou zadávány rovnoměrné profily rychlosti a turbulence. Veličiny charakterizující turbulenci jsou stanoveny na základě postupů doporučených v dokumentaci výpočetního softwaru (Fluent, 2006). Pro kinetickou energii turbulence v přívodním otvoru platí

$$k_o = \frac{3}{2}(u_o I_{T_o})^2 \quad (3.1.2)$$

kde u_o je střední rychlost podle průřezu a I_{T_o} je (odhadovaná) intenzita turbulence v otvoru. Specifická rychlost disipace v přívodním otvoru je počítána podle vztahu

$$\omega_o = \frac{k_o^{1/2}}{C_\mu^{1/4} \ell_{T_o}} \quad (3.1.3)$$

kde $C_\mu = 0,09$ a ℓ_{T_o} je délkové měřítko turbulence v otvoru. Pro úlohy s osově symetrickým volným proudem je $\ell_{T_o} = 0,07d$ (vztah pro turbulentní proudění v trubce o průměru d). Pro simulaci 2D stěnového proudu je odhadem $\ell_{T_o} \approx 0,1b$ při výtoku štěrbinou šířky b . Volba ℓ_{T_o} pro řešení zatopeného proudu v omezeném prostoru je vysvětlena v odst. 4.3.

Na stěnách se uvažuje ulpívání tekutiny, tzn. $u_{xw} = u_{yw} = u_{zw} = 0$. Výpočet kinetické energie turbulence k a specifické rychlosti její disipace ω na hydraulicky hladkých stěnách se podle dokumentace Fluentu (2006) řídí vztahy

$$\left. \frac{\partial k}{\partial n} \right|_w = 0, \quad (3.1.4)$$

$$\omega_w = \frac{u_\tau^2}{\nu} \omega^+, \quad (3.1.5)$$

$$\text{kde } \omega^+ = \min \left(2500; \frac{6}{\beta (y^+)^2} \right), \quad (3.1.6)$$

u_τ je třecí rychlost,

$y^+ \equiv y \cdot u_\tau / \nu$, $y^+ < 2,5$,

$\beta = 0,072$ pro k - ω model a $\beta = 0,075$ pro SST model turbulence.

3.1.4 Odhad výšky první buňky u stěny pro rovinný stěnový proud

Pro simulaci proudění v mezní vrstvě je důležitá velikost buněk numerické sítě u stěny, ať už se využívá aproximace rychlostního profilu stěnovou funkcí nebo jeho numerické řešení přes celou mezní vrstvu až ke stěně. Důležitá je hodnota bezrozměrné odlehlosti od stěny y^+ v první buňce, která má být řádově 10^1 až 10^2 při použití stěnových funkcí nebo 10^{-1} až 10^0 při výpočtu přes mezní vrstvu až ke stěně.

Hodnotu y^+ nelze předem vypočítat, protože závisí na lokální hodnotě smykového napětí na stěně τ_w , resp. na třecí rychlosti u_τ . Pro tvorbu numerické sítě je nutný alespoň odhad velikosti buněk u stěny. Ten lze pro stěnový proud provést na základě vztahů pro součinitel tření, pokles maximální rychlosti a příčné rozšiřování proudu.

Výšku první buňky u stěny určuje požadovaná hodnota bezrozměrné odlehlosti y^+ v této buňce. Potřebujeme tedy vypočítat vzdálenost y_1 těžiště první buňky od stěny pro zadanou hodnotu y^+ , rychlost u_{x0} na přívodu a vzdálenost x od přívodního otvoru:

$$y_1 = f(y^+, u_{x0}, x). \quad (3.1.7)$$

Vyjádříme y_1 z definice bezrozměrné odlehlosti od stěny $y^+ \equiv y u_\tau / \nu$, tj.

$$y_1 = y^+ \nu / u_\tau, \quad (3.1.8)$$

kde třecí rychlost $u_\tau \equiv \sqrt{\tau_w / \rho}$. Závislost třecí rychlosti na u_{x0} a x George et al. (2000) ve svém teoretickém rozboru přímo neuvádějí. Dospěli k rovnici, která má po dosazení příslušných parametrů tvar

$$\frac{u_\tau}{u_{xm}} = 0,023 y_{0,5}^{+ -0,0362} \exp \left[2,90 / (\ln y_{0,5}^+)^{0,46} \right], \quad (3.1.9)$$

kde u_{xm} je maximum podélné rychlosti středního pohybu. Protože však $y_{0,5}^+ = y_{0,5} u_\tau / \nu$, není výše uvedený vztah vhodný pro explicitní vyjádření u_τ .

Jinou možností je vypočítat třecí rychlost ze součinitele tření

$$c_f \equiv \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \rho u_{xm}^2} = 2 \frac{u_\tau^2}{u_{xm}^2}. \quad (3.1.10)$$

Bradshaw a Gee (1960) experimentálně zjistili, že pro $Re_m = 3 \cdot 10^3$ až $15 \cdot 10^3$ je

$$c_f = 0,0315 Re_m^{-0,182}, \quad (3.1.11)$$

kde $Re_m = y_m u_{xm} / \nu$ je vztaženo k poloze a hodnotě maxima střední rychlosti.

Porovnáme nejdříve hodnoty c_f podle (3.1.11) s teorií George et al. (2000). Tab. 3.1.4a ukazuje údaje vypočtené na základě vztahu (3.1.9) pro zvolené hodnoty $y_{0,5}^+$. Přitom byl použit experimentálně zjištěný poměr $y_m/y_{0,5} = 0,17$, k němuž shodně dospěli Schneider a Goldstein (1994) a Eriksson et al. (1998).

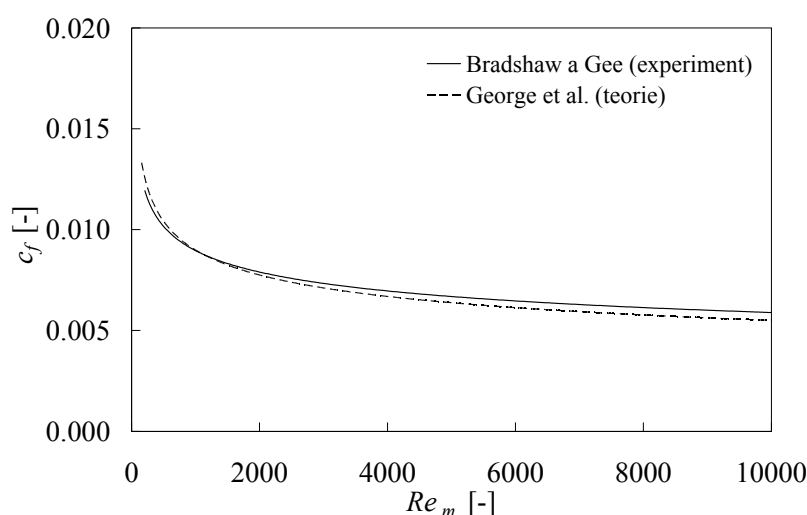
Tab. 3.1.4a – Součinitel tření c_f vypočtený z (3.1.9)

$y_{0,5}^+ [-]$	$u_\tau/u_{xm} [-]$	$Re_m [-]$	$c_f [-]$
100	0.0819	208	0.0134
200	0.0730	466	0.0107
300	0.0688	742	0.0095
400	0.0661	1029	0.0087
500	0.0642	1324	0.0082
1000	0.0590	2881	0.0070
1500	0.0564	4524	0.0064
2000	0.0547	6220	0.0060
3000	0.0524	9727	0.0055
4000	0.0510	13343	0.0052
5000	0.0499	17039	0.0050
6000	0.0490	20799	0.0048
7000	0.0483	24613	0.0047

Průběh hodnot c_f v rozsahu uvedeném v tab. 3.1.4a lze aproximovat mocninnou funkcí

$$c_f = 0,0391 Re_m^{-0,213}. \quad (3.1.12)$$

Přestože se při extrapolaci vztahu (3.1.11) směrem k nízkým hodnotám Re_m pohybujeme mimo oblast původně naměřených hodnot, porovnáním (3.1.11) a (3.1.12) zjistíme, že rozdíl součinitelů tření nepřesahuje 8 % v rozmezí $700 < Re_m < 10000$ (viz obr. 3.1.4a).



Obr. 3.1.4a – Porovnání experimentálně a teoreticky zjištěné závislosti $c_f = f(Re_m)$

Protože c_f podle experimentu vykazuje pro $Re_m > 700$ vyšší hodnoty než teorie, budou z (3.1.11) vyplývat spíše vyšší třecí rychlosti u_τ a tedy nižší hodnoty y_1 , což pro numerické řešení mezní vrstvy na stěně (bez stěnových funkcí) znamená bezpečnější odhad. Dále tedy použijeme experimentálně zjištěný vztah (3.1.11).

Z definice třecí rychlosti u_τ a jejího vztahu k c_f , resp. z (3.1.10) vyplývá, že

$$u_\tau = u_{xm} \sqrt{c_f/2}. \quad (3.1.13)$$

Do (3.1.13) dosadíme za c_f z (3.1.11) a výsledný výraz pro u_τ použijeme v rovnici (3.1.8):

$$y_1 = \frac{v}{u_{xm}} \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{0,0315} \left(\frac{y_m u_{xm}}{v} \right)^{-0,091}} y^+ = \frac{v}{u_{xm}} 7,9682 \left(\frac{y_m u_{xm}}{v} \right)^{0,091} y^+. \quad (3.1.14)$$

Pokles maximální rychlosti stěnového proudu v hlavní oblasti můžeme popsat mocninnou funkcí

$$\frac{u_{xm}}{u_{xo}} = B \left(\frac{y_{0,5}}{b} \right)^n, \quad (3.1.15)$$

kde b je výška přívodního otvoru (štěrbiny). Vložíme-li (3.1.15) do (3.1.14) spolu s poměrem $y_m/y_{0,5} = 0,17$, bude

$$y_1 = \frac{v}{u_{xo}} 6,7816 \left(\frac{y_{0,5} u_{xo}}{v} \right)^{0,091} B^{-0,909} \left(\frac{y_{0,5}}{b} \right)^{-0,909n} y^+. \quad (3.1.16)$$

Do (3.1.16) dosadíme koeficienty mocninné funkce (3.1.15) $B = 1,09$ a $n = -0,528$ (George et al., 2000) a vynásobíme pravou stranu podílem $y_{0,5}/y_{0,5}$. Po úpravě obdržíme

$$y_1 = 6,2706 y_{0,5} \left(\frac{y_{0,5} u_{xo}}{v} \right)^{-0,909} \left(\frac{y_{0,5}}{b} \right)^{0,480} y^+. \quad (3.1.17)$$

Zbývá použít vhodný vztah pro příčné rozšiřování stěnového proudu $y_{0,5} = f(x)$. Například podle Erikssona et al. (1998) je pro $x/b \geq 20$ b

$$y_{0,5} = 0,0782 x + 0,332 b. \quad (3.1.18)$$

Tab. 3.1.4b uvádí příklad průběhu výšky první buňky u stěny $2y_1$ při požadavku $y^+ = 2,5$ a podmínkách na přívodu, které jsou použity v úloze popsané v odst. 4.2. Je vidět, že je nutno věnovat pozornost hustotě sítě u stěny především v blízkosti přívodního otvoru, kde je rychlost stěnového proudu největší.

Tab. 3.1.4b – Výška první buňky u stěny podle (3.1.17) a (3.1.18)
 $y^+ = 2,5$; $u_{xo} = 7$ m/s; $b = 10$ mm; $v = 15,12 \cdot 10^{-6}$ m²/s

x [m]	$y_{0,5}$ [mm]	$2y_1$ [mm]
0,2	19	0,21
0,3	27	0,26
0,5	42	0,33
0,7	58	0,40
1,0	82	0,48
1,5	121	0,60
2,0	160	0,71
2,5	199	0,80
3,0	238	0,89
3,5	277	0,97
4,0	316	1,05

3.2 Validace experimentálními daty jiných autorů

Pro základní ověření správnosti numerických simulací s využitím zkoumaných modelů turbulence byly zvoleny dva jednoduché případy izotermického proudění vzduchu, se kterými se teoreticky můžeme setkat ve větraných místnostech – osově symetrický volný proud a plochý stěnový proud. Z experimentálního pohledu se jedná o dlouhodobě (více než 70 let) a velmi podrobně zkoumané případy proudění, o kterých lze v odborné literatuře nalézt velké množství informací. Existují poměrně nové (z let 1990 až 2000) dizertační práce zaměřené na podrobný experimentální výzkum těchto dvou typů turbulentních proudů.

S rozvojem počítačové mechaniky tekutin a potřebou ověřovat nové modely a metody numerického řešení proudění vznikla myšlenka budovat databáze kvalitních fyzikálních měření, které lze dobře reprodukovat v numerických simulacích. Jedná se o experimenty, které jsou provedené se špičkovým vybavením a jejichž výsledky prošly důkladnou oponenturou. Zároveň jsou od počátku uvažované jako porovnávací případy pro validaci CFD simulací, což je velmi důležité, protože v literatuře je publikována řada kvalitních experimentů, které však nelze v CFD reprodukovat, např. kvůli nedostatku informací o okrajových podmínkách. Příkladem takové iniciativy je European Research Community on Flow, Turbulence and Combustion (ERCOFTAC).

V této části práce je tedy použit výše popsáný přístup a jsou využity publikované experimenty, jejichž kvality by bylo velmi obtížné dosáhnout, ať už kvůli nedostatku znalostí a zkušeností nebo přístrojového vybavení. Experimentální údaje využité pro validaci simulací v této práci jsou získány vždy z několika prací, zaměřených na daný typ proudění a vybraných na základě rešerše literatury. Přehled těchto informací je uveden v odst. 2.3 a 2.4.

Porovnání výsledků simulací volného a stěnového proudu s experimentálními údaji je provedeno z ohledem na zaměření práce na větrání místností. Z tohoto důvodu jsou hodnoceny následující parametry:

- dosah proudu, resp. pokles maximální rychlosti proudu;
- zvětšování šířky proudu;
- rychlostní profily v hlavní oblasti proudu a jejich vzájemná podobnost;
- u stěnového proudu průběh součinitele tření na obtékané stěně.

3.3 Měření rychlostního pole v modelové místnosti

V laboratoři Ústavu techniky prostředí byly měřeny rychlosti turbulentního proudění vyvolaného izotermickým zatopeným proudem vzduchu přivedeným volným otvorem do modelové místnosti. Přitom byly použity všesměrové sondy se žhaveným elementem, které v technice prostředí slouží především k vyhodnocení stupně obtěžování průvanem *DR* (z angl. draught rating) – pravděpodobnostního ukazatele diskomfortu osob způsobeného kombinací teploty, rychlosti a turbulence proudícího vzduchu. Z toho také vyplývají požadavky na tyto sondy (Melikov et al., 1998).

3.3.1 Popis použitých termoanemometrů

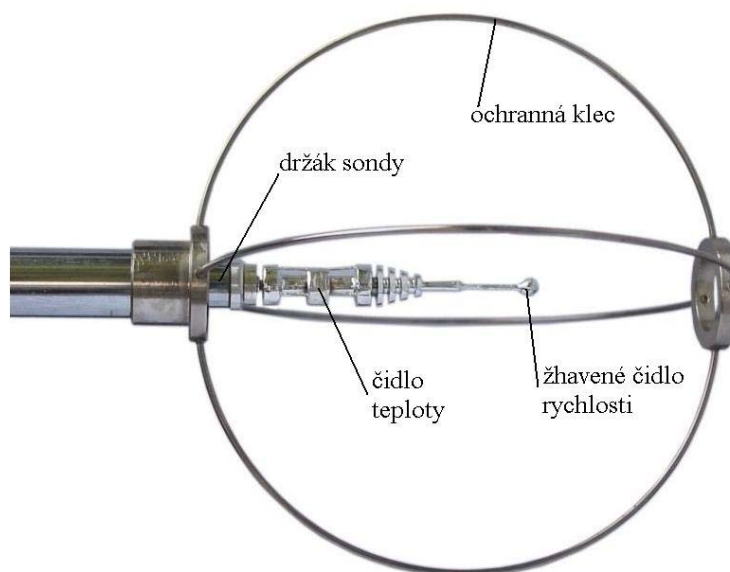
Měření středních rychlostí v modelové místnosti bylo provedeno se soustavou termoanemometrů, jejichž výrobcem je polská firma Sensor Electronic & Measurement Equipment. Základní části systému jsou sondy HT-412, z nichž každá má svůj samostatný A/D převodník HT-428 připojený do ústředny HT-480, která zajišťuje galvanicky oddělené napájení sond, převod proudového výstupu sond na napěťový a automatický sběr dat. Pro

ovládání měřicího systému, ukládání a vyhodnocení naměřených dat je nutný počítač se softwarem HT-400. Příklad sestavy je uveden na obr. 3.3.1a.



Obr. 3.3.1a – Příklad sestavy termoanemometrů HT-400
(převzato z technické dokumentace výrobce)

Sonda HT-412 (obr. 3.3.1b) je vybavena kovovým žhaveným elementem ve tvaru kuličky o průměru 2 mm. Přístroj udržuje teplotu elementu 25 °C nad teplotou vzduchu, který čidlo obtéká a tím i ochlazuje. Ze změřeného proudu, který je nutný pro udržení uvedeného teplotního rozdílu, se vyhodnocuje rychlost proudícího vzduchu. Pro měření teploty vzduchu, která je nutná pro kompenzaci čidla rychlosti a pro vyhodnocení ukazatele DR , má sonda odporové čidlo umístěné přibližně 25 mm od senzoru rychlosti. Kvůli správné teplotní kompenzaci čidla rychlosti se doporučuje, aby při měření byla podélná osa sondy pokud možno kolmá na převládající směr proudění. Sonda je vybavena ochrannou drátěnou klecí o průměru cca 72 mm. Držák sondy tvoří kovová trubka o průměru 7 mm a délce 190 mm, kterou prochází kabel pro napájení a přenos signálu. Celková délka sondy s držákem bez ochranné klece je 225 mm, s klecí 255 mm.



Obr. 3.3.1b – Sonda HT-412 (skutečná velikost)

Tab. 3.3.1a – Technické parametry sond HT-412 s A/D převodníkem HT-428

rozsah měřitelných rychlostí	0,05 až 5 m/s
rozsah měřitelných teplot	0 až 50 °C
přesnost měření rychlosti od 0,05 do 1 m/s	$\pm(0,02 \text{ m/s} + 1 \% \text{ čtení})$
přesnost měření rychlosti od 1 do 5 m/s	$\pm 3 \%$
přesnost měření teploty	$\pm 0,3 \text{ °C}$
frekvence vzorkování	5 Hz
maximální měřitelná frekvence fluktuací*	min. 1 Hz
charakteristika rychlostního výstupu	nelineární
charakteristika teplotního výstupu	lineární

* frekvence sinusového kolísání rychlosti, při které lze směrodatnou odchylku od střední rychlosti vyhodnotit s přesností $\pm 10 \%$

Pro měření rychlostního pole ve více bodech najednou byla z 16 výše popsaných anemometrů sestavena hřebenová sonda (obr. 3.3.1c). K tomu byl použit duralový nosník se speciálním profilem zvyšujícím tuhost v ohybu a krutu, s vnějším rozměrem průřezu 30×30 mm a délkou 3580 mm. Sondy byly upevněny ve svěrných jezdcích, které dovolují měnit polohu sondy posuvem po nosníku. Pro každou sondu byl vyroben nástavec z duralové trubky průměru 10 mm, kterým lze oddálit rychlostní čidlo 45 mm před a 450 mm nad osu nosníku a tím snížit vliv nosníku na měřené hodnoty. Protože drátěná klec může velmi významně ovlivnit měření, byly anemometry používány bez této ochrany.



Obr. 3.3.1c – Hřebenová sonda sestavená z anemometrů HT-412 (čidla jsou ukryta v ochranných trubičkách)

3.3.2 Vyhodnocení střední rychlosti a intenzity turbulence

Termoanemometr HT-400 vyhodnocuje střední rychlost u proudění jako aritmetický průměr hodnot odečtených ve zvoleném časovém intervalu. Přitom kulové čidlo nerozlišuje směr rychlosti, takže jednotlivé naměřené hodnoty představují velikost vektoru okamžité rychlosti U_k ($k = 1, 2, \dots, N$ udává pořadí odečtu). Pro střední rychlost platí

$$u = \frac{1}{N} \sum_k |U_k|, \quad (3.3.1)$$

kde počet naměřených hodnot N závisí na délce časového intervalu a frekvenci vzorkování. Např. pro vyhodnocení ukazatele DR se doporučuje délka intervalu 3 minuty (Melikov et al., 1998), tzn. 900 hodnot při frekvenci vzorkování 5 Hz. Dostatečný počet vzorků je předpokladem pro správné stanovení střední rychlosti a intenzity turbulence, která je vyhodnocována ze směrodatné odchylky od aritmetického průměru rychlosti

$$s(u) = \sqrt{\frac{\sum_k (|U_k| - u)^2}{N - 1}}. \quad (3.3.2)$$

Rozptyl střední rychlosti $s^2(u)$ pak nahrazuje střední hodnotu kvadrátu fluktuací rychlosti $\overline{u'^2}$ ve výpočtu intenzity turbulence:

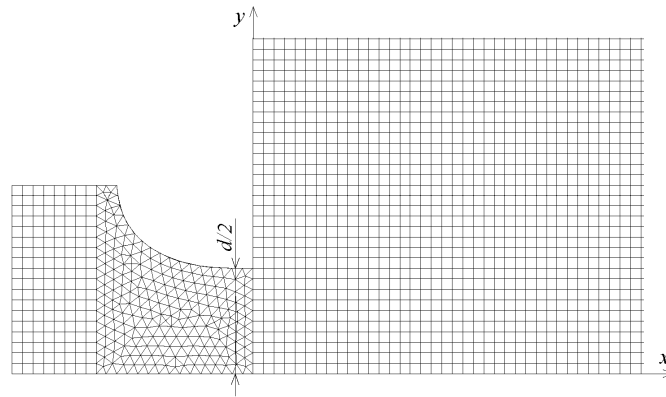
$$I_T = \frac{s(u)}{u}. \quad (3.3.3)$$

3.3.3 Kalibrace termoanemometrů

Čidla nebylo možné kalibrovat kvůli nedostatku potřebného přístrojového vybavení, avšak anemometry byly použity poprvé od jejich pořízení, takže kalibrační křivky stanovené výrobcem by v rámci zde provedených měření měly platit. Obecně má na změnu charakteristiky čidel vliv především jejich provoz, při kterém se zahřívají. Ke změnám vlastností materiálů čidel (měď, nikl) by podle informací výrobce nemělo docházet, pokud se sondy nepoužívají.

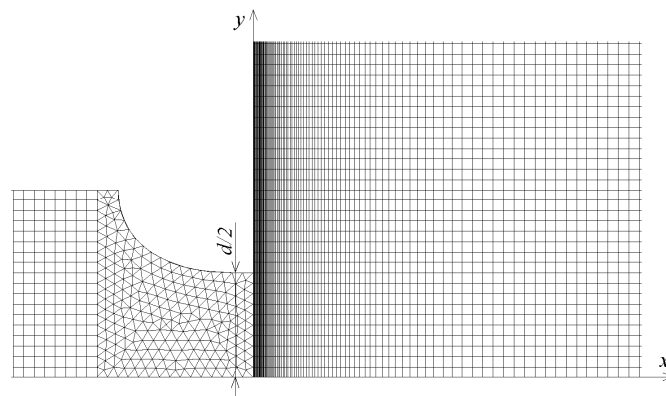
na vstupu vyplývá střední rychlost podle průřezu v ústí trysky $u_{x0} = 10$ m/s ($Re_o = 1,3 \cdot 10^5$). Pro přítok přes volnou hranici se předpokládá intenzita turbulence $I_T = 1$ % a poměr turbulentní a molekulární viskozity $\mu_T/\mu = 1$. Tekutinou je vzduch s konstantní hustotou $\rho = 1,2$ kg/m³ a dynamickou viskozitou $\mu = 18,14 \cdot 10^{-6}$ Pa·s.

Výpočet volného proudu je zpracován celkem v sedmi variantách. Pro základní případ VP-1 je síť v hlavní výpočetní oblasti tvořena čtvercovými buňkami o hraně 20 mm. Varianty VP-2 a VP-3 mají postupně vždy poloviční hrany buněk na 10 mm, resp. 5 mm, tzn. přibližně čtyř- a šestnáctinásobek celkového počtu kontrolních objemů základního případu. Numerická síť v přívodním potrubí s tryskou je vždy přizpůsobena síti v hlavní výpočetní oblasti (viz obr. 4.1.1b).



Obr. 4.1.1b – Schéma numerické sítě pro případy VP-1, VP-2, VP-3

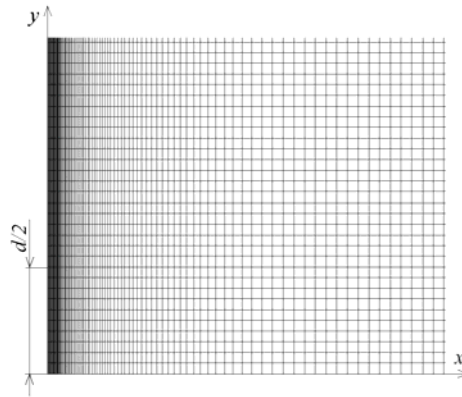
Protože obtékání svislé stěny v blízkosti ústí trysky může mít vliv na strhávání vzduchu do primárního proudu, je pro případ s prostřední hustotou síť vytvořena varianta VP-2a se zahuštěnou sítí u stěny. Rozměr buněk ve směru x roste od $\Delta x_1 = 0,2$ mm (pro 1. buňku u stěny) geometrickou řadou s kvocientem 1,048 až do vzdálenosti 200 mm od stěny. Svislý krok sítě zůstává $\Delta y = 10$ mm (viz obr. 4.1.1c) a mimo popsané zahuštění u stěny je numerická síť stejná jako pro případ VP-2.



Obr. 4.1.1c – Schéma numerické sítě pro případ VP-2a

Varianty VP-2b a VP-2c odvozené z případu s prostřední velikostí buněk (10×10 mm) a se zahuštěnou sítí v blízkosti svislé stěny mají ukázat vliv některých okrajových podmínek na simulaci volného proudu. U těchto variant je odstraněno přívodní potrubí s tryskou (viz obr. 4.1.1d), přívodní otvor je definován rozměrem $d/2$ a obdélníkovým rychlostním profilem s nízkou intenzitou turbulence ($u_{x0} = 10$ m/s, $I_{T0} = 2$ %). Pro případ VP-2b je na volné hranici $I_T = 1$ % a $\mu_T/\mu = 1$. U varianty VP-2c (jen s modelem WKO) je na volných

hranicích snížena intenzita turbulence 10krát a poměr μ_T/μ 1000krát, tj. na $I_T = 0,1\%$ a $\mu_T/\mu = 0,001$. Poslední varianta VP-2d (jen s SST modelem) zahrnuje pouze hlavní výpočetní oblast (bez přivodních prvků), má rovnoměrnou numerickou síť 10×10 mm a svislá stěna je v ní nahrazena volnou hranicí ($I_T = 1\%$ a $\mu_T/\mu = 1$).



Obr. 4.1.1d – Schéma numerické sítě pro případy VP-2b, VP-2c

4.1.2 Simulace s Wilcoxovým modelem turbulence (WKO)

Z výsledků variant VP-1 až VP-3 je posouzen vliv hustoty numerické sítě na výpočet, dále jsou porovnány případy s prostřední hustotou sítě VP-2a, VP-2b a VP-2c, které by měly ukázat vliv změn některých okrajových podmínek. Základní údaje o numerické síti a konvergenci výpočtu všech šesti případů shrnuje tab. 4.1.2a.

Tab. 4.1.2a – Numerická síť a konvergence výpočtu volného proudu (WKO)

Řešený případ		VP-1	VP-2	VP-3	VP-2a	VP-2b	VP-2c
parametry sítě	N_{celk} [-]	$126 \cdot 10^3$	$502 \cdot 10^3$	$2007 \cdot 10^3$	$533 \cdot 10^3$	$532 \cdot 10^3$	$532 \cdot 10^3$
	N_{x200} [-]	10	20	40	83	83	83
	Δx_1 [mm]	20	10	5	0,2	0,2	0,2
	$\Delta x, \Delta y$ [mm]	20	10	5	10	10	10
rezidua	$rez(m)$ [-]	$7 \cdot 10^{-9}$	$8 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$
	$rez(u_x)$ [-]	$1 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-9}$
	$rez(u_y)$ [-]	$1 \cdot 10^{-11}$	$1 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-10}$
	$rez(k)$ [-]	$4 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-9}$	$6 \cdot 10^{-9}$
	$rez(\omega)$ [-]	$2 \cdot 10^{-10}$	$6 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-10}$	$6 \cdot 10^{-10}$
změna monitorů*	$\xi_1(u_x)$ [-]	$2 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-7}$
	$\xi_2(u_x)$ [-]	$1 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^{-7}$

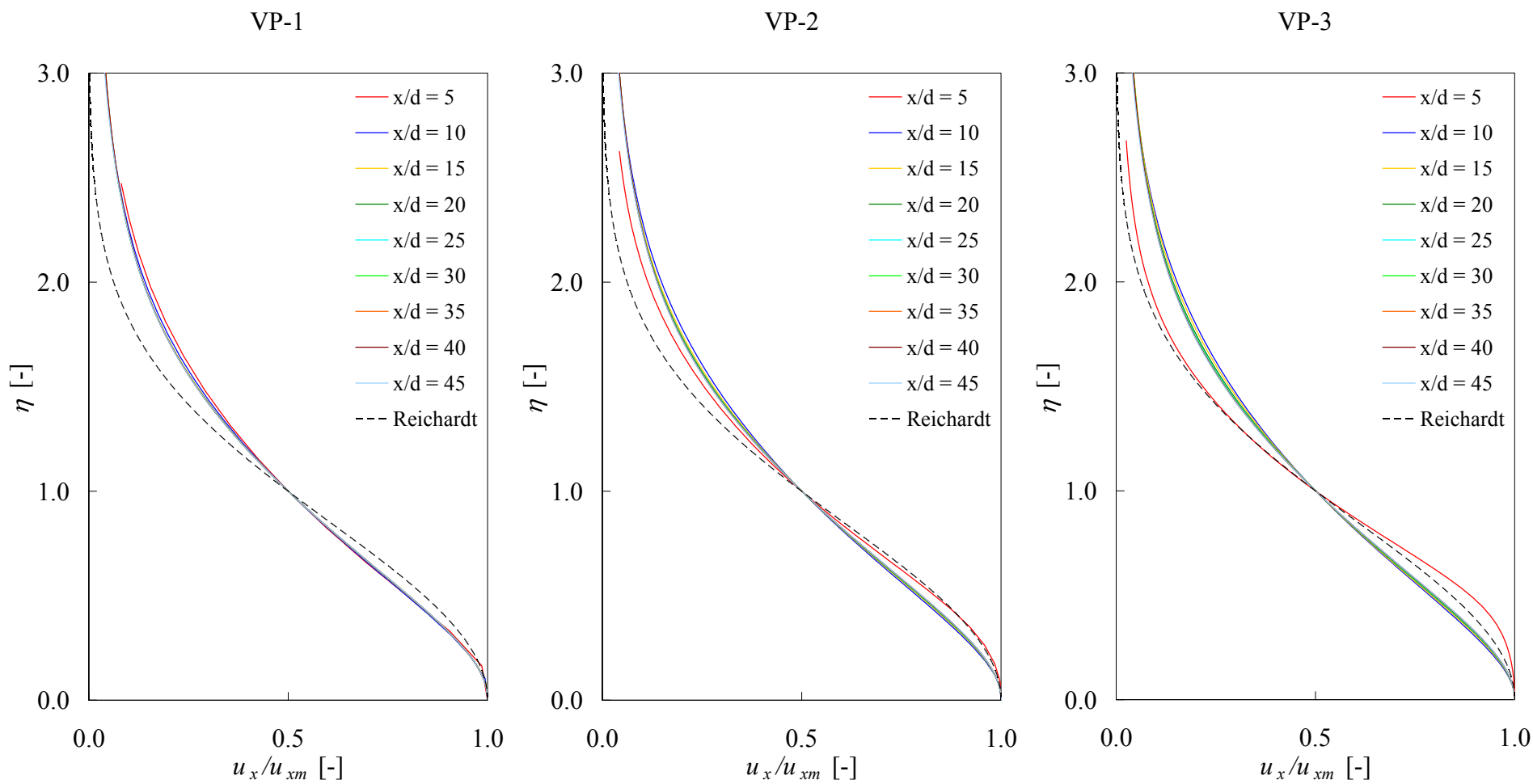
N_{celk} celkový počet buněk numerické sítě

N_{x200} počet buněk ve vodorovném směru ve vrstvě $x = 0$ až 200 mm

Δx_1 výška první buňky u svislé stěny

$\Delta x, \Delta y$... základní krok čtvercové sítě

*relativní změna sledované veličiny za posledních 1000 iterací v bodech $A_1[5; 0,5], A_2[9,5; 0]$ (souřadnice v metrech)



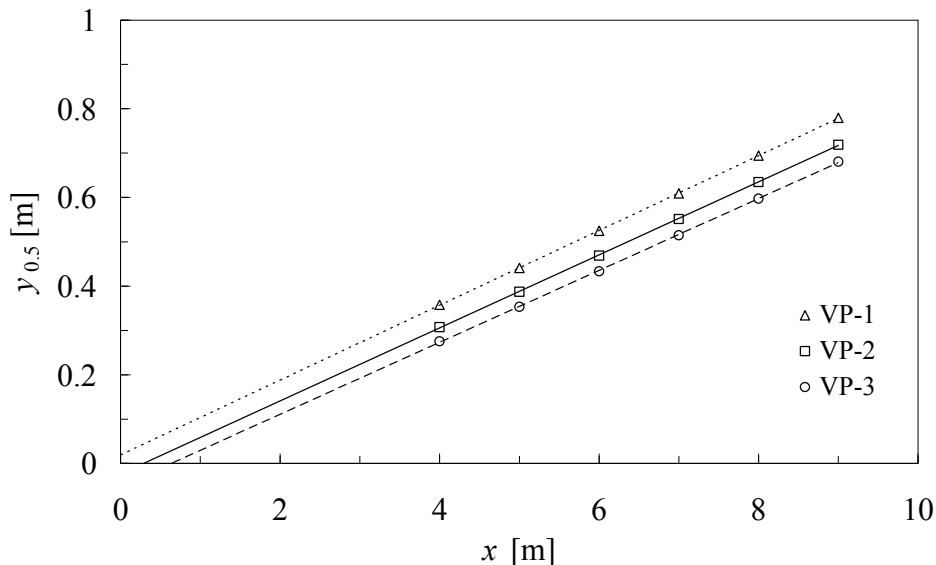
Obr. 4.1.2a – Porovnání rychlostních profilů v poměrných souřadnicích;
různé hustoty numerické sítě (WKO)

Pro všechny případy bylo získáno řešení, které lze na základě dosažených hodnot reziduí a průběhu monitorovaných veličin považovat za dostatečně ustálené. Částečným problémem byla pouze pomalá konvergence u variant s vyšším počtem kontrolních objemů, které vyžadovaly až několik desítek tisíc iterací.

Obr. 4.1.2a na předcházející straně ukazuje přehled rychlostních profilů v poměrných souřadnicích u_x/u_{xm} a $\eta = y/y_{0,5}$ pro varianty VP-1, VP-2 a VP-3 včetně jejich porovnání s Reichardtovým profilem popsaným rovnicí (2.3.2). Průběhy rychlostí získané simulací s referenčním profilem nesouhlasí, a to bez ohledu na použitou hustotu numerické sítě. Vliv hustoty sítě je patrný pouze v počáteční, příp. přechodové oblasti proudu, což se projevuje především změnami profilu ve vzdálenosti $x/d = 5$ (vynesen červenou čarou).

Vzájemné splnutí profilů zjištěných ze simulace v různých poměrných vzdálenostech x/d od přívodního otvoru je vyhovující, rozptyl je velmi malý v celém rozsahu zobrazení. Výrazněji se od společného průběhu odklání profily ve vzdálenosti $x/d = 5$ (červená čára) a $x/d = 10$ (tm. modrá), u případů VP-2 a VP-3 také v $x/d = 15$ (žlutá křivka).

Dále uvedené charakteristiky volného proudu jsou vyhodnoceny v šesti vzdálenostech $20 \leq x/d \leq 45$ s krokem $5d$ (tzn. 1 m). Vymezení vzdáleností vyplývá z požadavku, aby se odečítaly hodnoty pouze v hlavní oblasti proudu. Zároveň je z hodnocení vyloučen pravý okraj výpočetní oblasti ($x/d = 50$), kde je předepsán kolmý přítok, což může v okolí této hranice zkreslit směr přísávání tekutiny do primárního proudu. Charakteristiky volného proudu – míra rozšiřování, poloha virtuálního počátku proudu, průběh osové rychlosti a konstanta výusti – jsou ukázány v následujících grafech a v souhrnné tabulce číselných hodnot na konci odst. 4.1.2.

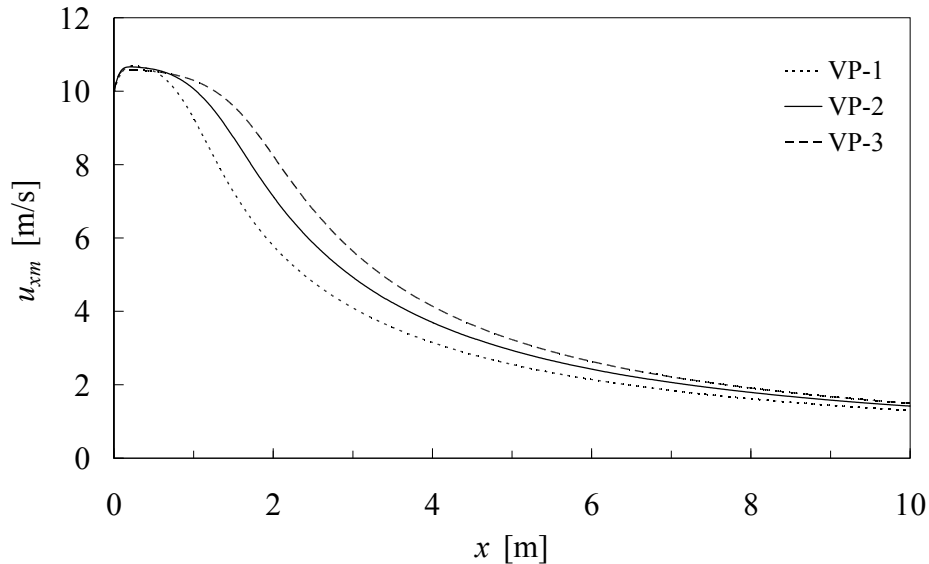


Obr. 4.1.2b – Rozšiřování volného proudu: různé hustoty sítě (WKO)

Na obr. 4.1.2b jsou porovnány varianty s různou hustotou sítě z hlediska narůstání šířky volného proudu. Vždy šesti body $[x, y_{0,5}]$ odečtenými v hlavní oblasti je proložena přímka, která je protažena až k počátku souřadnic a tím naznačuje polohu virtuálního počátku proudu. Je zřejmé, že poloměr proudu $y_{0,5}$ roste lineárně v souladu s rovnicí (2.3.3). Směrnice $\tan \varphi_{0,5}$ je u všech tří přímek téměř stejná, hustota sítě tedy prakticky neovlivňuje míru rozšiřování proudu. Viditelný je spíše její vliv na posouvání virtuálního počátku proudu vůči přívodnímu otvoru (počátku souřadnic).

Průběh osové rychlosti na obr. 4.1.2c vykazuje překvapivé zvýšení hodnoty z $u_{x0} = 10$ m/s na $u_{xm} = 10,7$ m/s v počáteční oblasti proudu. To je pravděpodobně způsobeno

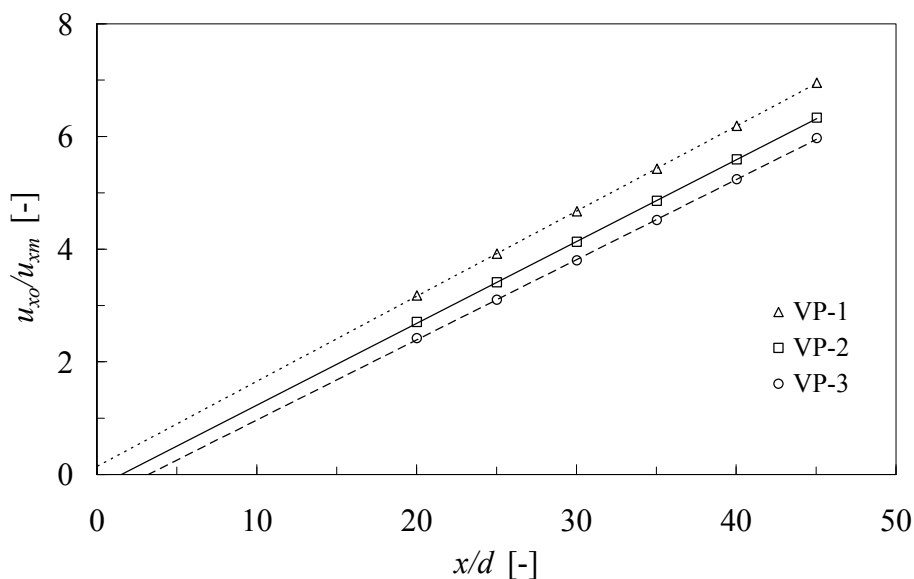
beno kontrakcí proudu za ústím trysky. Takto výrazné zvýšení rychlosti v počáteční oblasti však není popsáno v žádné autorovi známé publikaci o volném proudu. Novější práce (od roku 1990) bohužel nevěnují vývoji proudění v počáteční a přechodové oblasti příliš pozornost. Podle starší literatury (Abramovič, 1960; Rajaratnam, 1976) je tedy nutno toto zvýšení rychlosti v ose proudu vytékajícího z trysky považovat za nereálné. Přestože je obraz proudění v počáteční oblasti pravděpodobně zkreslený, na hlavní oblast proudu to nemá příliš velký vliv, jak bude ukázáno dále při porovnání varianty VP-2a s VP-2b.



Obr. 4.1.2c – Průběh max. osové rychlosti volného proudu: různé hustoty sítě (WKO)

Pokles osové rychlosti v hlavní oblasti proudu lze graficky znázornit v poměrných souřadnicích podle rovnice (2.3.4), kdy se obvykle používá logaritmické měřítko (např. Chyský a Hemzal, 1993). Jednodušší vyhodnocení konstanty výstupu K a polohy virtuálního počátku x_p umožňuje graf na obr. 4.1.2d v souřadnicích převrácených vůči rovnici (2.3.4):

$$\frac{u_{x_0}}{u_{x_m}} = \frac{1}{K} \frac{(x - x_p)}{d}. \quad (4.1.1)$$



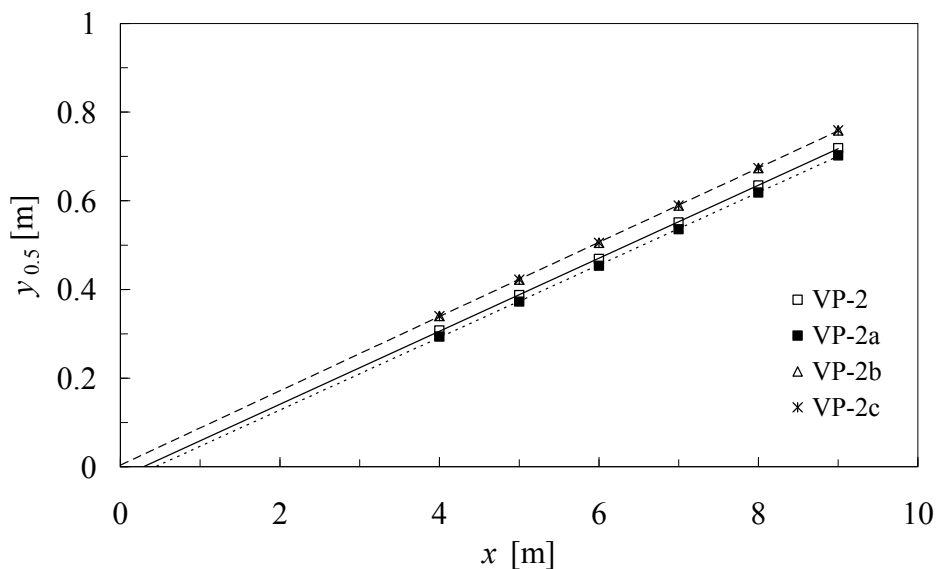
Obr. 4.1.2d – Pokles max. rychlosti v poměrných souřadnicích: různé hustoty sítě (WKO)

Konstanta výusti K se vypočte jako převrácená hodnota směrnice přímky proložené vždy šesti bodovými hodnotami bezrozměrné osové rychlosti v hlavní oblasti proudu, poloha x_p vyplývá z průsečíku této přímky s vodorovnou osou grafu (obr. 4.1.2d).

Z obou posledních grafů maximální osové rychlosti je zřejmé, že průběhy vypočtené při různé hustotě numerické sítě se příliš neliší, jsou však navzájem posunuté. To se projevuje posouváním polohy x_p virtuálního počátku proudu. Přímky poklesu na obr. 4.1.2d jsou téměř rovnoběžné, takže konstanta výusti K se případ od případu mění málo.

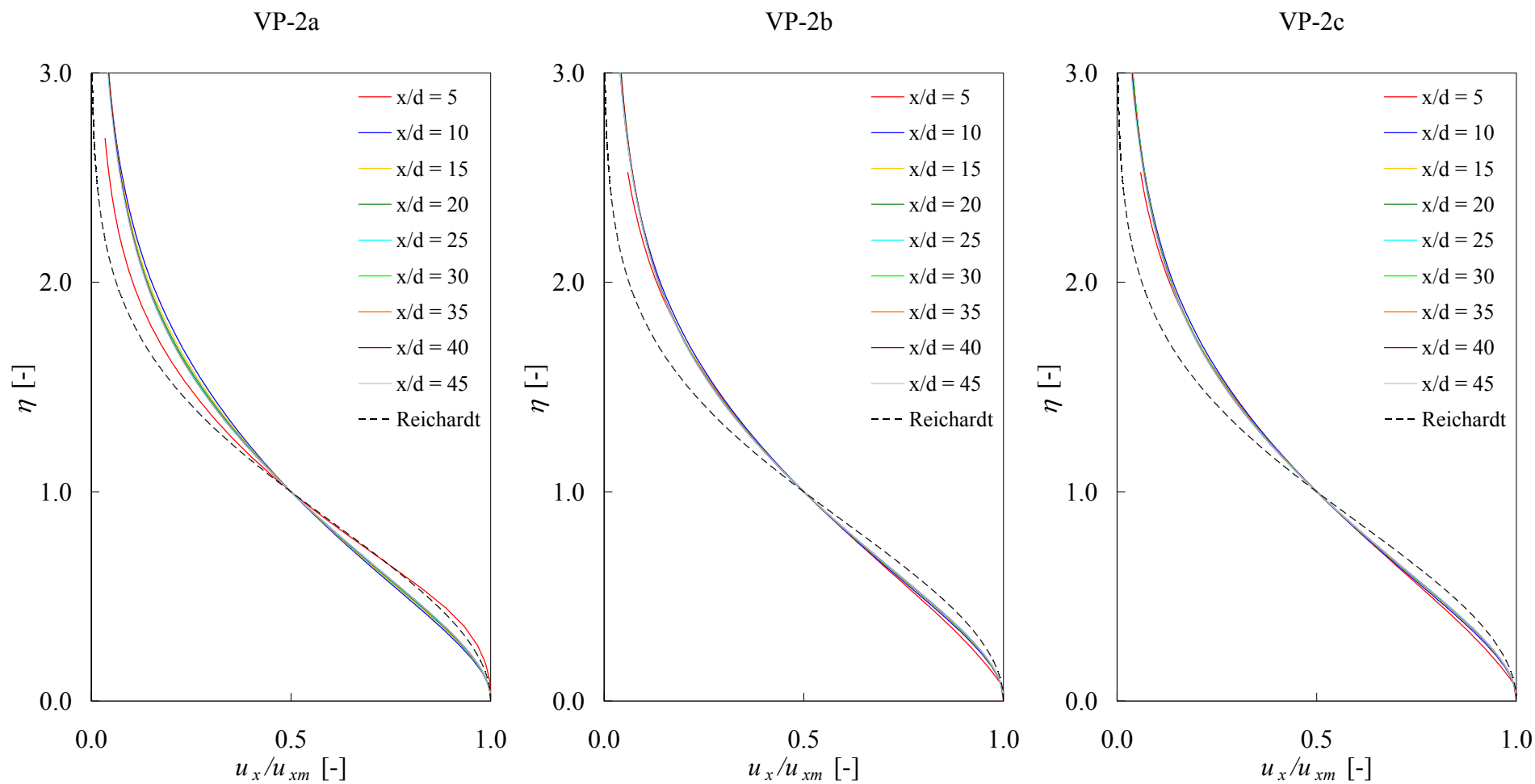
V dalším kroku je vliv některých okrajových podmínek posouzen na variantách odvíjejících se od případu VP-2 se střední hustotou sítě. Varianta VP-2a má zahuštěnou síť u svislé stěny, protože výpočet mezní vrstvy na této stěně může mít vliv na strhávání tekutiny do primárního proudu. Kontrakce proudu za ústím trysky u případů VP-1 až VP-3, která se jeví jako nereálná, může být způsobena nevhodnou numerickou sítí v trysce. U dalších dvou variant VP-2b a VP-2c je tedy přívodní potrubí s tryskou odstraněno.

Graf rozšiřování proudu na obr. 4.1.2e ukazuje, že hustější síť na svislé stěně ovlivní polohu virtuálního počátku proudu, ne však jeho rozšiřování (přímky pro VP-2 a VP-2a jsou rovnoběžné). Dále je evidentní, že se snížení parametrů turbulence na volných hranicích téměř neprojevilo na výsledcích (průběhy VP-2b a VP-2c se kryjí).



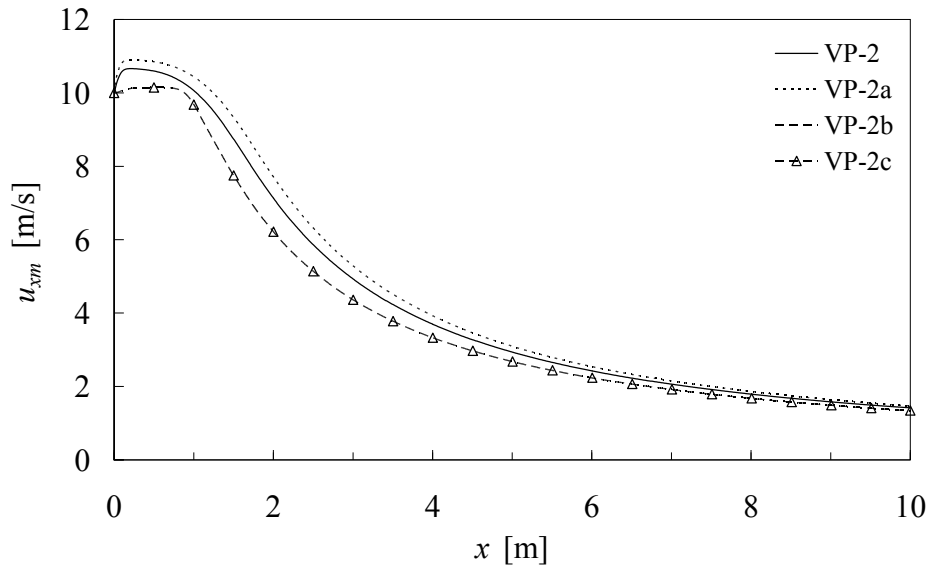
Obr. 4.1.2e – Rozšiřování volného proudu: různé okrajové podmínky (WKO)

Rychlostní profily pro varianty VP-2a, VP-2b a VP-2c jsou porovnány na obr. 4.1.2f na následující straně. Kromě profilu v $x/d = 5$ (červená křivka) jsou všechny grafy prakticky stejné a neliší se významně od rychlostních profilů předchozích variant (obr. 4.1.2a). Až na omezený vliv v počáteční oblasti proudu se tedy ani hustější numerická síť na svislé stěně ani snížené parametry turbulence neprojeví na příčném průběhu rychlosti, který zůstává odlišný od Reichardtova profilu.



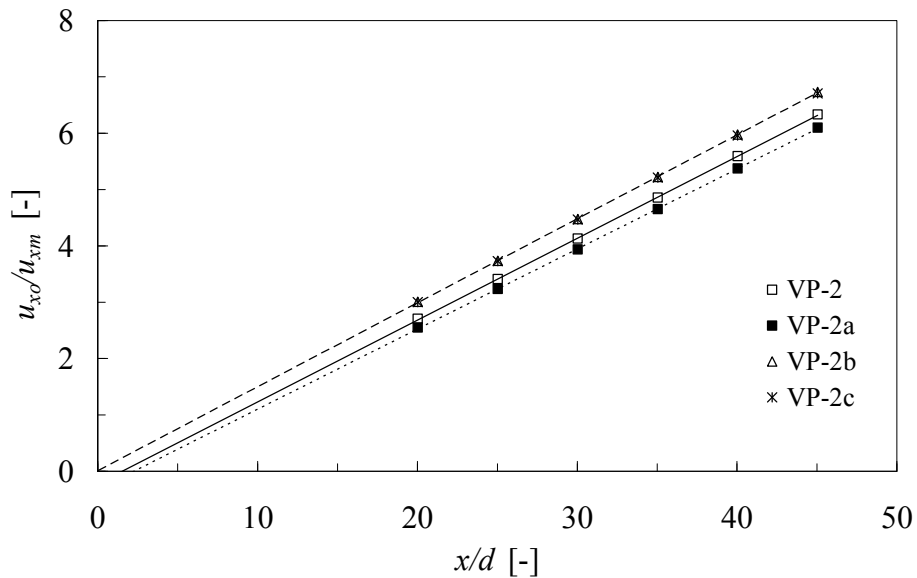
Obr. 4.1.2f – Porovnání rychlostních profilů v poměrných souřadnicích; různé okrajové podmínky (WKO)

Graf průběhu maximální osové rychlosti na obr. 4.1.2g ukazuje, že odstranění přívodního potrubí s tryskou eliminuje nereálné zvýšení u_{xm} v počáteční oblasti proudu. Určitá kontrakce proudu se za otvorem, který je zde definován pouze rozměrem a obdélníkovým rychlostním profilem s nízkou intenzitou turbulence ($u_{xo} = 10$ m/s, $I_{To} = 2$ %), objevuje, avšak zvýšení osové rychlosti nepřesahuje 1,5 % u_{xo} . Znovu je zřejmé překrytí průběhů variant VP-2b a VP-2c, které se liší pouze v parametrech turbulence na volných hranicích.



Obr. 4.1.2g – Pokles osové rychlosti: různé okrajové podmínky (WKO)

Z poklesu rychlosti v hlavní oblasti proudu na obr. 4.1.2h je vidět, že lineární průběhy jsou téměř rovnoběžné, tzn. že konstanta výstupu K se mění málo a dochází pouze k posouvání virtuálního počátku proudu. Opět lze konstatovat téměř shodné přímky poklesu rychlosti pro varianty VP-2b a VP-2c.



Obr. 4.1.2h – Pokles max. rychlosti v poměrných souřadnicích: různé okrajové podmínky (WKO)

V tab. 4.1.2b je souhrn číselných hodnot charakteristik volného proudu pro všechny testované varianty simulace s Wilcoxovým modelem turbulence. Z údajů pro varianty VP-1 až VP-3 (různá hustota numerické sítě) vyplývá, že není dosaženo řešení nezávislé na hustotě sítě. Hodnoty jednotlivých charakteristik se však od sebe liší málo a jejich rozdíly se snižují při zvyšování hustoty sítě, takže se asymptoticky blíží k hodnotám nezávislým na prostorové diskretizaci výpočetní oblasti, od kterých pravděpodobně nejsou příliš vzdálené.

Tab. 4.1.2b – Charakteristiky volného proudu (WKO)

$$u_{xo} = 10 \text{ m/s}, d = 200 \text{ mm}, Re_o = 1,3 \cdot 10^5$$

	VP-1	VP-2	VP-3	VP-2a	VP-2b	VP-2c
x_p/d [-]	-0,94	1,54	3,23	2,26	-0,05	-0,15
$\text{tg}\varphi_{0,5}$ [-]	0,084	0,082	0,081	0,082	0,084	0,084
K [-]	6,62	6,89	7,03	7,03	6,71	6,75

Všechny modifikace základního případu VP-1, ať jde o hustotu sítě nebo okrajové podmínky, způsobují především posouvání virtuálního počátku proudu. Na rychlostní profil v hlavní oblasti nemají téměř žádný vliv. Změny v míře rozšiřování proudu a v poklesu osově rychlosti (tj. v dosahu proudu) jsou minimální, v řádu několika procent.

Celkově lze tedy konstatovat, že simulace volného proudu s Wilcoxovým modelem turbulence

- vytváří v hlavní oblasti proudu rychlostní profil odlišný od Reichardtova;
- nadhodnocuje dosah proudu, protože konstanty výusti jsou o 14 až 21 % vyšší než referenční hodnota $K = 5,8^\dagger$;
- podhodnocuje míru rozšiřování proudu, která je o 16 až 19 % nižší než referenční hodnota $\text{tg}\varphi_{0,5} = 0,1^\ddagger$.

4.1.3 Simulace s Menterovým modelem turbulence (SST)

Simulace s Menterovým modelem turbulence jsou opět zpracovány pro tři varianty hustoty numerické sítě VP-1 až VP-3, dále pro případy se zahuštěnou sítí na svislé stěně VP-2a a bez přívodního potrubí s tryskou VP-2b. Varianta VP-2c se sníženými parametry turbulence na volné hranici již není zkoumána, protože u WKO modelu nevykazuje téměř žádné rozdíly proti původnímu zadání $I_T = 1\%$ a $\mu_T/\mu = 1$. Navíc SST model by měl být na zadání hladiny turbulence ve vzdáleném okolí méně citlivý než model WKO (Menter, 1994). Místo toho je analýza doplněna variantou VP-2d bez přívodního potrubí s tryskou a bez svislé stěny, která je nahrazena volnou hranicí. Numerická síť je čtvercová s krokem 10 mm.

Pro všechny varianty bylo získáno řešení, které lze na základě dosažených hodnot reziduí a průběhu monitorovaných veličin považovat za dostatečně ustálené. I když rychlost ustálení numerického řešení nebyla systematicky sledována, lze konstatovat lepší vlastnosti SST modelu proti WKO z hlediska konvergence výpočtu volného proudu. Naznačují to i údaje v tab. 4.1.2a a 4.1.3a (nižší rezidua u SST modelu). Výpočet s oběma

[†] Malmström et al. (1997)

[‡] Pope (2000)

modely probíhal při stejných parametrech relaxace řešení a se srovnatelným počtem iteračních kroků u vzájemně si odpovídajících variant. Základní údaje o numerické síti a konvergenci výpočtu všech variant s modelem SST shrnuje tab. 4.1.3a.

Tab. 4.1.3a – Numerická síť a konvergence výpočtu volného proudu (SST)

Řešený případ		VP-1	VP-2	VP-3	VP-2a	VP-2b	VP-2d
parametry sítě	N_{celk} [-]	$126 \cdot 10^3$	$502 \cdot 10^3$	$2007 \cdot 10^3$	$532 \cdot 10^3$	$532 \cdot 10^3$	$500 \cdot 10^3$
	N_{x200} [-]	10	20	40	83	83	20
	Δx_1 [mm]	20	10	5	0,2	0,2	10
	$\Delta x, \Delta y$ [mm]	20	10	5	10	10	10
rezidua	$rez(m)$ [-]	$3 \cdot 10^{-12}$	$7 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-13}$
	$rez(u_x)$ [-]	$4 \cdot 10^{-15}$	$4 \cdot 10^{-11}$	$7 \cdot 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{-13}$	$5 \cdot 10^{-13}$	$1 \cdot 10^{-16}$
	$rez(u_y)$ [-]	$2 \cdot 10^{-15}$	$8 \cdot 10^{-12}$	$3 \cdot 10^{-11}$	$1 \cdot 10^{-13}$	$1 \cdot 10^{-13}$	$4 \cdot 10^{-17}$
	$rez(k)$ [-]	$2 \cdot 10^{-13}$	$1 \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^{-11}$	$1 \cdot 10^{-11}$	$1 \cdot 10^{-16}$
	$rez(\omega)$ [-]	$8 \cdot 10^{-14}$	$3 \cdot 10^{-10}$	$7 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-12}$	$1 \cdot 10^{-12}$	$1 \cdot 10^{-16}$
změna monitorů*	$\zeta_1(u_x)$ [-]	$8 \cdot 10^{-9}$	$8 \cdot 10^{-9}$	$8 \cdot 10^{-9}$	$8 \cdot 10^{-9}$	$8 \cdot 10^{-9}$	$8 \cdot 10^{-9}$
	$\zeta_2(u_x)$ [-]	$2 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{-9}$	$9 \cdot 10^{-9}$	$9 \cdot 10^{-9}$

N_{celk} celkový počet buněk numerické sítě

N_{x200} počet buněk ve vodorovném směru ve vrstvě $x = 0$ až 200 mm

Δx_1 výška první buňky u svislé stěny (kromě VP-2d, kde stěna není)

$\Delta x, \Delta y$... základní krok čtvercové sítě

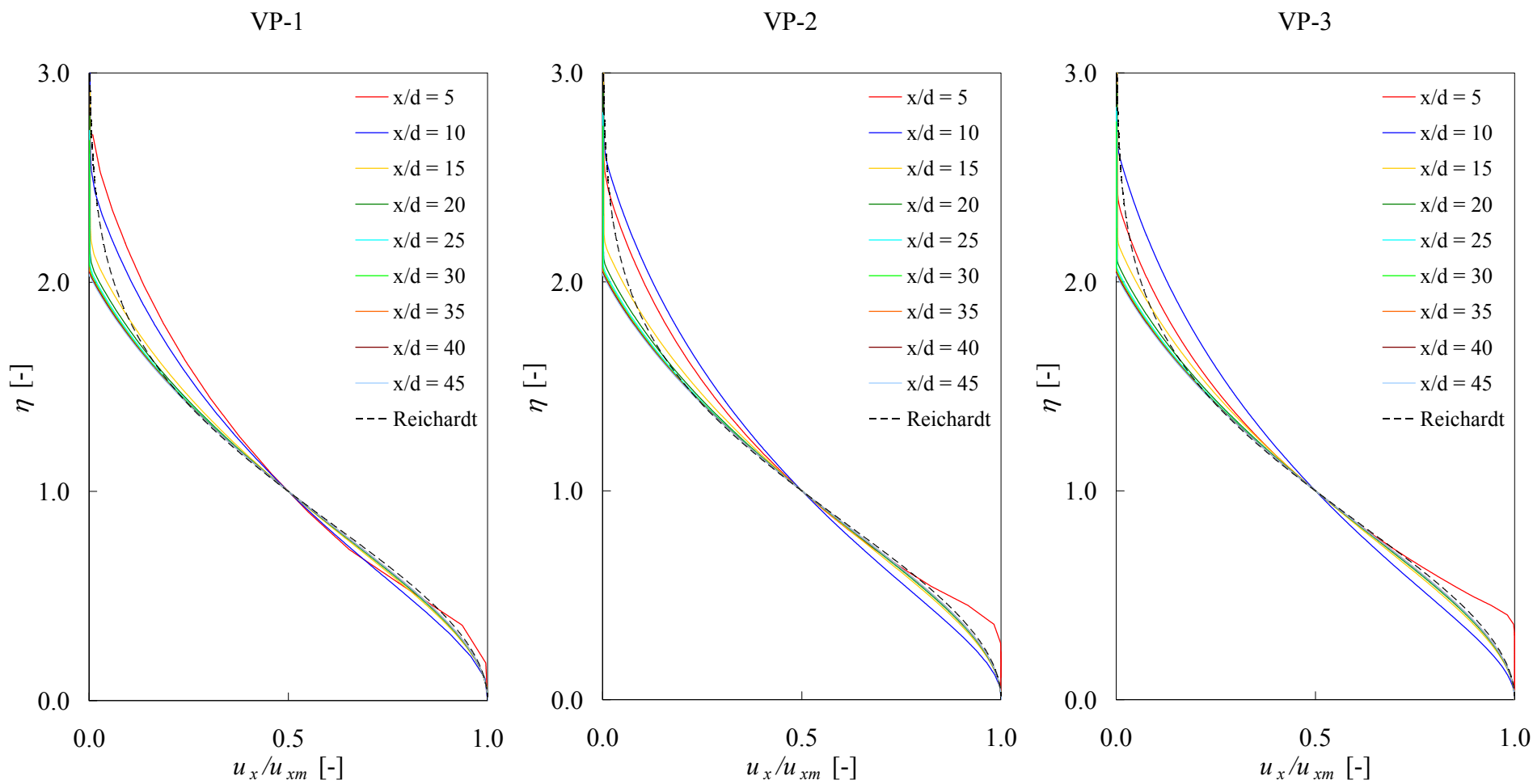
*relativní změna sledované veličiny za posledních 1000 iterací v bodech

A_1 [5; 0,5], A_2 [9,5; 0] (souřadnice v metrech)

Obr. 4.1.3a na následující straně ukazuje přehled rychlostních profilů v poměrných souřadnicích pro varianty VP-1, VP-2 a VP-3 včetně jich porovnání s Reichardtovým profilem popsaným rovnicí (2.3.2), kde $\eta = y/y_{0,5}$. Je vidět dobrý souhlas průběhů rychlostí s referenčním profilem až do výšky $\eta \approx 1,6$ bez ohledu na použitou hustotu numerické sítě. Také vzájemné splynutí průběhů rychlostí je vyhovující. Výjimkou jsou pouze profily ve vzdálenostech $x/d = 5$ a 10, částečně i $x/d = 15$, vyznačené červenou, modrou a žlutou čarou. Tyto vzdálenosti spadají do počáteční a přechodové oblasti proudu. Jedině zde se projevuje vliv hustoty numerické sítě na průběh rychlosti.

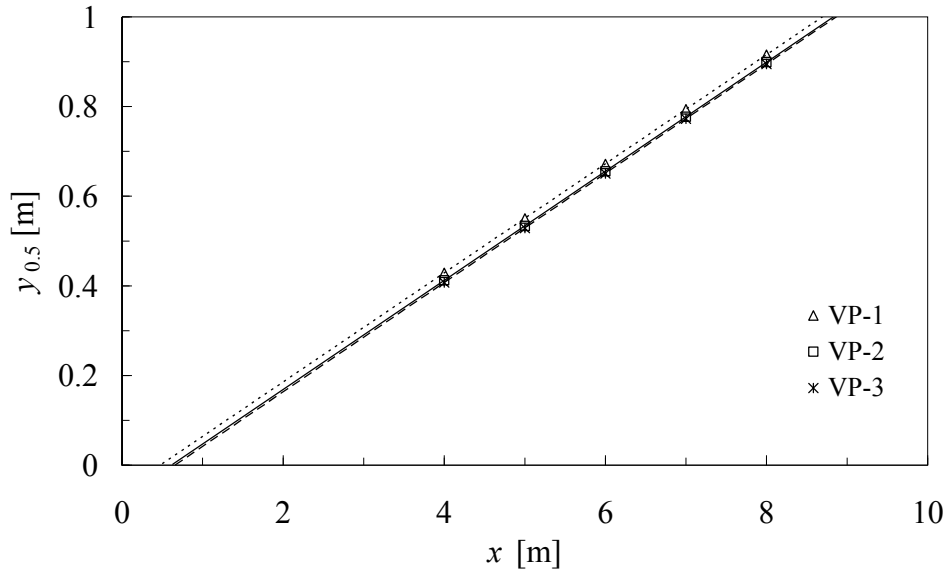
Podstatný rozdíl proti Reichardtovu profilu (i proti modelu WKO) je vidět na okraji volného proudu ($\eta > 1,6$), kde rychlost u_x klesá k nule a pro $\eta > 2,1$ má velmi malou avšak zápornou hodnotu. To je důsledkem přisávání tekutiny do primárního proudu, resp. projevem směru tohoto přisávání.

Charakteristiky volného proudu jsou vyhodnoceny pro vzdálenosti $20 \leq x/d \leq 45$, aby bylo zajištěno odečítání hodnot pouze z hlavní oblasti proudu a aby se ve výsledcích příliš neprojevil vliv pravé hranice ($x/d = 50$) výpočetní oblasti, kde je předepsán kolmý přítok tekutiny. Míra rozšiřování, poloha virtuálního počátku proudu, průběh osové rychlosti a konstanta výusti jsou porovnány nejprve graficky a na konci odst. 4.1.3 také číselně v tab. 4.1.3b.



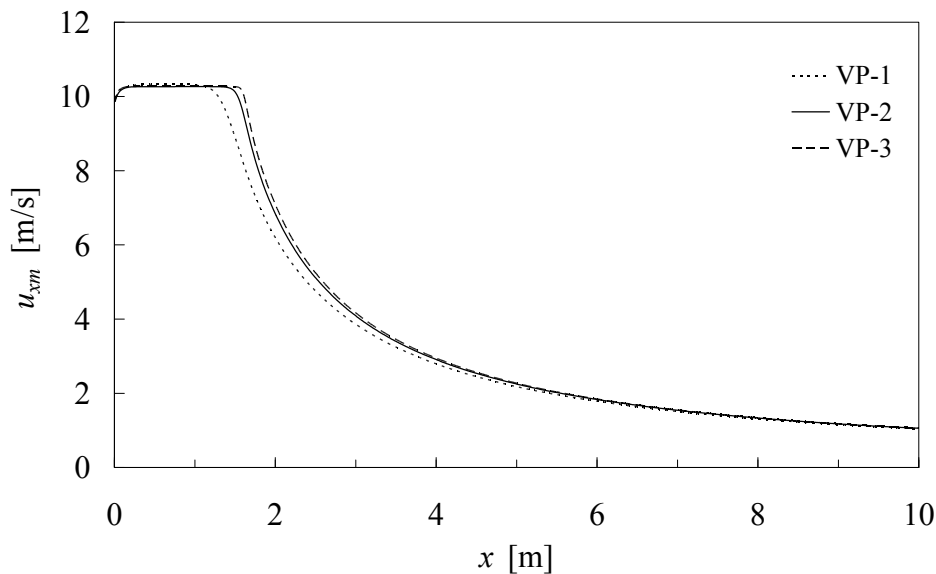
Obr. 4.1.3a – Porovnání rychlostních profilů v poměrných souřadnicích; různé hustoty numerické sítě (SST)

Z porovnání růstu šířky volného proudu na obr. 4.1.3b je zřejmé, že $y_{0,5}$ se zvětšuje úměrně vzdálenosti x , a to se stejnou směrnicí $\text{tg}\varphi_{0,5}$ u všech tří přímk. Rozdíly mezi variantami hustoty sítě jsou minimální, i co se týká poloh virtuálního počátku proudu (srov. průsečíky přímk s osou x). Průběhy $y_{0,5} = f(x)$ pro středně hustou a nejhustší síť (VP-2 a VP-3) jsou téměř totožné.



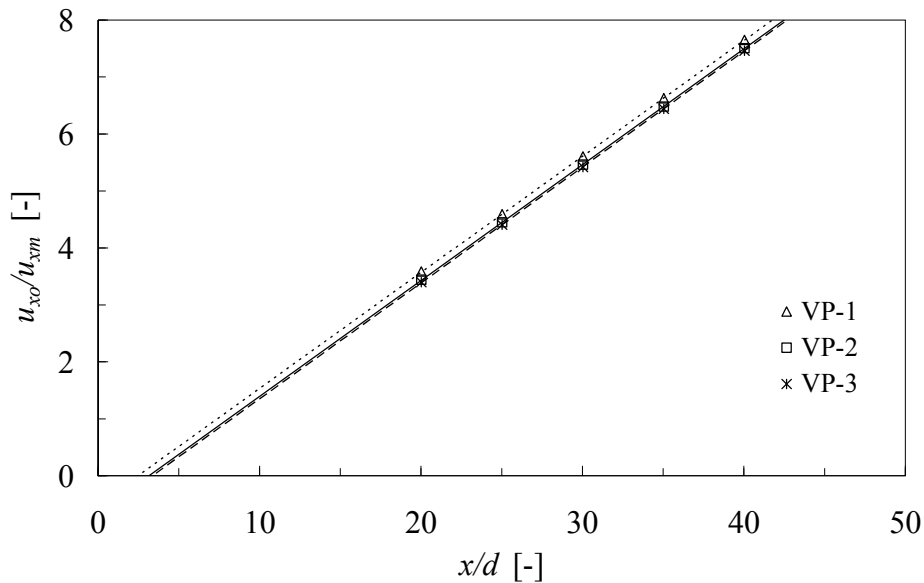
Obr. 4.1.3b – Rozšiřování volného proudu: různé hustoty sítě (SST)

Průběh osové rychlosti u_{xm} na obr. 4.1.3c vykazuje zvýšení hodnoty v počáteční oblasti proudu, které však nepřesahuje 2,6 % u_{x0} . Podobně jako při simulaci s WKO modelem dochází ke kontrakci proudu za ústím trysky, avšak zde se tento jev drží v pravděpodobnějších mezích (vznik kontrakce jistě nelze zcela vyloučit). Počáteční oblast, charakterizovaná konstantní rychlostí v ose proudu, je poměrně dlouhá a dosahuje až do vzdálenosti $x/d \approx 7$. Podobně jako rozšiřování proudu je i průběh rychlosti pro varianty VP-2 a VP-3 téměř totožný.



Obr. 4.1.3c – Průběh max. osové rychlosti volného proudu: různé hustoty sítě (SST)

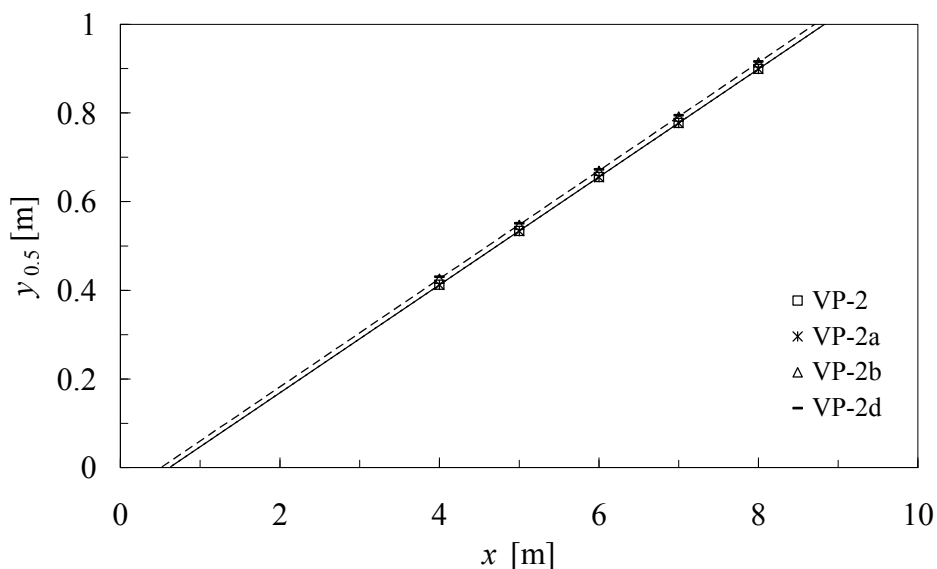
Výše uvedená pozorování dále potvrzuje i graf poklesu maximální osové rychlosti v hlavní oblasti proudu na obr. 4.1.3d. Z rovnoběžnosti přímek vyplývá stejná hodnota konstanty výstupu K . Jejich vzájemný posun je malý (mezi VP-2 a VP-3 téměř žádný), takže i poloha virtuálního počátku x_p se u jednotlivých variant příliš neliší.



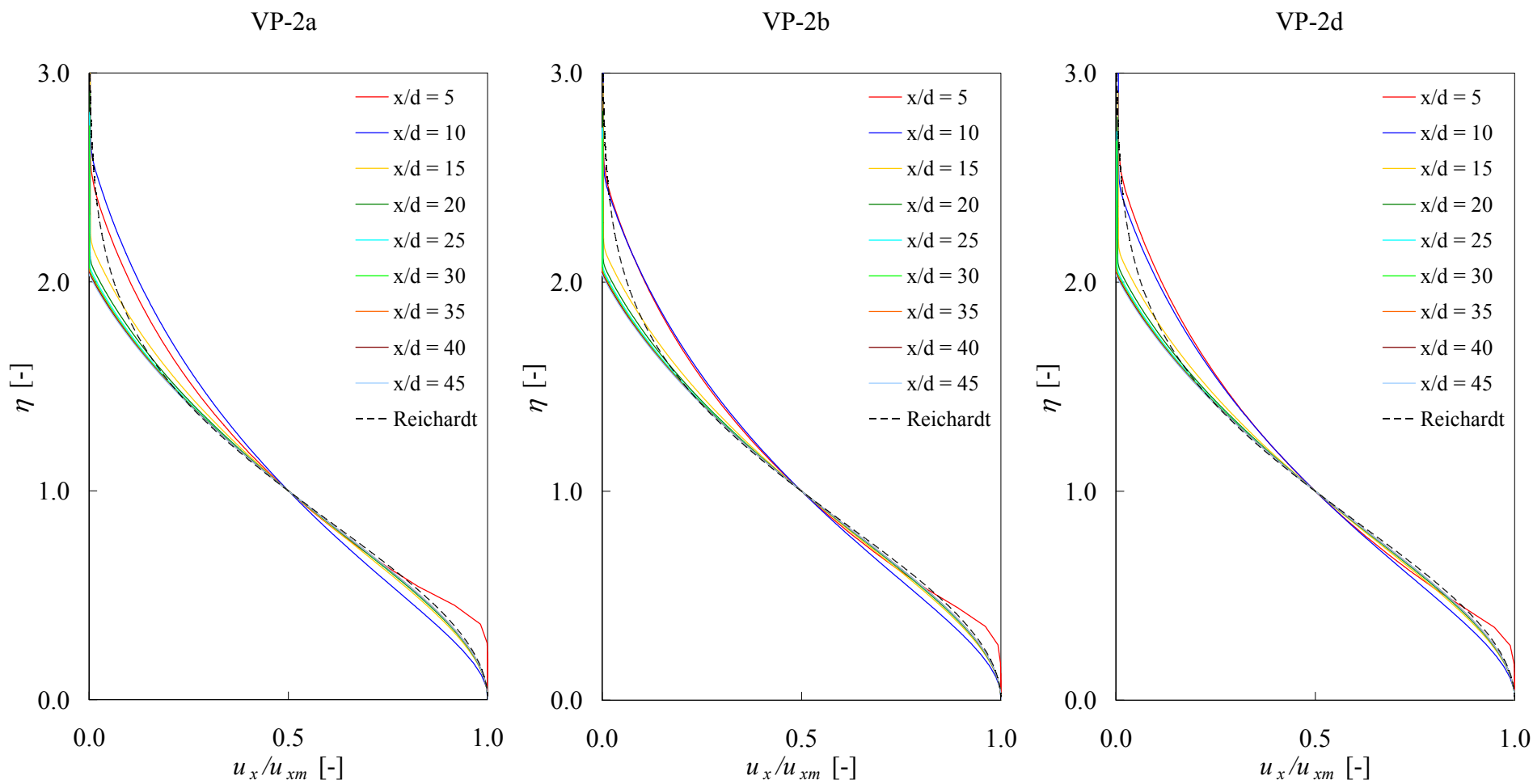
Obr. 4.1.3d – Pokles max. rychlosti v poměrných souřadnicích: různé hustoty sítě (SST)

Dále je na variantě VP-2a, odvozené od případu VP-2, prozkoumán vliv zahuštění numerické sítě na svislé stěně. U varianty VP-2b je odstraněno přívodní potrubí s tryskou. Varianta VP-2d je geometricky shodná s VP-2b, avšak svislá stěna je v ní nahrazena otevřenou hranicí (změna okrajových podmínek úlohy). Souhrnně lze tyto tři varianty zařadit do kategorie „vliv okrajových podmínek“.

Míra rozšiřování proudu není citlivá vůči uvedeným změnám úlohy (viz obr. 4.1.3e). Varianty VP-2 a VP-2a se kryjí, výpočet mezní vrstvy na svislé stěně tedy rozšiřování proudu neovlivňuje. Shoda hodnot VP-2b a VP-2d (proloženy přerušovanou čarou) pak naznačuje, že ani (ne)přítomnost stěny nemá téměř žádný vliv na rozšiřování proudu.

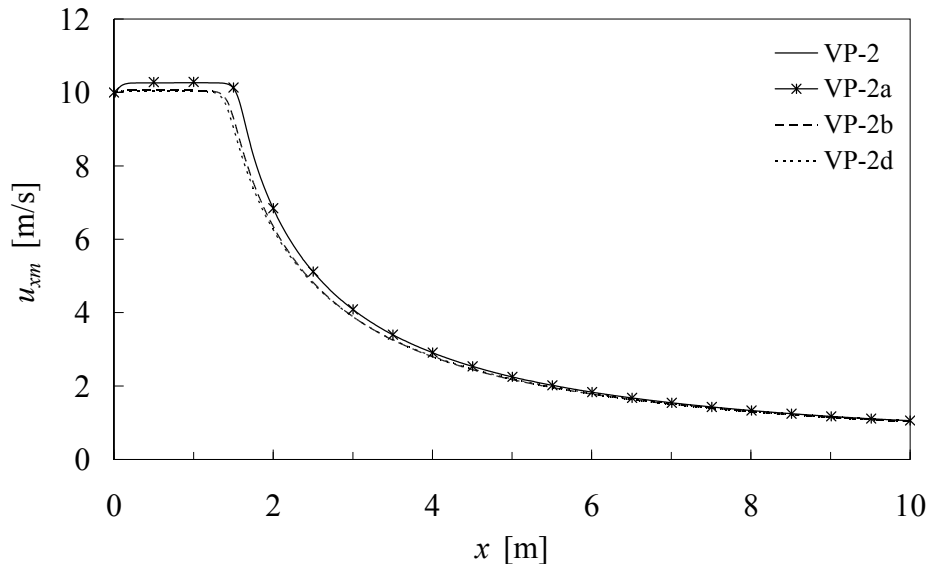


Obr. 4.1.3e – Rozšiřování volného proudu: různé okrajové podmínky (SST)



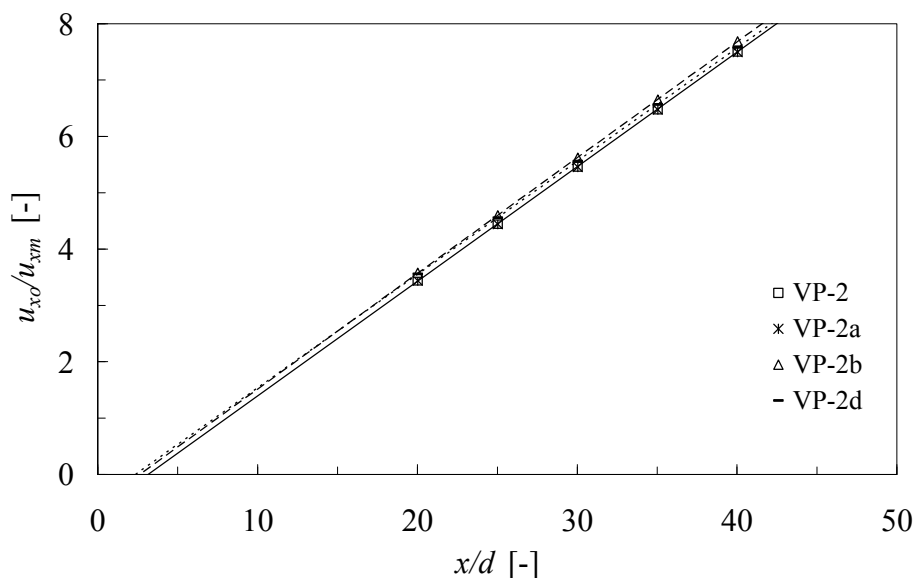
Obr. 4.1.3f – Porovnání rychlostních profilů v poměrných souřadnicích; různé okrajové podmínky (SST)

Na rychlostních profilech v obr. 4.1.3f se žádné zřetelné odchylky od varianty VP-2 neobjevují, vypočtené průběhy poměrné rychlosti velmi dobře sledují Reichardtův profil až do výšky $\eta \approx 1,6$, pak se od něj odklánějí k nule a pro $\eta > 2,1$ má u_x malé záporné hodnoty. Přisávání okolní tekutiny do primárního proudu zde má stejný efekt jako u variant VP-1 až VP-3. Zároveň úloha VP-2d bez svislé stěny prokazuje velmi malý vliv směru prisávání na tvar rychlostního profilu. Až do vzdálenosti $x = 30d$ (tj. 6 m) má v tomto případě u_x kladnou (velmi malou) hodnotu i pro $\eta > 2,1$, přesto se tvar rychlostního profilu téměř nemění.



Obr. 4.1.3g – Pokles max. osové rychlosti: různé okrajové podmínky (SST)

Modifikace případu VP-2 výrazně neovlivní průběh rychlosti v ose proudu, viz obr. 4.1.3g. Odstraněním přívodního potrubí a trysky (VP-2b) se zmenší kontrakce proudu za otvorem a klesne tedy i zvýšení rychlosti v počáteční oblasti, čímž se poněkud posune virtuální počátek proudu. Zároveň se nepatrně zvýší směrnice přímky poklesu rychlosti, tzn. sníží se konstanta výusti (obr. 4.1.3h). Chování proudu bez svislé stěny (VP-2d) se liší od VP-2b jen nepatrně, má poněkud vyšší konstantu výusti.



Obr. 4.1.3h – Pokles max. rychlosti v poměrných souřadnicích: různé okrajové podmínky (SST)

Tab. 4.1.3b ukazuje souhrn číselných hodnot charakteristik volného proudu pro všechny testované varianty simulace s Menterovým modelem turbulence. Z údajů pro varianty VP-1 až VP-3 (různá hustota numerické sítě) vyplývá, že již u VP-2 je dosaženo řešení nezávislé na hustotě numerické sítě, alespoň z hlediska rozšiřování proudu a poklesu rychlosti v ose proudu. Poloha virtuálního počátku proudu se od VP-2 k VP-3 ještě mění, ale hodnoty x_p se od sebe liší jen o 44 mm.

Tab. 4.1.3b – Charakteristiky volného proudu (SST)

$$u_{xo} = 10 \text{ m/s}, d = 200 \text{ mm}, Re_o = 1,3 \cdot 10^5$$

	VP-1	VP-2	VP-3	VP-2a	VP-2b	VP-2d
x_p/d [-]	2,48	3,15	3,37	3,17	2,63	2,36
$\text{tg}\varphi_{0,5}$ [-]	0,122	0,122	0,122	0,122	0,122	0,121
K [-]	4,91	4,92	4,92	4,92	4,87	4,97

Všechny modifikace základního případu VP-1, ať jde o hustotu sítě nebo okrajové podmínky, způsobují především posouvání virtuálního počátku proudu. Rozdíl mezi maximální a minimální hodnotou x_p je pouze 18 cm. Na rychlostní profil v hlavní oblasti nemají úpravy úlohy téměř žádný vliv. Změny v míře rozšiřování proudu a v poklesu osové rychlosti (tj. v dosahu proudu) jsou zanedbatelné, pouze u variant VP-2b a VP-2d se poněkud liší konstanta výusti, avšak jen o ± 1 % proti VP-2 nebo VP-2a.

Celkově lze tedy konstatovat, že simulace volného proudu s Menterovým modelem turbulence

- vytváří rychlostní profil v dobré shodě s Reichardtovým, navíc vystihuje směr proudění přisávané tekutiny (proti směru primárního proudu);
- podhodnocuje dosah proudu, protože konstanty výusti jsou o 15 až 16 % nižší než referenční hodnota $K = 5,8^\dagger$;
- nadhodnocuje míru rozšiřování proudu, která je o 22 % vyšší než referenční hodnota $\text{tg}\varphi_{0,5} = 0,1^\ddagger$.

Nižší dosah proudu, resp. nižší hodnotu K , může způsobovat přisávaná tekutina, protože proudí v protisměru, tudíž po splynutí s primárním proudem snižuje jeho hybnost. Toto „brzdění“ primárního proudu by ale nemělo způsobovat jeho rychlejší rozšiřování, což teoreticky i z experimentů ukázal Abramovič (1960). Směrnice přímky rozšiřování proudu $\text{tg}\varphi_{0,5} = 0,122$ je tedy příliš vysoká. Na malé hodnotě K se budou patrně podílet oba vlivy, tj. brzdění proudu přisávanou tekutinou i nadhodnocená míra jeho rozšiřování, současně. Tuto úvahu dokazuje varianta VP-2d, u které je svíslá stěna nahrazena otevřenou hranicí, takže protisměrné proudění přisávané tekutiny zde nevzniká (alespoň ne v celé délce výpočetní oblasti). Přesto je míra rozšiřování proudu téměř stejná jako u případů se svíslou stěnou. Konstanta výusti a tedy i dosah proudu je pro variantu VP-2d větší, ale jen o 2 % proti VP-2b se stejnou geometrií. Směr proudění přisávané tekutiny tedy má jen zanedbatelný vliv.

[†] Malmström et al. (1997)

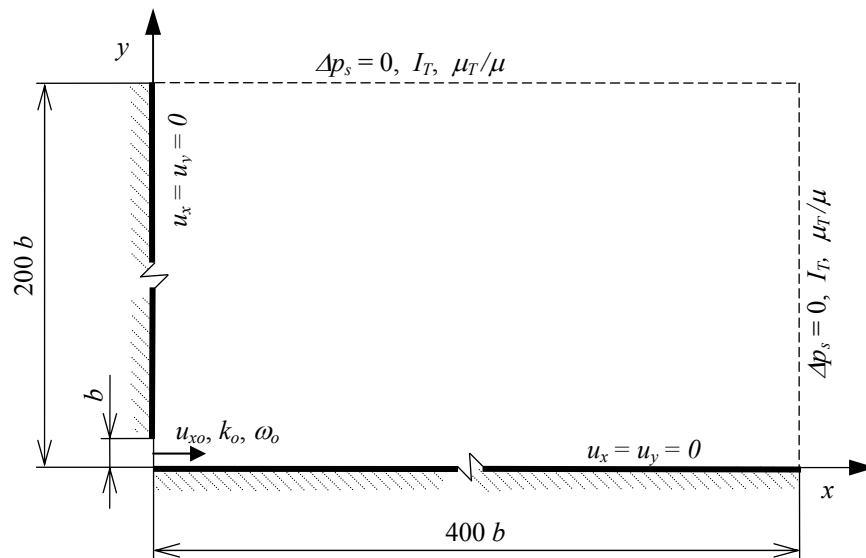
[‡] Pope (2000)

4.2 Simulace plochého izotermického stěnového proudu

4.2.1 Popis úlohy

Izotermický stěnový proud je řešen jako dvourozměrné proudění vyvolané výtokem nestlačitelné tekutiny z otvoru o výšce $b = 10$ mm do klidného prostředí omezeného svislou a vodorovnou stěnou podle obr. 4.2.1a. Rozměr výpočetní oblasti byl zvolen $400b$ ve vodorovném a $200b$ ve svislém směru ($4\text{ m} \times 2\text{ m}$).

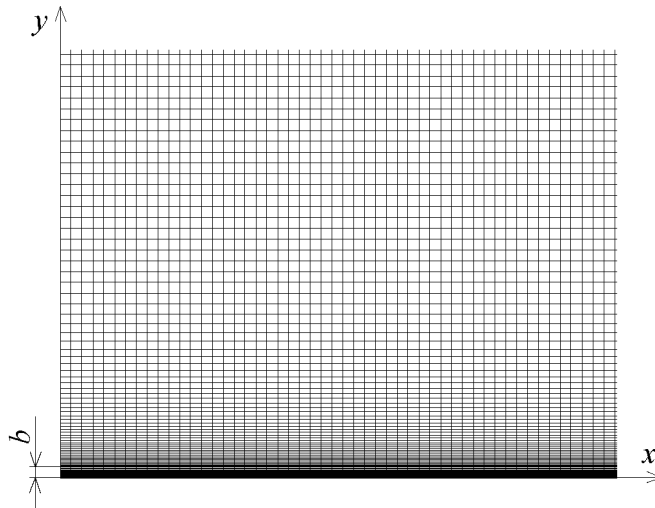
Obě stěny jsou uvažovány jako hydraulicky hladké s nulovou rychlostí na povrchu. Na dalších okrajích výpočetní oblasti jsou definovány volné hranice s konstantním tlakem (nulovým statickým přetlakem), umožňující vtok tekutiny do výpočetní oblasti pouze kolmo k dané hranici; směr výtoku není nijak omezen.



Obr. 4.2.1a – Geometrie modelu stěnového proudu a okrajové podmínky

Rozměr b a okrajové podmínky v přívodním otvoru přibližně odpovídají rozměrům, výtokovým rychlostem a odhadované intenzitě turbulence ($I_{T_o} = 15\%$) větracích štěrbin pro tangenciální přívod vzduchu pod strop (např. Trox VSD50). Na vstupu je zadán konstantní profil rychlosti $u_{x_o} = 7$ m/s ($Re_o = 4630$) a parametry turbulence $k_o = 1,65$ m²/s², $\omega_o = 2350$ s⁻¹. Pro vtok přes volnou hranici se předpokládá intenzita turbulence $I_T = 1\%$ a poměr turbulentní a molekulární viskozity $\mu_T/\mu = 1$. Tekutinou je vzduch se stálou hustotou $\rho = 1,2$ kg/m³ a dynamickou viskozitou $\mu = 18,14 \cdot 10^{-6}$ Pa·s.

Výpočet stěnového proudu byl zpracován celkem v pěti variantách, z nichž čtyři se liší konfigurací numerické sítě. Pro základní případ SP-1 je síť tvořena čtvercovými buňkami o hraně 10 mm. V blízkosti vodorovné stěny je síť zahuštěna ve svislém směru. Ve vrstvě do výšky 10 mm od stěny je 23 buněk. Výška první buňky u stěny byla odhadnuta podle odst. 3.1.4 tak, aby v ní bylo $y^+ < 2,5$. První buňka má výšku $\Delta y_1 = 0,2$ mm a tento krok směrem od stěny roste v geometrické řadě s kvocientem 1,065; poslední úsek do 10 mm je 0,78 mm. Dále ve svislém směru pokračují rozměry buněk Δy od 0,8 mm geometrickou řadou s kvocientem 1,060 až do vzdálenosti 180 mm od stěny; poslední buňka má výšku $\Delta y = 10,194$ mm. Podélný krok sítě u vodorovné stěny je 10 mm, tj. stejný jako v celé výpočetní oblasti.

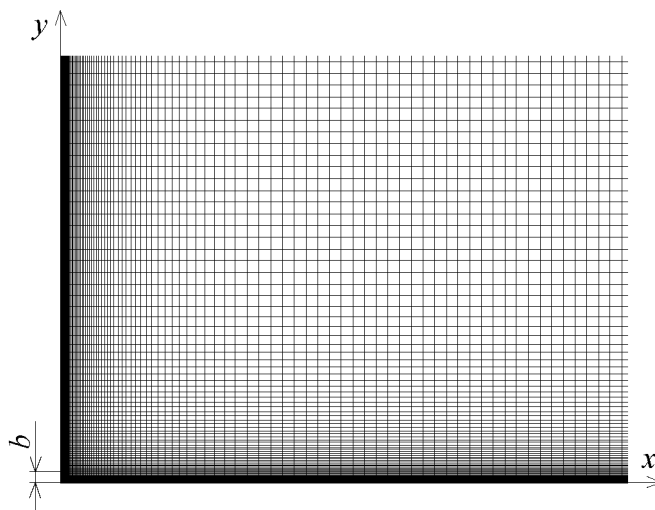


Obr. 4.2.1b – Schéma numerické sítě pro případy SP-1, SP-2, SP-3

Takto definovaná základní síť byla postupně dvakrát rovnoměrně zhuštěna rozpuštěním hran všech buněk v obou směrech, tzn. na čtyř- a šestnáctinásobek původního počtu kontrolních objemů, čímž byly získány další dvě varianty (SP-2 a SP-3) k základnímu případu. Numerická síť pro případy SP-1 až SP-3 je znázorněna na obr. 4.2.1b.

Varianta SP-2a byla zpracována s cílem otestovat vliv přesnějšího výpočtu mezní vrstvy na svislé stěně, která ovlivňuje strhávání tekutiny do primárního proudu v jeho počáteční oblasti. SP-2a vychází z případu SP-2, má však zahuštěnou síť také u svislé stěny (viz obr. 4.2.1c). Rozměr buněk ve směru kolmém na svislou stěnu začíná na hodnotě $\Delta x_1 = 0,2$ mm a pokračuje v geometrické řadě s kvocientem 1,065 až do vzdálenosti 180 mm od stěny. V místech odlehlých od obou stěn více než 180 mm je $\Delta x = \Delta y = 5$ mm.

Pro posouzení významu parametrů turbulence zadávaných na volné hranici byla zpracována varianta SP-2b, která má síť totožnou s případem SP-2a, avšak na horní a pravé volné hranici je pro vtok snížena intenzita turbulence 10krát a poměr turbulentní a molekulární viskozity 1000krát proti SP-2a, tzn. na hodnoty $I_T = 0,1$ % a $\mu_T/\mu = 0,001$.



Obr. 4.2.1c – Schéma numerické sítě pro případy SP-2a, SP-2b

4.2.2 Simulace s Wilcoxovým modelem turbulence (WKO)

Nejdříve je z výsledků variant SP-1 až SP-3 posouzen vliv hustoty numerické sítě na výpočet, dále je na případech s prostřední hustotou sítě SP-2, SP-2a a SP-2b provedena analýza citlivosti úlohy na některé okrajové podmínky. Základní údaje o numerické síti a konvergenci výpočtu všech pěti variant shrnuje tab. 4.2.2a.

Tab. 4.2.2a – Numerická síť a konvergence výpočtu stěnového proudu (WKO)

	Řešený případ	SP-1	SP-2	SP-3	SP-2a	SP-2b
parametry sítě	N_{celk} [-]	$100 \cdot 10^3$	$400 \cdot 10^3$	$1600 \cdot 10^3$	$447 \cdot 10^3$	$447 \cdot 10^3$
	N_{y10} [-]	23	46	92	46	46
	Δy_1 [mm]	0,2	0,1	0,05	0,1	0,1
	$\Delta x, \Delta y$ [mm]	10	5	2,5	5	5
rezidua	$rez(m)$ [-]	$2 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-9}$	$7 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-7}$
	$rez(u_x)$ [-]	$2 \cdot 10^{-13}$	$1 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-10}$
	$rez(u_y)$ [-]	$4 \cdot 10^{-14}$	$3 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-11}$	$4 \cdot 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{-11}$
	$rez(k)$ [-]	$2 \cdot 10^{-12}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-9}$	$6 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-9}$
	$rez(\omega)$ [-]	$1 \cdot 10^{-13}$	$8 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{-11}$	$6 \cdot 10^{-11}$
změna monitorů*	$\zeta_1(u_x)$ [-]	$1 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$
	$\zeta_2(u_x)$ [-]	$1 \cdot 10^{-9}$	$7 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$
	$\zeta_3(\tau_w)$ [-]	$2 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$

N_{celk} celkový počet buněk numerické sítě

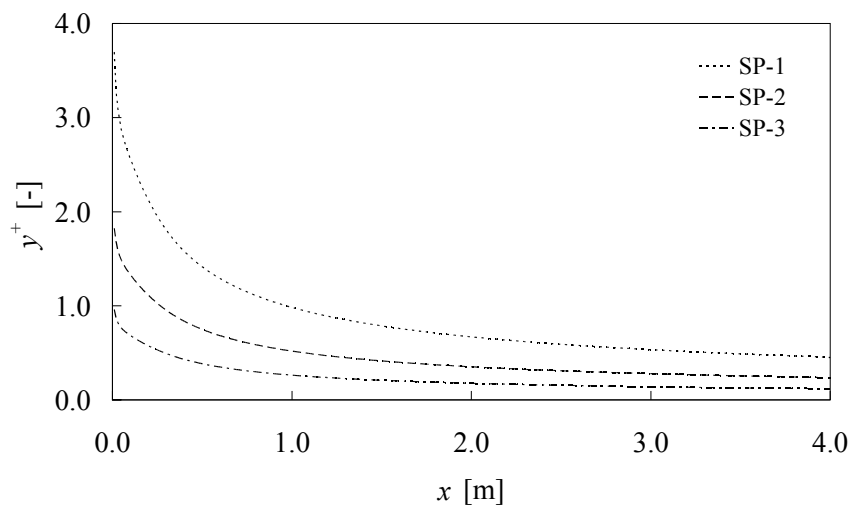
N_{y10} počet buněk ve svislém směru ve vrstvě $y = 0$ až 10 mm

Δy_1 výška první buňky u vodorovné stěny

$\Delta x, \Delta y$... základní krok čtvercové sítě

*relativní změna sledované veličiny za posledních 1000 iterací v bodech

$A_1 [2; 0,2], A_2 [3,9; 0,3], A_3 [3,9; 0]$ (souřadnice v metrech)



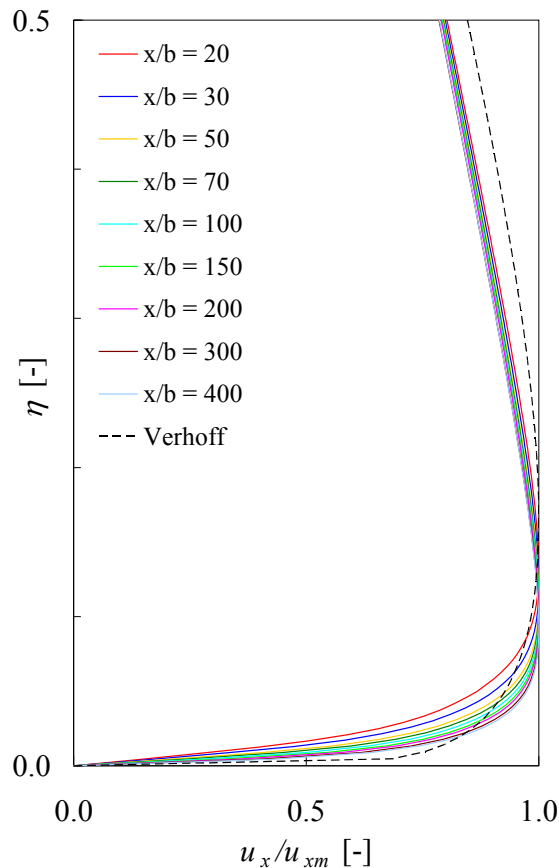
Obr. 4.2.2a – Průběh y^+ v první buňce u stěny (WKO)

Z průběhu bezrozměrné odlehlosti y^+ v první buňce u vodorovné stěny (obr. 4.2.2a) je zřejmé, že pro variantu SP-1 se nepodařilo splnit podmínku $y^+ < 2,5$ jen do malé vzdálenosti od přívodního otvoru ($x/b < 12$); naopak pro $x/b > 100$ je $y^+ < 1$. V případě SP-2 je $y^+ < 1$ již od $x/b > 27$ a u varianty SP-3 platí $y^+ < 1$ v celém rozsahu x/b .

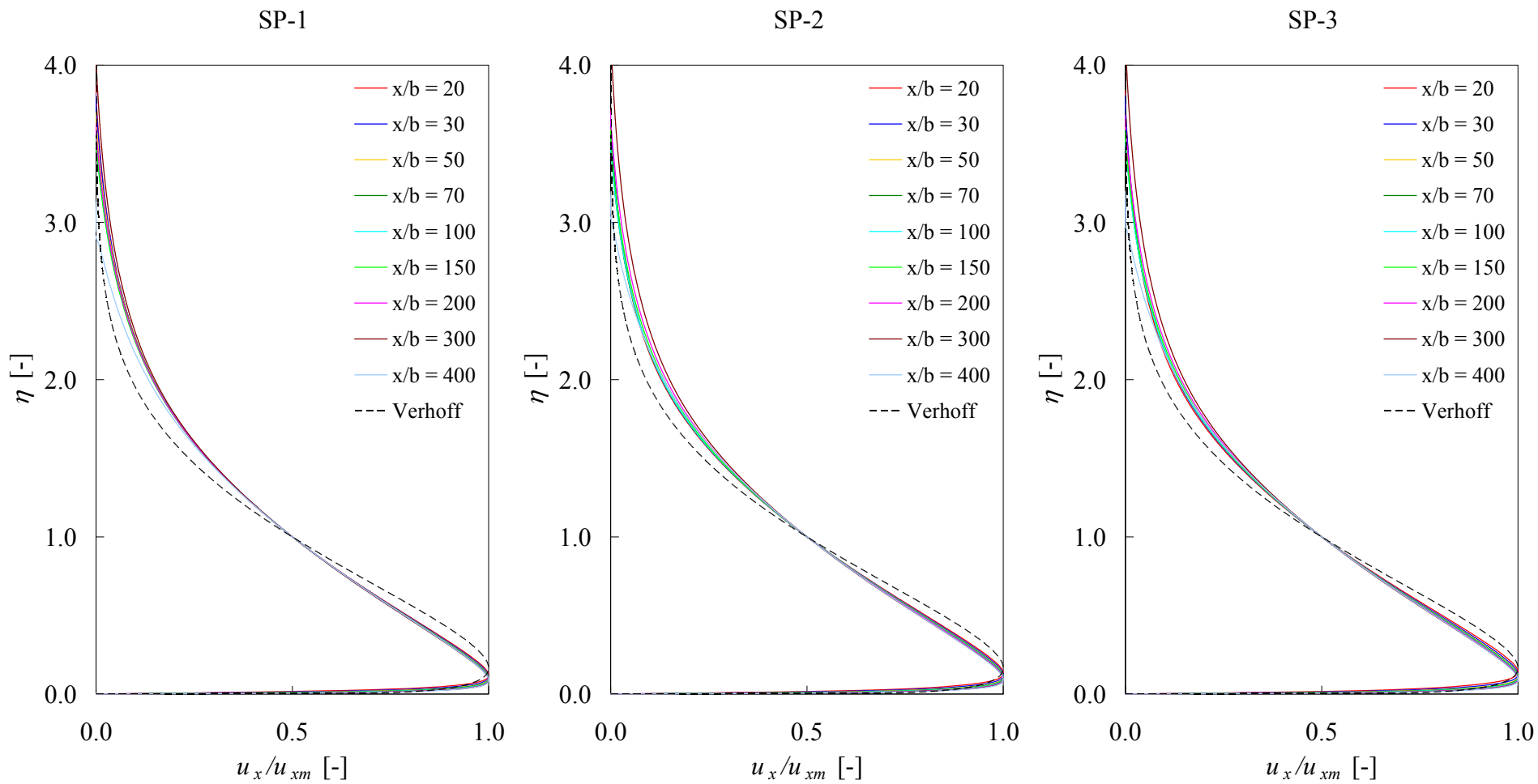
Pro všechny případy bylo bez větších potíží získáno řešení, které lze na základě dosažených hodnot reziduí a průběhu monitorovaných veličin považovat za dostatečně ustálené. Problémem byla pouze pomalá konvergence u variant s vyšším počtem kontrolních objemů, které vyžadovaly až několik desítek tisíc iterací.

Obr. 4.2.2c na následující straně ukazuje přehled rychlostních profilů v poměrných souřadnicích u_x/u_{xm} a $\eta = y/y_{0,5}$ pro varianty SP-1, SP-2 a SP-3 včetně jejich porovnání s Verhoffovým (1963) profilem (2.4.1) odvozeným z měření. Splnutí profilů zjištěných v různých vzdálenostech x/b od přívodního otvoru je vyhovující, rozptýl v horní části (pro $\eta > 1,5$) vykazují i experimentální studie, viz např. Schneider a Goldstein (1994). Ve vnější části proudu (pro $\eta > 0,5$) je u nasimulovaných profilů zřetelný pozvolnější pokles rychlosti oproti Verhoffově křivce. Výrazněji je odkloněn profil ve vzdálenosti $x/b = 400$, vyneseny světle modrou čarou. Ten je však odečten na pravé hranici výpočetní oblasti a je příliš ovlivněn zde definovanou okrajovou podmínkou, tj. kolmým směrem pro vtok tekutiny přisávané do primárního proudu.

Dobrá souhlas výsledků simulace s Verhoffovým vztahem ve vnitřní části rychlostních profilů u stěny je pouze zdánlivý. Podrobnější zobrazení (obr. 4.2.2b) odhaluje, že těsně u stěny vykazují simulace s modelem WKO nižší gradient poměrné rychlosti, nižší polohu y_m maxima podélné rychlosti a v okolí tohoto vrcholu ostřejší obrat v průběhu rychlosti. Také vzájemné splnutí profilů v blízkosti stěny je horší než ve vnější části proudu, což se mj. projeví změnou poměru $y_m/y_{0,5}$ podél vodorovné stěny (viz také tab. 4.2.2 d).



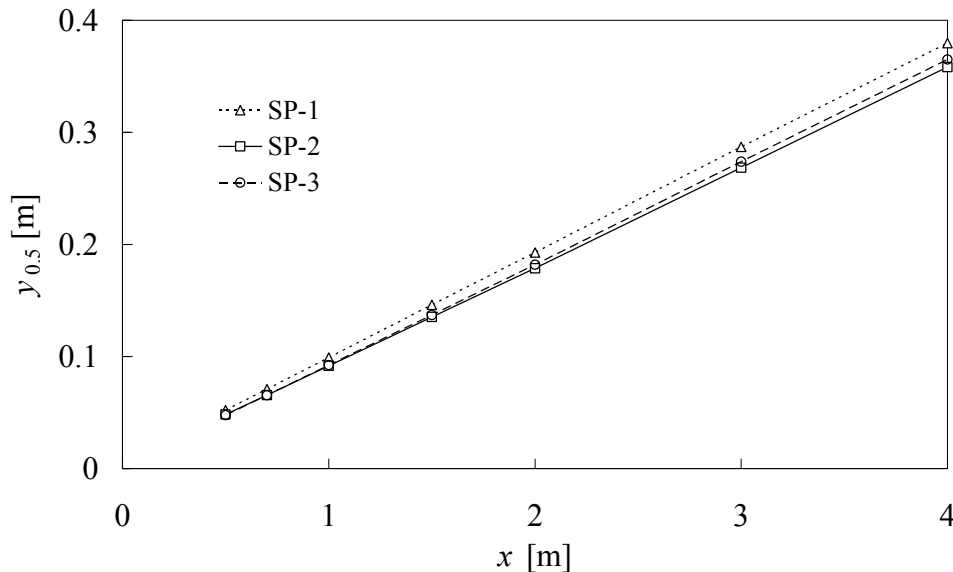
Obr. 4.2.2b – Detail spodní části rychlostních profilů pro variantu SP-2 (WKO)



Obr. 4.2.2c – Porovnání rychlostních profilů v poměrných souřadnicích;
různé hustoty numerické sítě (WKO)

Z hlediska vlivu hustoty sítě na tvar vypočtených rychlostních profilů je zřejmé, že při zmenšování buněk se sice výsledek simulace přibližuje profilu podle Verhoffa, ale nelze očekávat, že by dalším dělením kroku sítě bylo tohoto tvaru profilu dosaženo. Výsledky případů SP-2 a SP-3 se totiž liší velmi málo a je možné je považovat prakticky za ekvivalentní.

Protože rychlostní profily ve vzdálenostech $x/b = 20$ a 30 se výrazně odlišují od společného průběhu (nyní bez zřetele k souhlasu s Verhoffovým profilem), nacházejí se pravděpodobně ještě v oblasti nevyvinutého stěnového proudu. Experimentální práce obvykle uvádějí oblast vyvinutého proudění pro $x/b \geq 20$ (např. Eriksson et al., 1998). Dále popsané charakteristiky stěnového proudu jsou stanoveny z hodnot zjištěných pro $x/b \geq 50$.

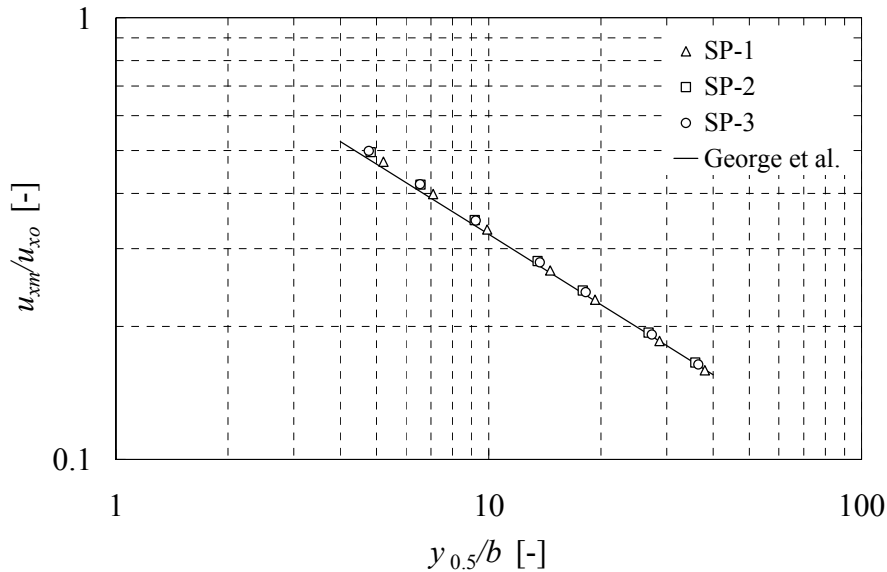


Obr. 4.2.2d – Rozšiřování stěnového proudu: různé hustoty sítě (WKO)

Hodnotami $y_{0,5}$ odečtenými v různých vzdálenostech x od otvoru lze proložit přímkou dle obr. 4.2.2d, což dokazuje, že šířka stěnového proudu roste v hlavní oblasti lineárně. Polohu virtuálního počátku proudu x_p (tj. průsečíku přímky $y_{0,5} = f(x)$ s osou x) a míru rozšiřování proudu $\text{tg}\varphi_{0,5}$ uvádí pro jednotlivé varianty tab. 4.2.2b. Stěnový proud simulovaný s modelem WKO se rozšiřuje příliš rychle, protože směrnice $\text{tg}\varphi_{0,5}$ přímek na obr. 4.2.2d jsou vyšší než jakékoliv známé naměřené hodnoty; např. Launder a Rodi (1981) uvádějí $\text{tg}\varphi_{0,5} = 0,085$ jako nejvyšší údaj z celkem 18 experimentů (srov. s tab. 4.2.2b). Poloha virtuálního počátku x_p závisí především na podmínkách v přívodním otvoru a v jeho těsné blízkosti. Záporná hodnota x_p znamená, že virtuální počátek leží před ústím otvoru. Vývoj hodnot x_p ukazuje, že při zhušťování numerické sítě se virtuální počátek posunuje ve směru osy x . Velikost x_p v řádu centimetrů je zanedbatelná vzhledem k délce zkoumané (výpočetní) oblasti.

Tab. 4.2.2b – Virtuální počátek a míra rozšiřování stěnového proudu (WKO)

	SP-1	SP-2	SP-3
x_p [m]	-0,059	-0,036	-0,018
$\text{tg}\varphi_{0,5}$ [-]	0,094	0,089	0,091



Obr. 4.2.2e – Pokles max. rychlosti stěnového proudu: různé hustoty sítě (WKO)

Pokles maximální rychlosti ve tvaru mocninné funkce v poměrných souřadnicích $u_{xm}/u_{x0} = B \cdot (y_{0,5}/b)^n$ se v logaritmickém měřítku zobrazí jako přímka (obr. 4.2.2e). Na obr. 4.2.2e jsou porovnány simulace s mocninnou závislostí, jejíž koeficienty $B = 1,09$ a $n = -0,528$ odvodili George et al. (2000) zpracováním dat z několika experimentů. V tomto srovnání vychází ze simulací poněkud nadhodnocený pokles rychlosti, avšak tab. 4.2.2c ukazuje, že experimentálně zjištěné koeficienty různými autory jsou v intervalech, do kterých zde vypočtené hodnoty spadají.

Tab. 4.2.2c – Koeficienty rovnice poklesu rychlosti stěnového proudu při různé hustotě numerické sítě (WKO)

	SP-1	SP-2	SP-3	experimenty [‡]
B [-]	1,164	1,172	1,173	1,09 až 1,29
n [-]	-0,548	-0,547	-0,547	-0,608 až -0,526

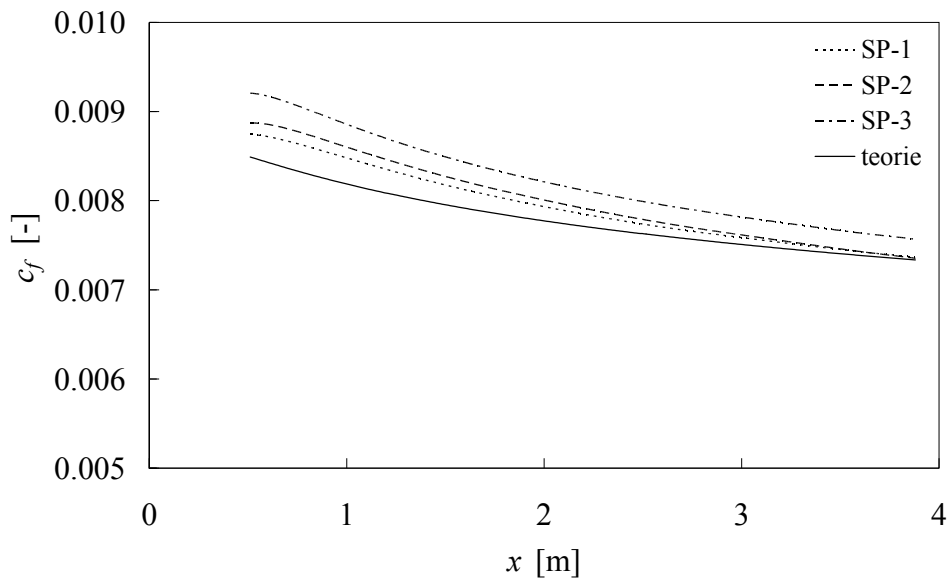
Poměr $y_m/y_{0,5}$, kde y_m určuje polohu maxima rychlosti u_{xm} , vychází v publikovaných experimentech v rozsahu 0,13 až 0,17 (Lauder a Rodi, 1981; Schneider a Goldstein, 1994). To je výrazně více, než vykazují zde provedené simulace s modelem WKO – viz tab. 4.2.2d. Navíc se poměr $y_m/y_{0,5}$ v literatuře uvádí pro daný případ jako konstantní, avšak jeho hodnota získaná zde numerickým řešením klesá se vzdáleností x od přírodního otvoru (srov. hodnoty pro $x/b = 50$ a 400 v tab. 4.2.2e).

Tab. 4.2.2d – Poloha rychlosti u_{xm} při různé hustotě numerické sítě (WKO)

	SP-1		SP-2		SP-3	
x/b [-]	50	400	50	400	50	400
$y_m/y_{0,5}$ [-]	0,102	0,088	0,114	0,093	0,116	0,091

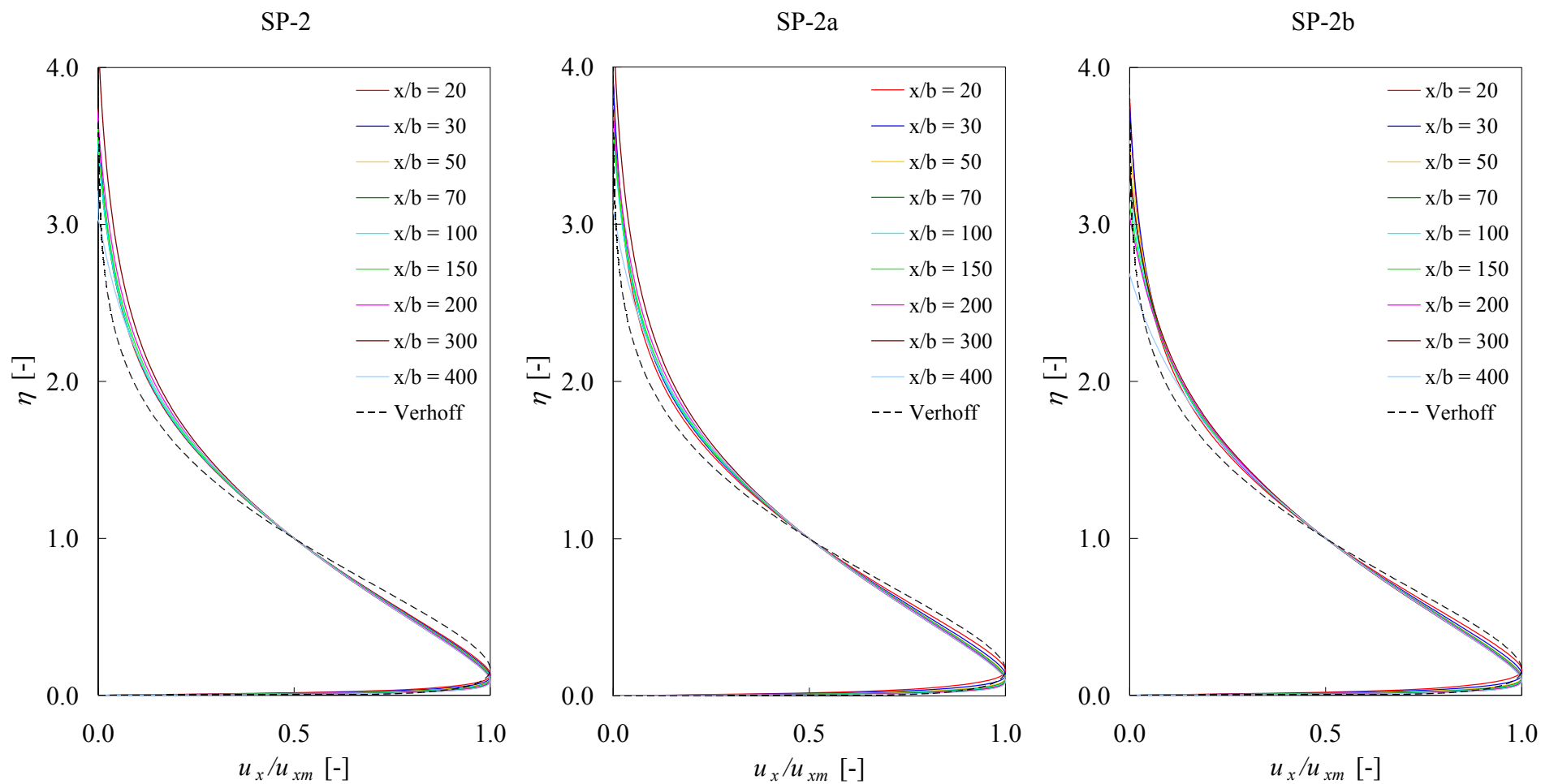
[‡] Koeficienty B a n zjištěné v experimentech různými autory jsou podrobněji uvedeny v odst. 2.4.1.

Průběh součinitele tření $c_f = 2 \cdot (u_\tau / u_{xm})^2$ podél vodorovné stěny na obr. 4.2.2f je porovnán s průběhem odvozeným na základě teorie, která byla vypracována a ověřena Georgem et al. (2000). Ze simulací vychází součinitel tření vyšší než teoretický, zároveň s rostoucím x klesá c_f rychleji, než by odpovídalo teorii, takže dále od otvoru se k sobě průběhy přibližují. Protože odchylka nepřevyšuje 8 % teoretických hodnot, lze z praktického hlediska považovat simulační výpočet c_f za dostatečně správný a přesný. Výsledky naznačují určité nadhodnocení třecí rychlosti u_τ , resp. jejího poměru k maximální rychlosti u_{xm} , zejména blíže k přívodnímu otvoru. Překvapivé je, že nejvíce se k teoretickému průběhu c_f blíží případ s hrubou sítí SP-1 a zhušťování sítě vede ke vzdalování hodnot získaných simulací od teoretických.



Obr. 4.2.2f – Součinitel tření na vodorovné stěně: různé hustoty sítě (WKO)

Dále jsou zpracovány dvě varianty úlohy se střední hustotou sítě SP-2a a SP-2b, popsané v odst. 4.2.1. Rychlostní profily pro tyto případy jsou porovnány na obr. 4.2.2g. Zahuštění sítě v blízkosti svislé stěny nad otvorem (SP-2a, prostřední graf) se na výsledku příliš neprojeví, dochází pouze k větší odchylce profilů pro $x/b = 20$ a $x/b = 30$ od ostatních. U varianty s nižšími parametry turbulence na volné hranici (SP-2b, graf vpravo) jsou patrné určité změny ve vnější části profilu (pro $\eta > 2$). Ani podrobnější výpočet mezní vrstvy na svislé stěně, ani snížení intenzity turbulence a hodnoty μ_T/μ na volné hranici nepřispěly k přiblížení průběhu poměrných rychlostí k Verhoffovu profilu.



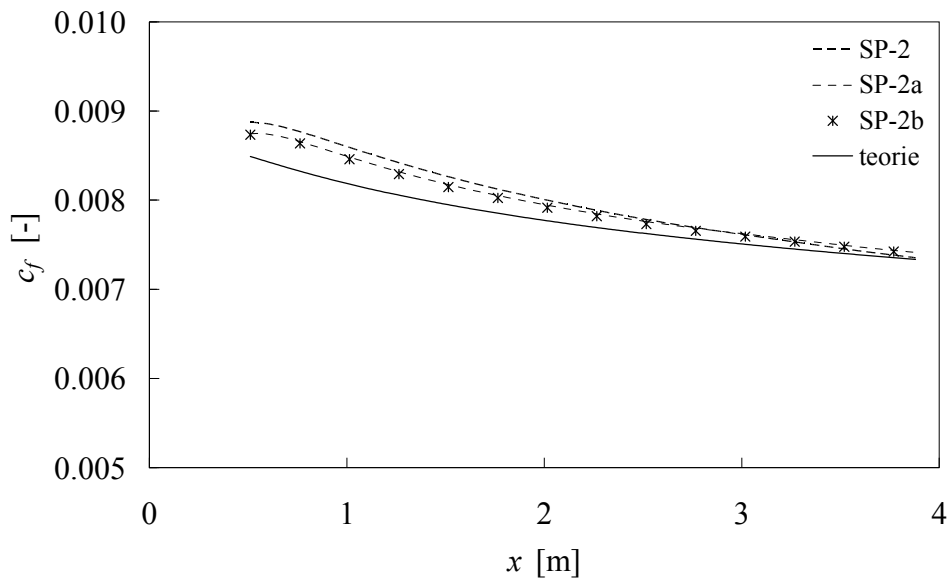
Obr. 4.2.2g – Porovnání rychlostních profilů v poměrných souřadnicích;
různé okrajové podmínky (WKO)

Souhrnný přehled charakteristik stěnového proudu, které byly získány řešením případů SP-2, SP-2a a SP-2b, je uveden v tab. 4.2.2e. Z výsledků je možné učinit závěr, že podrobnější numerická síť u svislé stěny nad přívodním otvorem výrazně ovlivní pouze polohu virtuálního počátku proudu (posunul se před otvor). Změny v hodnotách $\text{tg}\varphi_{0,5}$, B a n jsou zanedbatelné. Také zadání nižší intenzity turbulence a poměru turbulentní a molekulární viskozity se na uvedených charakteristikách projeví jen nepatrně.

Tab. 4.2.2e – Charakteristiky stěnového proudu při různých okrajových podmínkách (WKO)

	SP-2		SP-2a		SP-2b	
x_p [m]	-0,036		0,021		0,012	
$\text{tg}\varphi_{0,5}$ [-]	0,089		0,088		0,087	
B [-]	1,172		1,171		1,170	
n [-]	-0,547		-0,546		-0,545	
x/b [-]	50	400	50	400	50	400
$y_m/y_{0,5}$ [-]	0,114	0,093	0,118	0,095	0,118	0,095

Zahuštění numerické sítě na svislé stěně má podle obr. 4.2.2h vliv na součinitel tření. Hodnoty c_f se přiblížily k teoretickému řešení, avšak posun není zásadní. Nižší parametry turbulence na volné hranici výsledek prakticky nezměnily, křivky pro SP-2a a SP-2b téměř splývají.



Obr. 4.2.2h – Součinitel tření na vodorovné stěně: různé okrajové podmínky (WKO)

Z výsledků simulace stěnového proudu s Wilcoxovým modelem turbulence vyplývá:

- rychlostní profil se liší od referenčního Verhoffova průběhu, a to jak u stěny, tak i ve vnější oblasti;
- míra rozšiřování proudu $\text{tg}\varphi_{0,5}$ je vyšší přibližně o 12 % než experimentální hodnoty z literatury, což ovšem může být způsobeno nižším Re_o (4360) než v publikovaných experimentech (10000 a více);

- zjištěné parametry poklesu maximální rychlosti B a n odpovídají experimentálním hodnotám;
- součinitel tření c_f je nadhodnocený o 5 až 8 % proti publikovaným experimentům, přičemž není jasné, proč odchylka narůstá při zvyšování hustoty sítě u stěny.

4.2.3 Simulace s Menterovým modelem turbulence (SST)

Struktura variant počítaných s SST modelem turbulence je stejná jako v odst. 4.2.2 pro model WKO. Údaje o numerické síti a konvergenci výpočtu variant jsou v tab. 4.2.3a.

Tabulka 4.2.3a – Parametry a konvergence výpočtu stěnového proudu (SST)

	Řešený případ	SP-1	SP-2	SP-3	SP-2a	SP-2b
parametry sítě	N_{celk} [-]	$100 \cdot 10^3$	$400 \cdot 10^3$	$1600 \cdot 10^3$	$447 \cdot 10^3$	$447 \cdot 10^3$
	N_{y10} [-]	23	46	92	46	46
	Δy_1 [mm]	0,2	0,1	0,05	0,1	0,1
	$\Delta x, \Delta y$ [mm]	10	5	2,5	5	5
rezidua	$rez(m)$ [-]	$4 \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-12}$
	$rez(u_x)$ [-]	$6 \cdot 10^{-14}$	$8 \cdot 10^{-13}$	$3 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-15}$	$2 \cdot 10^{-16}$
	$rez(u_y)$ [-]	$6 \cdot 10^{-14}$	$2 \cdot 10^{-13}$	$9 \cdot 10^{-11}$	$8 \cdot 10^{-16}$	$1 \cdot 10^{-16}$
	$rez(k)$ [-]	$2 \cdot 10^{-15}$	$5 \cdot 10^{-11}$	$4 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-16}$	$2 \cdot 10^{-15}$
	$rez(\omega)$ [-]	$5 \cdot 10^{-13}$	$2 \cdot 10^{-12}$	$3 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-15}$	$1 \cdot 10^{-12}$
změna monitorů*	$\zeta_1(u_x)$ [-]	$1 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-9}$
	$\zeta_2(u_x)$ [-]	$2 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-9}$
	$\zeta_3(\tau_w)$ [-]	$1 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^{-9}$

N_{celk} celkový počet buněk numerické sítě

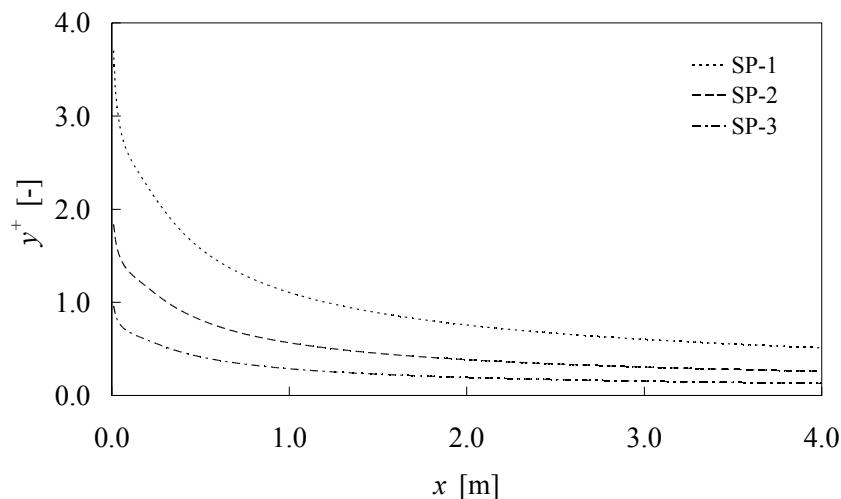
N_{y10} počet buněk ve svislém směru ve vrstvě $y = 0$ až 10 mm

Δy_1 výška první buňky u vodorovné stěny

$\Delta x, \Delta y$... základní krok čtvercové sítě

*relativní změna sledované veličiny za posledních 1000 iterací v bodech

A_1 [2; 0,2], A_2 [3,9; 0,3], A_3 [3,9; 0] (souřadnice v metrech)



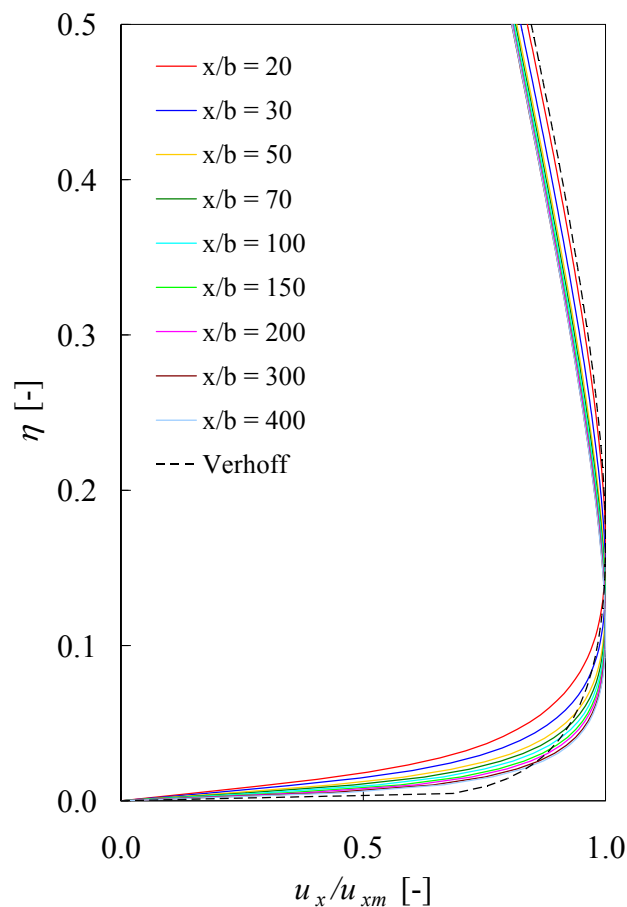
Obr. 4.2.3a – Průběh y^+ v první buňce u stěny (SST)

Průběh bezrozměrné odlehlosti y^+ v první buňce u vodorovné stěny (obr. 4.2.3a) pro různé hustoty numerické sítě vede ke stejným závěrům jako u simulace s modelem WKO, tj. varianta SP-1 nesplňuje dokonale podmínku $y^+ < 2,5$, podle které byla navržena hrubá síť, v obou zbývajících variantách je v oblasti vyvinutého proudění $y^+ < 1$ (pro SP-3 to platí v celém rozsahu x).

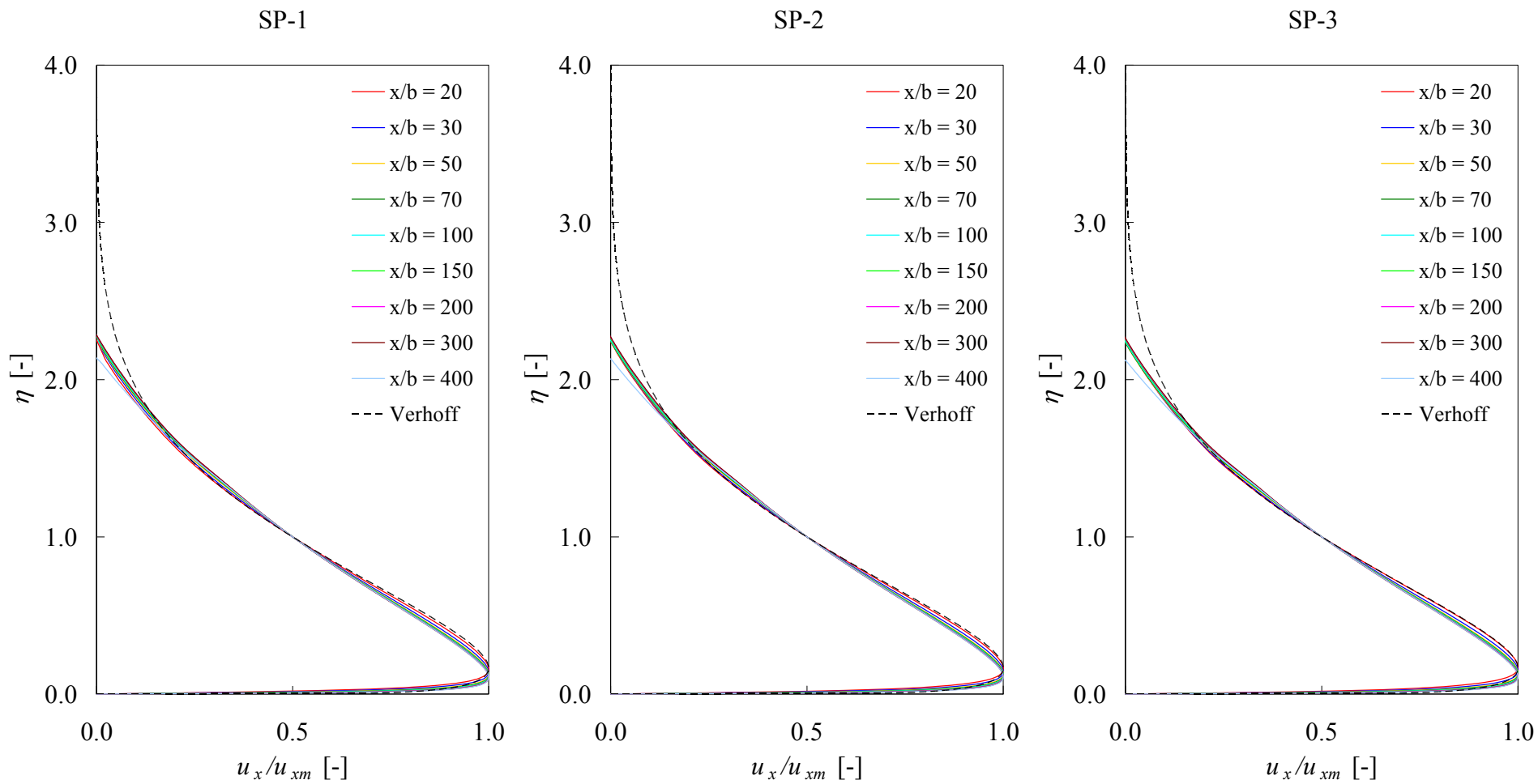
Z hlediska průběhu reziduí a monitorovaných veličin bylo ustálené řešení získáno ve všech případech. Až na jedinou výjimku (SP-3) je možné ve všech případech konstatovat lepší konvergenci numerického výpočtu s modelem SST než s modelem WKO. Při zhruba stejném počtu iteračních kroků jsou dosažená rezidua i relativní změny monitorů nižší u modelu SST (srov. tab. 4.2.2a a tab. 4.2.3a).

Přehled rychlostních profilů na obr. 4.2.3c ukazuje dobrou shodu simulací a Verhoffova průběhu poměrné rychlosti ve vnější části stěnového proudu mezi maximem rychlosti a výškou $\eta \approx 1,8$. Vliv zhušťování numerické sítě na rychlostní profily je zanedbatelný. Simulace vykazují výrazné ohraničení proudu, pro $\eta > 1,8$ se profil odklání od Verhoffovy křivky a ve výšce $\eta \approx 2,3$ přechází do záporných hodnot rychlosti. To je způsobeno směrem proudění strhávané tekutiny v těsném okolí primárního proudu. Jak ukazuje podrobněji obr. 4.2.3b, v těsné blízkosti stěny dává výpočet s modelem SST nižší gradient poměrné rychlosti a nižší polohu maxima poměrné rychlosti než Verhoffův profil.

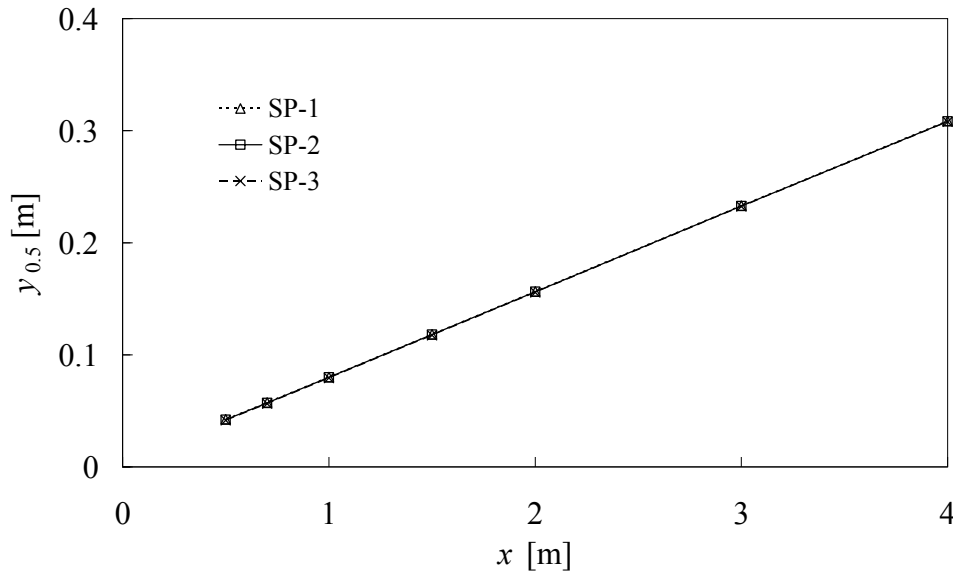
Protože průběhy poměrných rychlostí ve vzdálenostech $x/b = 20$ a $x/b = 30$ nesplývají dostatečně s ostatními profily, jsou dále uvedené charakteristiky počítané pro $x/b \geq 50$.



Obr. 4.2.3b – Detail spodní části rychlostních profilů pro variantu SP-2 (SST)



Obr. 4.2.3c – Porovnání rychlostních profilů v poměrných souřadnicích; různé okrajové podmínky (SST)



Obr. 4.2.3d – Rozšiřování stěnového proudu: různé hustoty sítě (SST)

Přímky proložené hodnotami šířky proudu $y_{0,5}$ pro varianty SP-1 až SP-3 se překrývají, z čehož vyplývá, že míra rozšiřování proudu $\text{tg}\varphi_{0,5}$ bude ve všech třech případech téměř stejná. Totéž platí o poloze virtuálního počátku proudu x_p . Číselně tyto parametry uvádí tab. 4.2.3b. Virtuální počátek proudu leží vesměs před přírodním otvorem ($x_p < 0$) a při vyšší hustotě sítě se nepatrně posunuje ve směru osy x , avšak změny jeho polohy jsou řádově jen v milimetrech. Důležitější je shoda zjištěné míry rozšiřování proudu s experimentálními výsledky shrnutými v odst. 2.4.1 ($0,071 \leq \text{tg}\varphi_{0,5} \leq 0,081$).

Tab. 4.2.3b – Virtuální počátek a míra rozšiřování stěnového proudu (SST)

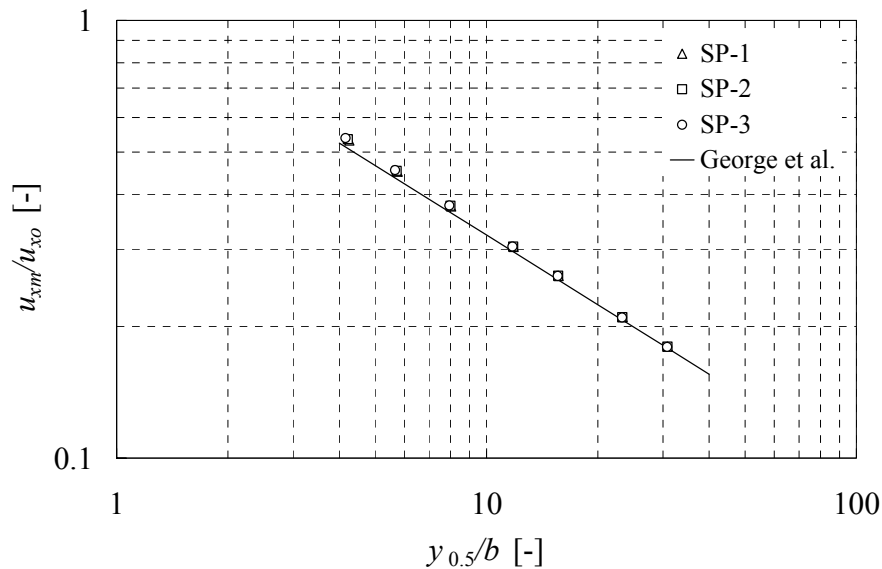
	SP-1	SP-2	SP-3
x_p [m]	-0,055	-0,051	-0,043
$\text{tg}\varphi_{0,5}$ [-]	0,076	0,076	0,076

Graf poklesu poměrné maximální rychlosti $u_{xm}/u_{xo} = B \cdot (y_{0,5}/b)^n$ v logaritmickém měřítku je na obr. 4.2.2e, kde jsou simulace porovnány s průběhem podle George et al. (2000), jehož koeficienty jsou $B = 1,09$ a $n = -0,528$ (přímka plnou čarou). Obdobně jako u modelu WKO i simulace s modelem SST dávají koeficienty B a n , které lze v rámci intervalů experimentálně zjištěných hodnot považovat za správné – viz tab. 4.2.3c.

Tab. 4.2.3c – Koeficienty rovnice poklesu rychlosti stěnového proudu při různé hustotě numerické sítě (SST)

	SP-1	SP-2	SP-3	experimenty [†]
B [-]	1,174	1,178	1,176	1,09 až 1,29
n [-]	-0,547	-0,548	-0,549	-0,608 až -0,526

[†] Koeficienty B a n zjištěné v experimentech různými autory jsou podrobněji uvedeny v odst. 2.4.1.



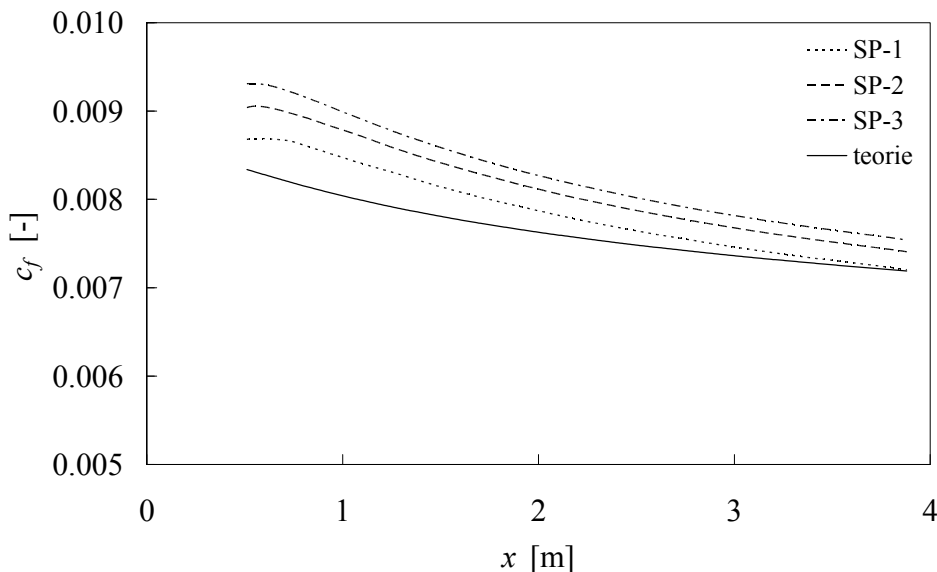
Obr. 4.2.3e – Pokles maximální rychlosti stěnového proudu: různé hustoty sítě (SST)

Poloha maximální rychlosti stěnového proudu u_{xm} , vyjádřená poměrem $y_m/y_{0,5}$, vychází ze simulací s modelem SST příliš nízkou (tab. 4.2.3d). Experimentálně zjištěná hodnota je 0,17 (např. Eriksson et al., 1998), zatímco ze simulací vychází maximálně 0,133. Navíc $y_m/y_{0,5}$ klesá se vzdáleností od otvoru pro všechny varianty. Pokles rychlostních profilů ke stěně s rostoucí vzdáleností od otvoru je rovněž patrný z detailního obr. 4.2.3b.

Tab. 4.2.3d – Poloha rychlosti u_{xm} při různé hustotě numerické sítě (SST)

	SP-1		SP-2		SP-3	
x/b [-]	50	400	50	400	50	400
$y_m/y_{0,5}$ [-]	0,125	0,108	0,131	0,108	0,133	0,108

Průběh součinitele tření $c_f = 2 \cdot (u_\tau/u_{xm})^2$ podél vodorovné stěny je na obr. 4.2.3f porovnán s teoretickou křivkou podle Georgem et al. (2000). Simulace nadhodnocuje c_f až o 12 % teoretické hodnoty, s rostoucí vzdáleností od otvoru klesá c_f rychleji než teoretická křivka. Nejlépe vychází varianta SP-1 s nejhrubší numerickou sítí.



Obr. 4.2.3f – Součinitel tření na vodorovné stěně: různé hustoty sítě (SST)

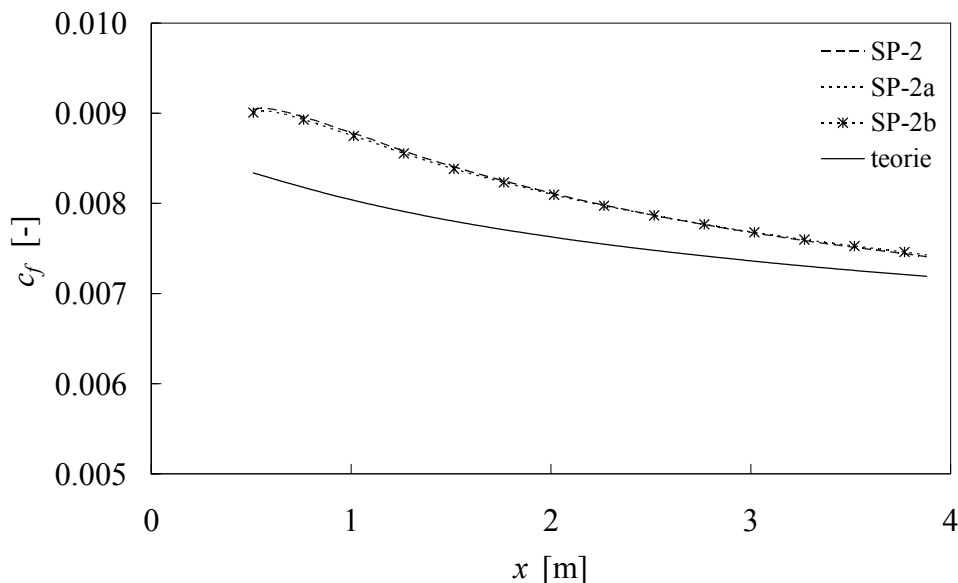
Dále jsou vyhodnoceny varianty SP-2a a SP-2b, které mají ukázat případnou citlivost úlohy na změnu některých okrajových podmínek (jejich popis je v odst. 4.2.1). Rychlostní profily na obr. 4.2.3h pro tyto dvě nové varianty se neliší od případu SP-2, takže ani hustota sítě na svislé stěně, ani snížená hladina turbulence na volné hranici neovlivňují významně výsledek z hlediska příčného průběhu rychlosti ve stěnovém proudu.

Souhrnný přehled charakteristik stěnového proudu, které byly získány řešením případů SP-2, SP-2a a SP-2b, je uveden v tab. 4.2.3e. Z výsledků vyplývá, že podrobnější numerická síť u svislé stěny nad přírodním otvorem ovlivní pouze polohu virtuálního počátku proudu, který se posune o pouhých 14 mm. Ostatní charakteristiky zůstávají bez změny. Zadání nižší intenzity turbulence a poměru turbulentní a molekulární viskozity na volné hranici nemá na charakteristiky stěnového proudu žádný vliv.

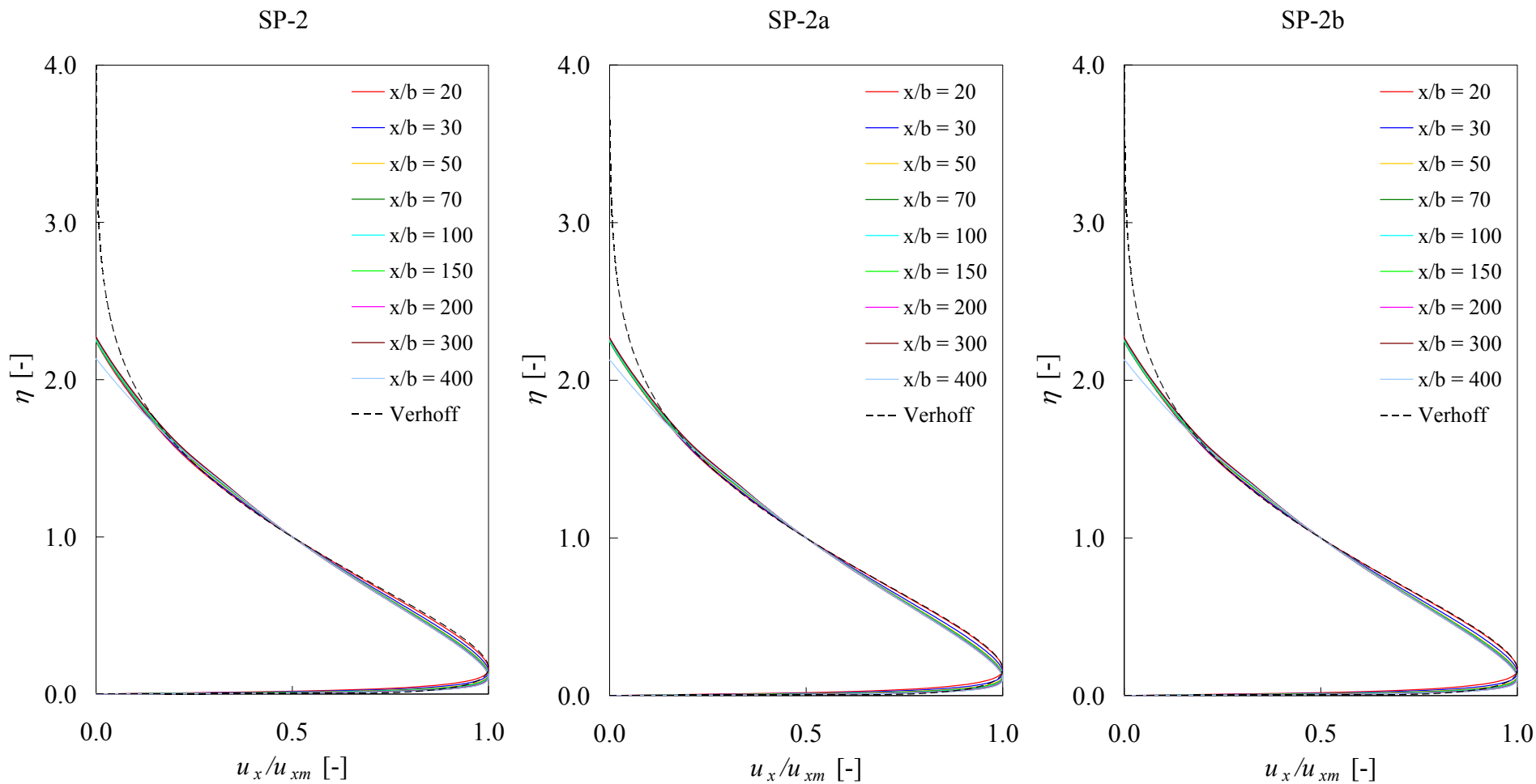
Tab. 4.2.3e – Charakteristiky stěnového proudu při různých okrajových podmínkách (SST)

	SP-2		SP-2a		SP-2b	
x_p [m]	-0,051		-0,037		-0,037	
$\text{tg}\varphi_{0,5}$ [-]	0,076		0,076		0,076	
B [-]	1,178		1,178		1,178	
n [-]	-0,548		-0,548		-0,548	
x/b [-]	50	400	50	400	50	400
$y_m/y_{0,5}$ [-]	0,131	0,108	0,129	0,108	0,129	0,108

Zahuštění numerické sítě na svislé stěně má podle obr. 4.2.3g malý vliv na součinitel tření. Hodnoty c_f se přiblížily k teoretickému řešení, avšak nepatrně. Nižší parametry turbulence na volné hranici výsledek nezměnily, křivky pro SP-2a a SP-2b splývají.



Obr. 4.2.3g – Součinitel tření na vodorovné stěně: různé okrajové podmínky (SST)



Obr. 4.2.3h – Porovnání rychlostních profilů v poměrných souřadnicích; různé okrajové podmínky (SST)

Z výsledků simulace stěnového proudu s Menterovým modelem turbulence vyplývá:

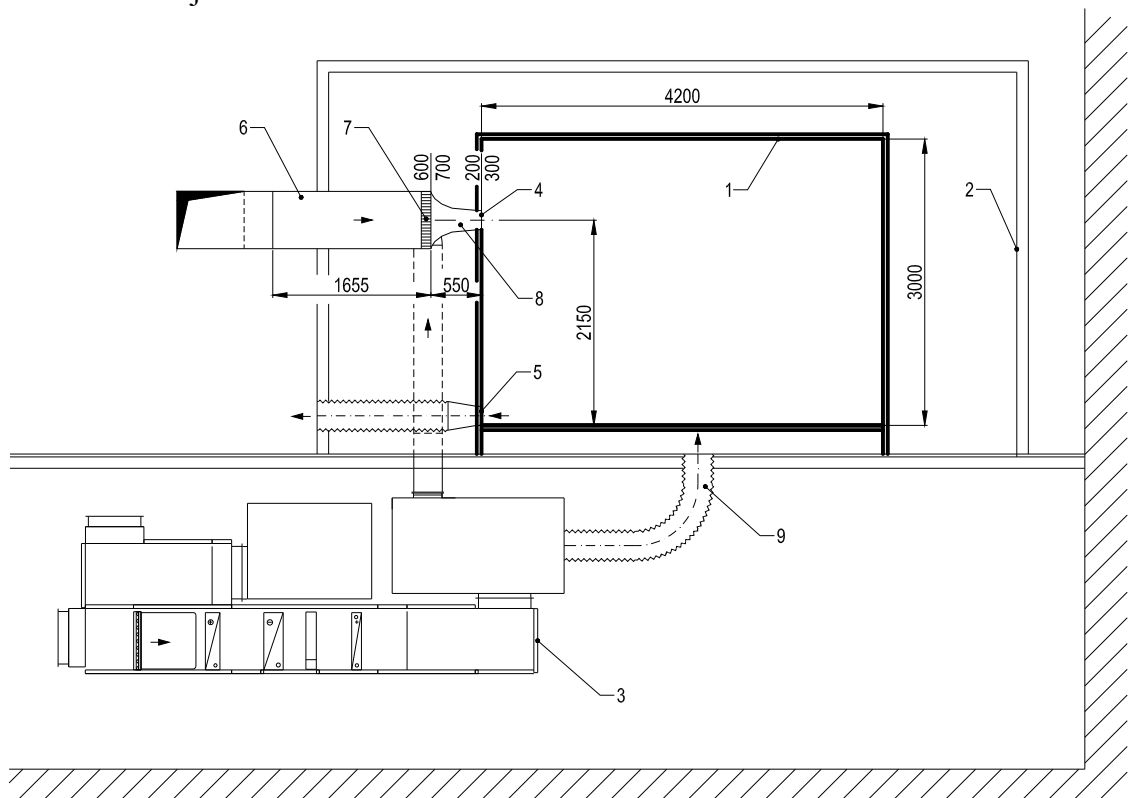
- rychlostní profil se liší od referenčního Verhoffova průběhu v oblasti u stěny, dobrá shoda je dosažena ve vnější části proudu;
- míra rozšiřování proudu $\text{tg} \varphi_{0,5}$ je nižší než u Wilcoxova modelu a odpovídá publikovaným hodnotám z experimentů, avšak vezmeme-li v úvahu nižší hodnotu $Re_o = 4360$ v simulaci, naznačují výsledky spíše podhodnocené rozšiřování proudu;
- zjištěné parametry poklesu maximální rychlosti B a n odpovídají experimentálním hodnotám;
- součinitel tření c_f je nadhodnocený až o 12 % proti publikovaným experimentům, přičemž není jasné, proč odchylka narůstá při zvyšování hustoty sítě u stěny.

4.3 Měření a simulace zatopeného proudu v modelové místnosti

4.3.1 Popis modelové místnosti a vzduchotechnického zařízení

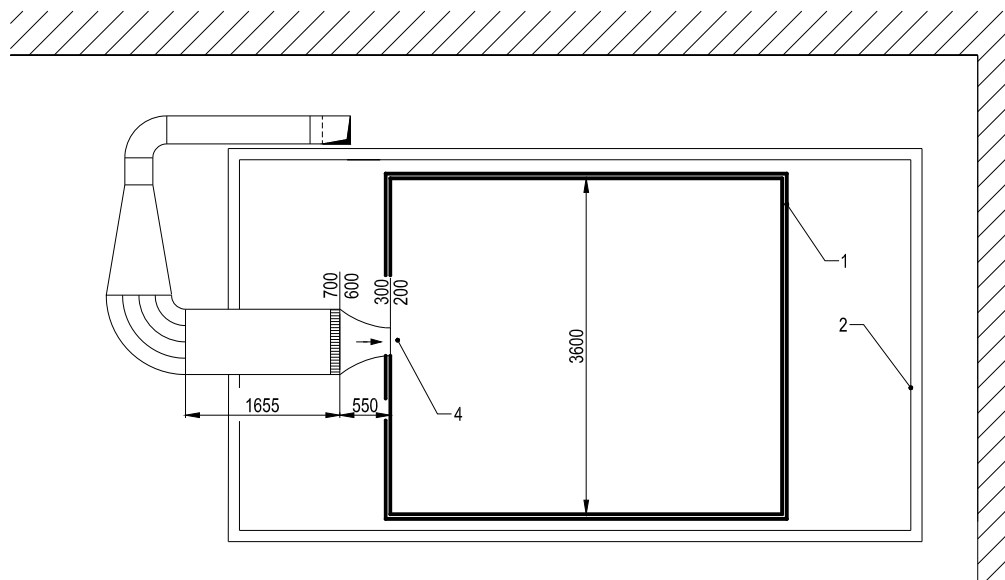
Pro experiment v laboratoři Ústavu techniky prostředí byla použita stávající modelová místnost, na níž byly provedeny úpravy zaměřené především na stabilitu teplot vzduchu v místnosti i jejím okolí a na rovnoměrný rychlostní profil v přívodním otvoru. Místnost má vnitřní rozměry 4200×3600×3000 mm. Je zhotovena z dřevěných desek (dýhovaných lat'ovek), izolovaných na vnější straně stropu a podlahy polystyrenovými deskami tloušťky 30 mm. Spáry mezi dřevěnými deskami jsou vyplněny tmelem nebo zakryty lepicí páskou. Vnitřní povrchy stěn jsou rovné, bez výstupků, mají drsnost broušené dýhy bez další povrchové úpravy.

Modelová místnost (pozice 1 na obr. 4.3.1a) je vestavěna do větší komory (2), v které lze upravovat teplotní okrajové podmínky experimentu prováděného v modelové místnosti. Podlaha místnosti je zdvižena na sloupcích, takže i její (izolovaný) spodek je ve styku se vzduchem ve vnější komoře.



Obr. 4.3.1a – Modelová místnost (svislý řez)

Obdélníkové otvory pro přívod a odvod vzduchu mají stejný rozměr 300×200 mm. Jsou umístěny pod sebou ve stejné stěně, jejíž svislá osa symetrie je zároveň společnou osou obou otvorů. Do místnosti proudí vzduch otvorem (4), jehož střed je 2150 mm nad podlahou. Vzduch je přiváděn z klimatizační jednotky (3) izolovaným potrubím přes uklidňovací komoru (6) o průřezu 700×600 mm, usměrňovač (7) a trysku (8), jejíž stěny jsou vytvarovány podle Bernoulliho lemniskáty. Otvorem (5), jehož spodní hrana je na úrovni podlahy, je vzduch z místnosti odváděn hadicí přes vnější komoru, aby přetlak vzduchu ve vnější komoře neovlivňoval podmínky v místnosti.



Obr. 4.3.1b – Modelová místnost (půdorys)

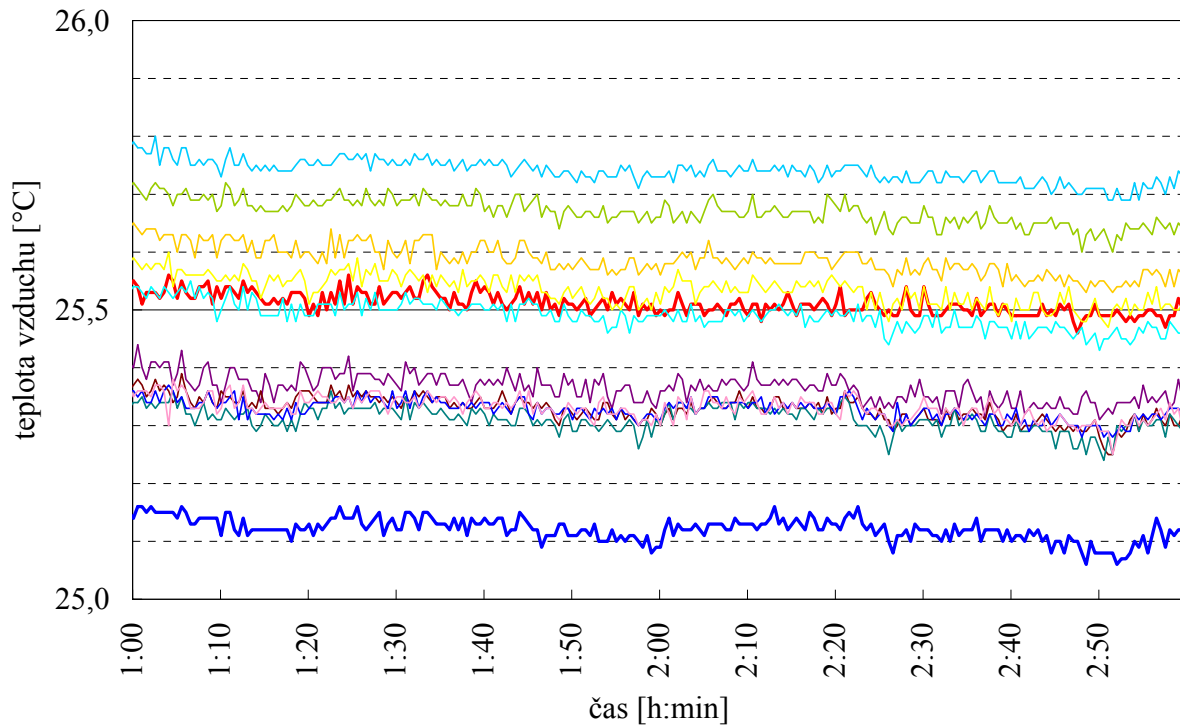
4.3.2 Okrajové podmínky experimentu

Účelem úprav provozu klimatizační jednotky a potrubí pro přívod vzduchu do modelové místnosti bylo dosáhnout stabilních izotermických podmínek a rovnoměrného rychlostního profilu v přiváděcím otvoru tak, aby okrajové podmínky experimentu bylo možné dobře reprodukovat v CFD simulaci.

Pro udržení izotermických podmínek experimentu je do modelové místnosti i do vnější komory přiváděn vzduch ze stejné klimatizační jednotky, kde je tepelně upravován s regulací podle teploty vzduchu měřené v otvoru, kterým se odvádí vzduch z místnosti. Přívod vzduchu do vnější komory, který je na obr. 4.3.1a znázorněn pouze schématicky hadicí (9), je ve skutečnosti rozdvojen a část objemu vzduchu je hadicí přiváděna až nad strop modelové místnosti. Pohyb vzduchu nad stropem místnosti a mezi bočními stěnami místnosti a vnější komory je podporován malými axiálními ventilátory.

Při testování teplotní stability celého systému se ukázalo, že při standardně nastavené regulaci klimatizační jednotky teplota přiváděného vzduchu příliš kolísala. Příčinou byl mimo jiné chladič voda-vzduch, jehož regulační ventil pracoval ve velmi malém rozsahu zdvihu, prakticky v režimu otevřeno-zavřeno. Aby se tento nedostatek odstranil, byla nastavena regulace zdroje chladu tak, že se zvýšila teplota vody vstupující do chladiče na 13 až 14 °C. Dále byl zvolen pevný zdvih regulačního ventilu výměníku pro přehřev vzduchu v klimatizační jednotce, takže vzduch před chladičem měl teplotu kolem 37 °C. Nakonec byla zvýšena žádaná teplota vzduchu v odváděcím otvoru místnosti na 25 °C. Pro zvýšení stability teploty vzduchu byl do klimatizační jednotky nasáván vzduch z laboratoře a měření probíhala v nočních hodinách, aby se eliminoval vliv počasí (laboratoř má ve střeše světlíky, kterými dovnitř prostupuje přímá sluneční radiace).

Teploty vzduchu v přívodním a odváděcím otvoru a v prostoru mezi modelovou místností a vnější komorou byly průběžně měřeny odporovými čidly Pt100 a ústřednou Ahlborn ALMEMO 5590-3. Protože pro daný experiment nejsou důležité hodnoty teplot, ale pouze jejich rozdíly a kolísání v čase, nebyla čidla kalibrována, pouze vzájemně porovnána při jedné ustálené teplotě vzduchu. Maximální zjištěná vzájemná odchylka v použitém souboru čidel byla menší než $0,1\text{ °C}$.



Obr. 4.3.2a – Záznam teplot vzduchu v přívodním otvoru (modře), odváděcím otvoru (červeně) a ve vnější komoře (zbylé křivky)

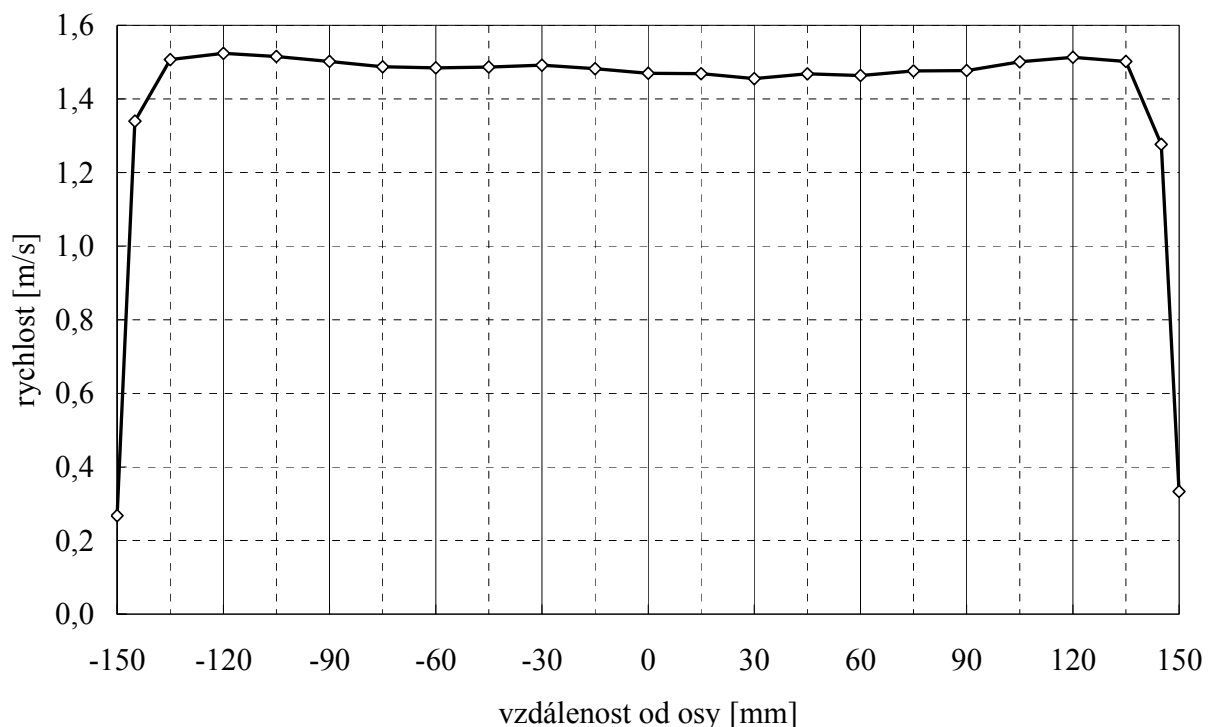
Na obr. 4.3.2a je ukázka z průběžného záznamu teplot vzduchu v přívodním a odváděcím otvoru modelové místnosti (silnější modrá a červená křivka) a v prostoru mezi místností a vnější komorou. Je zřejmé, že rozdíl teplot přiváděného a odváděného vzduchu není větší než $0,5\text{ °C}$ a kolísání teplot vzduchu je přibližně v rozsahu $\pm 0,05\text{ °C}$. Nejvyšší teploty vzduchu byly v meziprostoru nad stropem modelové místnosti, kde se projevuje akumulace sluneční radiace prostupující světlíkem laboratoře a dopadající na strop vnější komory. Rozdíl teploty vzduchu na přívodu a odvodu $0,5\text{ °C}$ při intenzitě výměny vzduchu 7 hod^{-1} představuje tepelný tok přibližně 51 W , který je odváděn vzduchem z modelové místnosti.

V původním uspořádání bylo přívodního potrubí vybaveno uklidňovací komorou a tryskou. Pro snížení rizika rotace proudu a větších vírů v přívodním otvoru byl do uklidňovací komory před trysku vložen usměrňovač z plastových trubiček $\varnothing 2 \times 120\text{ mm}$ (obr. 4.3.2b na následující straně).



Obr. 4.3.2b – Ukliďňovací komora a detailní pohled na strukturu usměrňovače

Rychlostní profil naměřený termoanemometrem podél horizontální osy v přívodním otvoru je na obr. 4.3.2c. Průměrná rychlost podle průřezu 1,46 m/s, vypočtená z hodnot naměřených v 23 bodech, se liší o 0,01 m/s od rychlosti v ose, která je 1,47 m/s. To potvrzuje vyhovující rovnoměrnost rychlostního profilu. Trubičkový usměrňovač a tryska mají vliv také na snížení intenzity turbulence v přívodním otvoru, jejíž průměrná hodnota je 1,7 % při rovnoměrném rozložení (minimum 1,5 %, maximum 1,9 %).



Obr. 4.3.2c – Rychlostní profil v přívodním otvoru

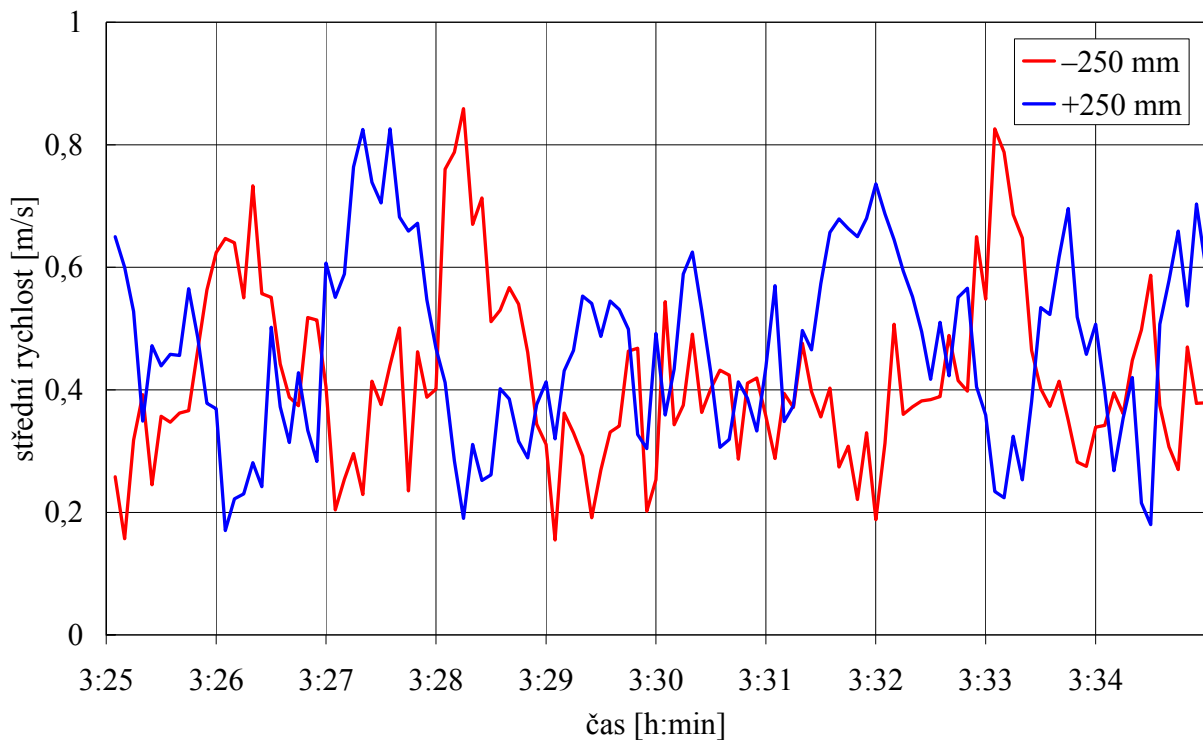
4.3.3 Měření zatopeného proudu v modelové místnosti

Původním cílem experimentu bylo proměřit rychlostní pole a intenzitu turbulence v modelové místnosti. Pro měření byla připravena hřebenová sonda z 16 anemometrů popsaná v odst. 3.3. Přitom se předpokládalo, že pole středních rychlostí v místnosti bude stacionární. Tento předpoklad se však nepotvrdil a naopak bylo opakovaně zjištěno, že

zatopený proud je v omezeném prostoru nestabilní a střídavě se vychyluje horizontálně i vertikálně od předpokládané osy, kterou dále nazveme geometrickou osou izotermického proudu. Obdobné chování zatopeného proudu se ukázalo i v numerické simulaci popsané v odst. 4.3.4.

Protože pole středních rychlostí je nestacionární, nelze použít termoanemometry doporučeným způsobem, popsaným v odst. 3.3 (měření v daném bodě v délce 180 s a následné vyhodnocení střední rychlosti a intenzity turbulence ze směrodatné odchylky rychlosti). Aby bylo zachyceno kmitání proudu v místnosti, byly postupně testovány různé integrační doby měření, které musely být podstatně kratší než doporučených 180 s. Z opakovaných pokusů vychází jako optimální integrační interval 5 sekund. Při této délce odečtu (resp. při odpovídajícím počtu 25 vzorků) nelze již však spolehlivě vyhodnocovat intenzitu turbulence (Melikov, 1998).

Na obr. 4.3.3a je záznam časového průběhu středních rychlostí vyhodnocených s integračním intervalem 5 s ve dvou bodech. Tyto body leží na horizontální přímce vzdálené 2100 mm od přívodního otvoru, symetricky ± 250 mm od geometrické osy izotermického proudu (odpovídají bodům 1 a 3 na obr. 4.3.4b).



Obr. 4.3.3a – Časový průběh středních rychlostí ve dvou bodech; popiska uvádí vzdálenost od geometrické osy proudu

Z obr. 4.3.3a je zřejmá současnost maxima rychlosti v jednom a minima rychlosti ve druhém bodě, což prokazuje kmitavý charakter proudu. Kmitání proudu je nepravidelné a lze očekávat, že nebude probíhat jen v horizontální rovině. Přesto lze v některých časových úsecích pozorovat určitou pravidelnost horizontálního kmitání s časovou periodou kolem 120 s.

4.3.4 Simulace zatopeného proudu v modelové místnosti

Geometrie a okrajové podmínky

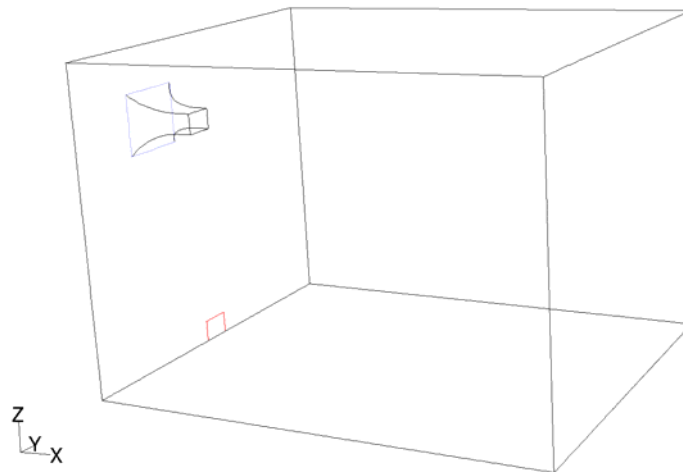
Geometrie modelu místnosti a okrajové podmínky odpovídají provedenému experimentu v laboratoři (odst. 4.3.1 a 4.3.2). Vstupní otvor modelu je posunutý do

rozhraní mezi trubičkovým usměřovačem a tryskou, která ústí do přívodního otvoru místnosti. Je tedy simulováno i proudění v přívodní trysce. Na vstupu do trysky je zadán rovnoměrný rychlostní profil $u_{xin} = 0,21$ m/s, což odpovídá průtoku vzduchu $0,0882$ m³/s jako při experimentu. Na konci trubičkového usměřovače se předpokládá nízká intenzita turbulence $I_T = 1$ % a délkové měřítko turbulence $\ell_{To} = 2$ mm (odpovídá průměru trubiček), takže $k_{in} = 6,6 \cdot 10^{-6}$ m²/s² a $\omega_{in} = 2,35$ s⁻¹. Odváděcí otvor je zadán jako volná hranice s konstantním tlakem (nulovým statickým přetlakem). Uvažuje se nestlačitelné izotermické proudění vzduchu, jehož konstantní vlastnosti při teplotě 25 °C (jako při experimentu) jsou: $\rho = 1,16$ kg/m³ a $\mu = 18,375 \cdot 10^{-6}$ Pa·s. Stěny modelu jsou zadány s drsností 0,6 mm odpovídající povrchu broušené dýhy, která tvoří vnitřní povrch modelové místnosti.

Numerická síť

Při návrhu sítě je vždy nutné brát v úvahu dva protichůdné efekty – vyšší hustota sítě může přinést přesnější informaci o proudění, ale zároveň vyšší nároky na výpočetní čas a objem dat. Numerická síť modelu byla zpracována ve třech variantách.

První vychází z velikosti buňky u stěny kolem 50 mm, která se doporučuje při modelování proudění v místnostech s využitím stěnových funkcí (Zhai, 2004). Pro tuto variantu byl vnitřek místnosti rozdělen rovnoměrnou sítí krokem 50 mm, tzn. s počtem úseků ve směru souřadných os $84 \times 72 \times 60$. Druhá varianta má rovnoměrnou numerickou síť s polovičním krokem 25 mm, tj. $168 \times 144 \times 120$ buněk (uvnitř místnosti).



Obr. 4.3.4a – Geometrie modelu a systém souřadnic

Třetí varianta numerické sítě byla zpracována na základě poznatků získaných při simulaci stěnového proudu. Při rychlosti v přívodním otvoru 1,47 m/s lze předpokládat rychlost v ose zatopeného proudu na konci místnosti přibližně 0,5 m/s. Primární proud vzduchu naráží na protější stěnu, získá charakter nárazového proudu, rozdělí se a dále pokračuje v podobě vratného stěnového proudu. Tento stěnový proud tedy nebude mít „počáteční“ rychlost vyšší než 0,5 m/s. Použijeme-li odhad dle odst. 3.1.4, vychází výška první buňky u stěny 1,3 mm při podmínce $y^+ < 2,5$. Pro podrobnější síť u stěn byla zvolena hraniční vrstva 160 mm, rozdělená na 24 úseků. První buňka u stěny má výšku 1 mm, dále tento rozměr roste v geometrické řadě s kvocientem 1,14088. Mimo hraniční vrstvu je numerická síť rovnoměrná s krokem 20 mm ve všech třech směrech.

V určité vzdálenosti od protější stěny se projeví nárazový charakter primárního proudu. Podle vlastností osově symetrického impaktního proudu (Rajaratnam, 1976) lze tuto vzdálenost odhadnout na 0,14 hloubky místnosti, tj. 0,6 m od protější stěny.

V příslušné oblasti $\{x \geq 3600 \text{ mm}; 0 \leq y \leq 3600 \text{ mm}; z \geq 1900 \text{ mm}\}$ byla numerická síť zahuštěna rozpůlením všech buněk ve všech směrech, takže výška buněk u stěny začíná na 0,5 mm a krok sítě mimo vrstvu u stěny je 10 mm. Po této úpravě má síť celého modelu více než 14,5 miliónu buněk.

Časový krok a konvergence výpočtu

Vzhledem k experimentálně zjištěné dynamice proudu jsou simulace řešeny jako nestacionární. Volba časového kroku se řídí jednoduchým pravidlem (odst. 3.1.2). Cílem je dosáhnout dostatečně rychlé konvergence, tj. poklesu reziduí hmoty na $rez(m) < 10^{-3}$ během zhruba 10 iterací, což bylo splněno při časových krocích uvedených v tab. 4.3.4a, která porovnává varianty numerických sítí z různých hledisek. Doba výpočtu 1 s simulovaného děje odpovídá paralelnímu zpracování na 4 procesorech s taktem 3 GHz.

Tab. 4.3.4a – Porovnání variant numerických sítí modelu místnosti

varianta	rozměr buňky	počet buněk	časový krok	doba výpočtu 1 s děje	velikost souboru dat
1	50 mm	$363 \cdot 10^3$	0,1 s	5 min	81 MB
2	25 mm	$2903 \cdot 10^3$	0,05 s	75 min	638 MB
3	0,5 až 20 mm	$14531 \cdot 10^3$	0,005 s	360 min	3150 MB

Z údajů v tab. 4.3.4a je zřejmé, že kvůli příliš dlouhým výpočetním časům a velkým objemům datových souborů je varianta 3 prakticky nepoužitelná. Nestacionární simulace pro delší časy simulovaného děje (cca 10 minut) byly zpracovány pouze pro první dvě varianty, u nichž se využívá stěnových funkcí.

Časový průběh rychlostí

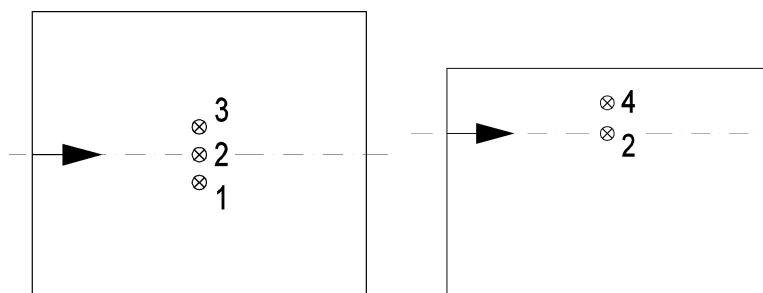
V průběhu numerického řešení nestacionárních úloh varianty 1 a 2 byly sledovány střední rychlosti ve čtyřech bodech. Dva z nich (bod 1 a 3) byly zvoleny v poloze odpovídající bodům, pro které je průběh naměřených rychlostí na obr. 4.3.3a. Bod 2 je umístěn na geometrické ose izotermického proudu, bod 3 leží na vertikále 400 mm nad bodem 2. Souřadnice bodů v milimetrech jsou:

bod 1 $\equiv [2100, 1550, 2150]$

bod 2 $\equiv [2100, 1800, 2150]$

bod 3 $\equiv [2100, 2050, 2150]$

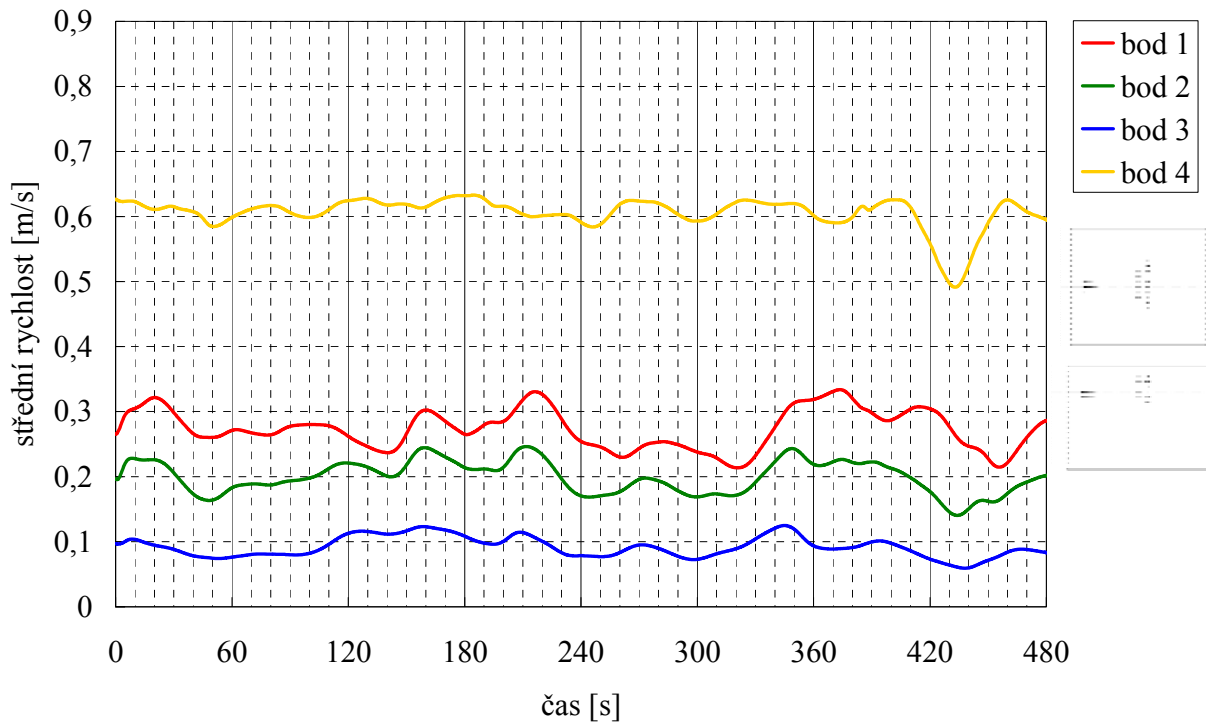
bod 4 $\equiv [2100, 1800, 2550]$



Obr. 4.3.4b – Schéma umístění monitorovaných bodů: vlevo půdorys, vpravo svislý řez

Výsledky varianty 1 (krok sítě 50 mm)

Varianta 1 byla zpracována pouze s Wilcoxovým $k-\omega$ modelem turbulence (WKO). Jak ukazuje graf na obr. 4.3.4c, při velikosti buněk 50 mm simulace nezachycuje kmitání proudu a výsledek se zcela liší od naměřených průběhů (obr. 4.3.3a). Použitá numerická síť je pro danou úlohu nevhodná.



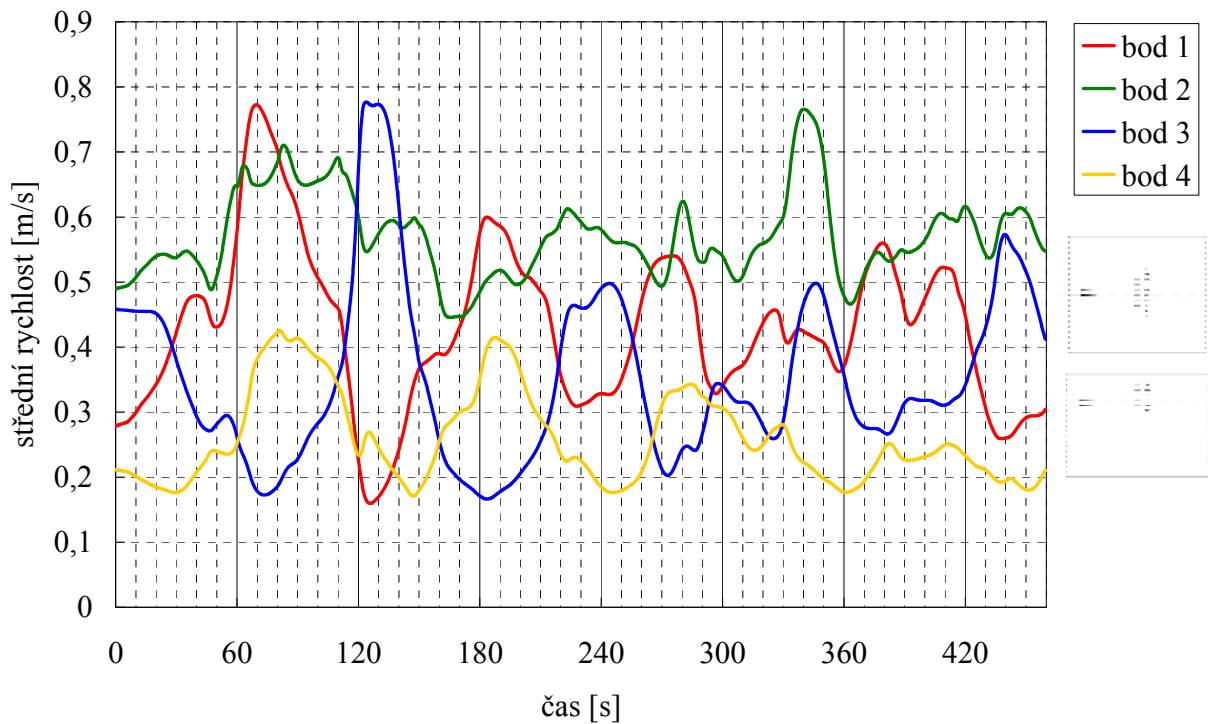
Obr. 4.3.4c – Časový průběh středních rychlostí: varianta 1 (WKO)

Výsledky varianty 2 (krok sítě 25 mm)

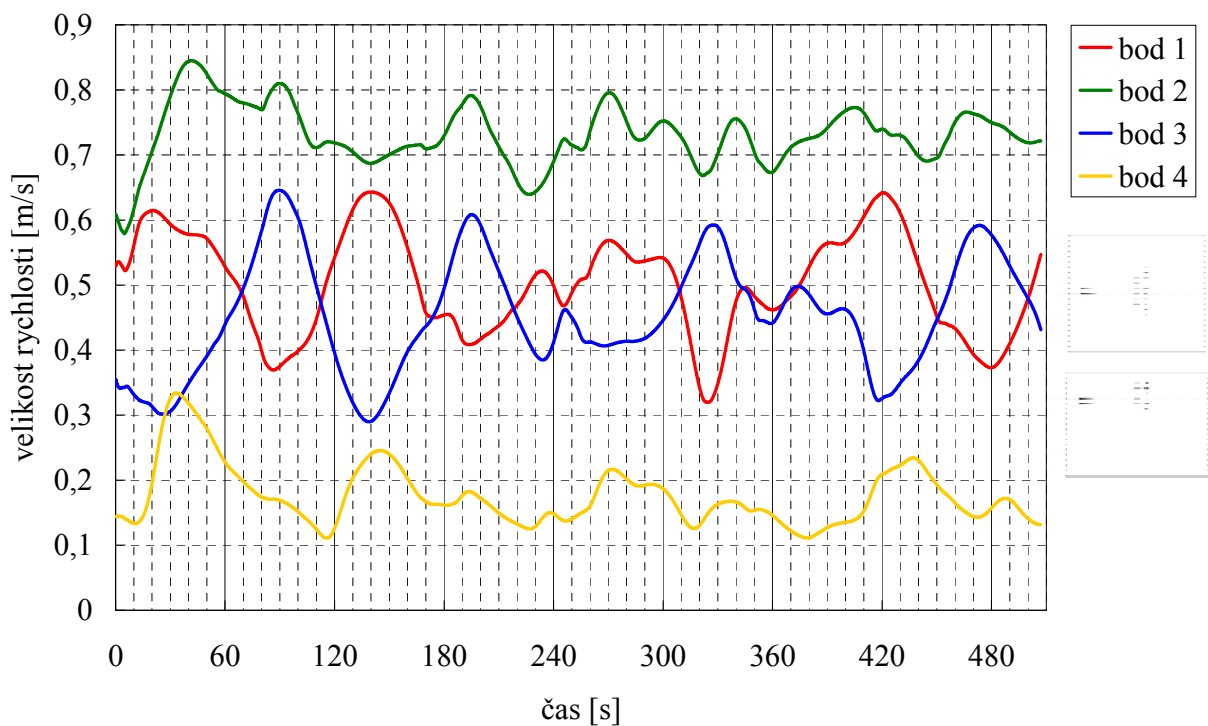
Varianta 2 byla zpracována s Wilcoxovým $k-\omega$ modelem (WKO) a Menterovým modelem (SST) turbulence. Z porovnání grafů na obr. 4.3.4d a 4.3.4e je zřejmé, že numerická síť s krokem 25 mm zachycuje v obou případech kmitání proudu, avšak použité modely turbulence vystihují toto kmitání rozdílně.

U modelu SST je rozkmit proudu od geometrické osy menší než u modelu WKO. Menší rozkmit od osy je zřejmý z průběhu rychlostí v bodech 1 a 3 na obr. 4.3.4e. Současně se u modelu SST udržuje rychlost v bodě 2 (na geometrické ose proudu) na vyšších hodnotách než v bodech 1 a 3. Naopak rychlost v bodě 4 je poměrně nízká, z čehož lze usoudit, že proud nemá tendenci přilnout ke stropu.

Výsledky získané simulací s modelem WKO (obr. 4.3.4d) jsou ve velmi dobré shodě s průběhem naměřených rychlostí (obr. 4.3.3a). Je zřejmá obdobná časová perioda horizontálního kmitání proudu (průběhy rychlostí v bodech ± 250 mm od geometrické osy proudu) i srovnatelný rozkmit rychlostí v těchto bodech. Srovnatelné kolísání středních rychlostí ve všech čtyřech bodech u modelu WKO naznačuje, že tento model způsobuje výraznější vertikální pohyb proudu než model SST. Z provedených simulací se varianta 2-WKO jeví jako nejlépe vystihující pohyb proudu zjištěný experimentálně.

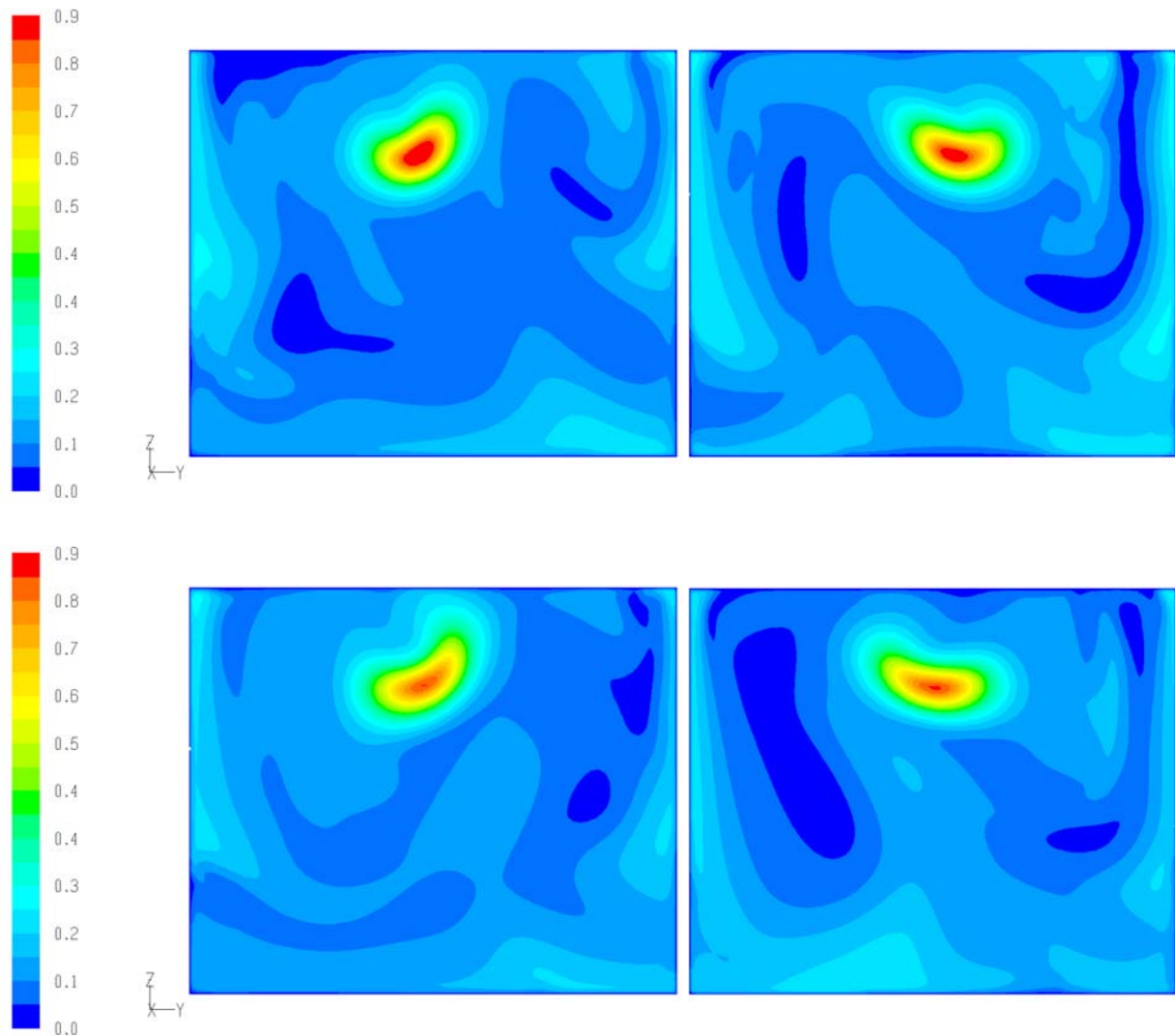


Obr. 4.3.4d – Časový průběh středních rychlostí: varianta 2-WKO

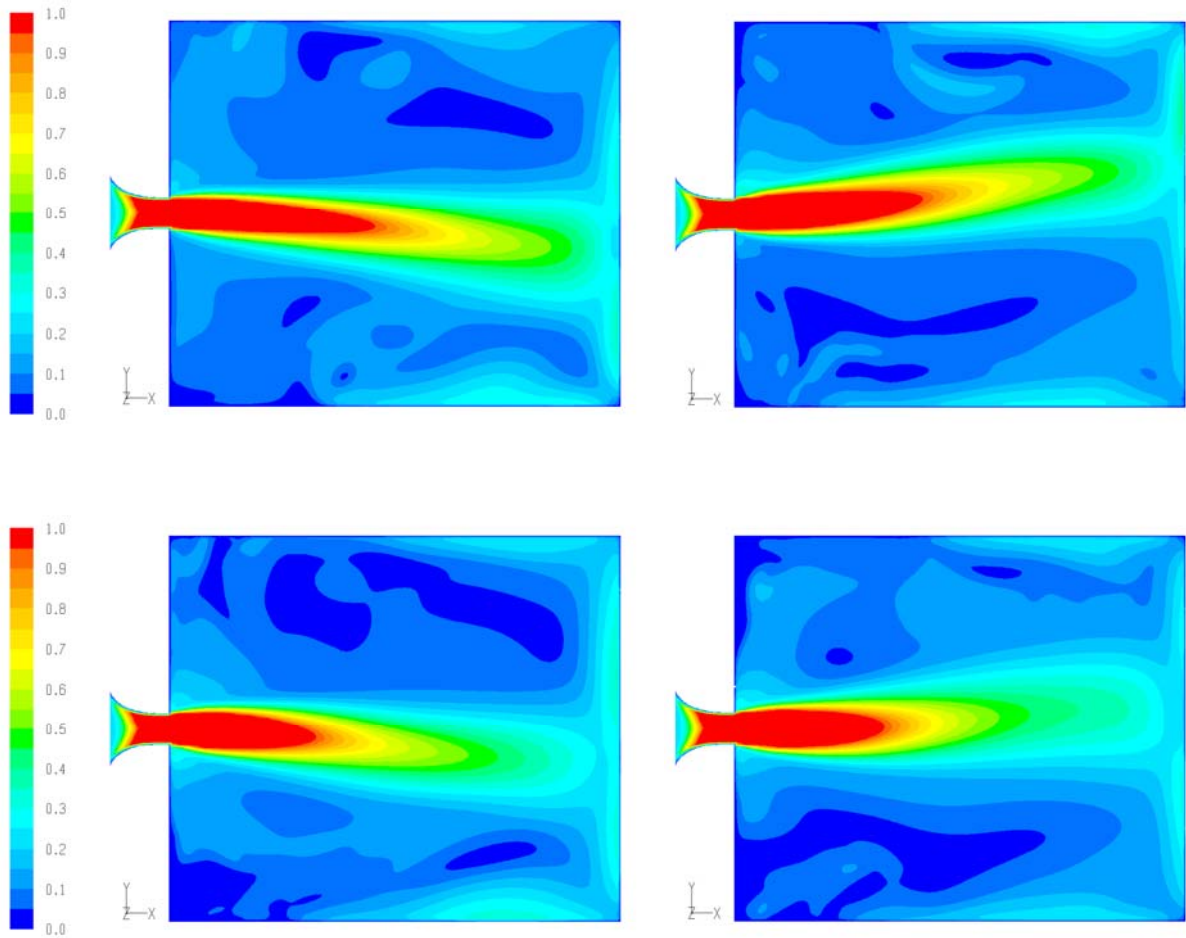


Obr. 4.3.4e – Časový průběh středních rychlostí: varianta 2-SST

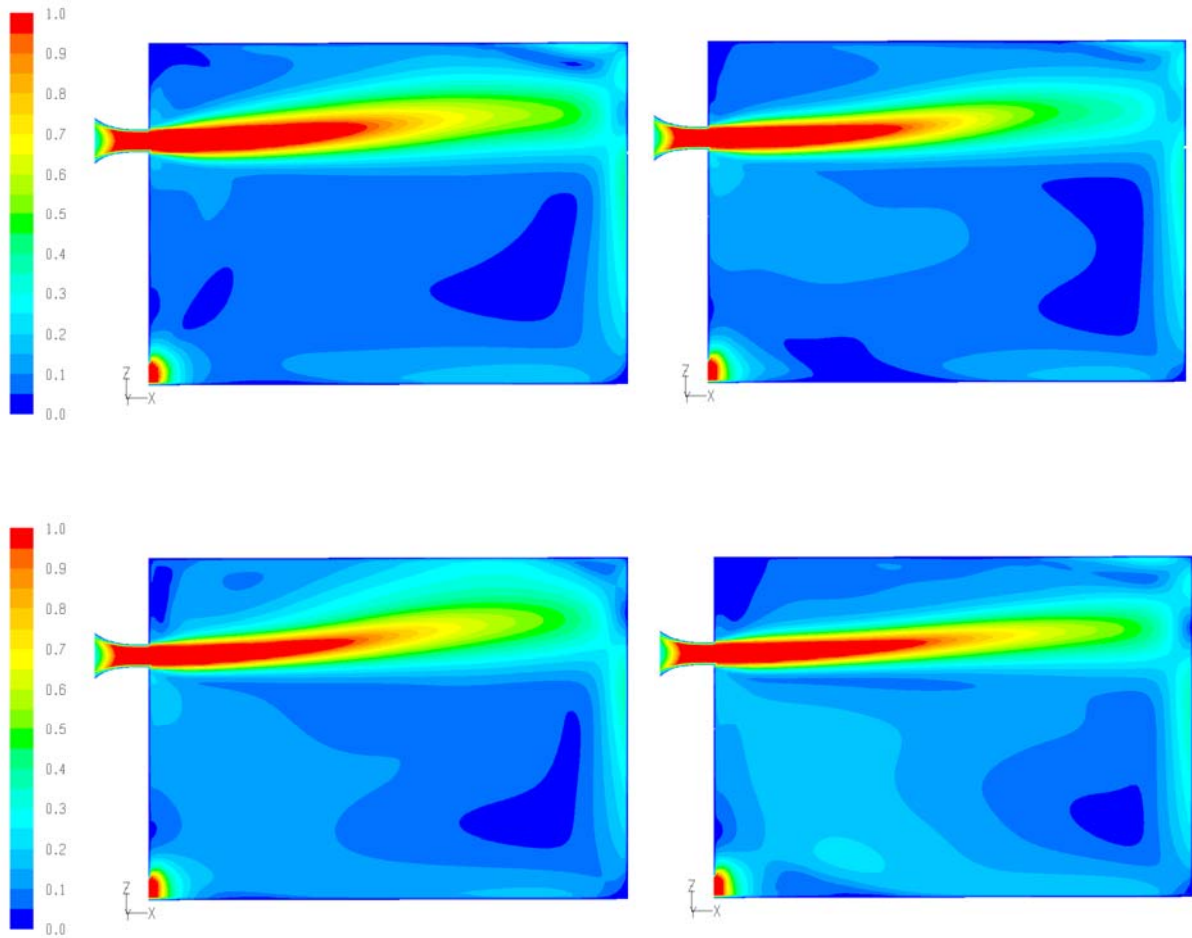
Prostorový charakter kmitání zatopeného proudu v místnosti je dále ukázán na obr. 4.3.4f, 4.3.4g a 4.3.4h, kde jsou zobrazeny izoplochy střední rychlosti ve třech různě orientovaných řezech, vždy ve čtyřech časových okamžicích posunutých navzájem o 56 s. Výstupy jsou ze simulace s 2. variantou sítě a Wilcoxovým modelem turbulence.



Obr. 4.3.4f – Izoplochy střední rychlosti ve svislém řezu kolmém na geometrickou osu proudu ve vzdálenosti 2,1 m od přívodního otvoru; pohled proti přívodnímu otvoru, měřítko rychlosti v m/s, WKO model turbulence, zobrazení děje v intervalu 56 s



Obr. 4.3.4g – Izoplochy střední rychlosti ve vodorovném řezu procházejícím středem přívodního otvoru; pohled shora, měřítko rychlosti v m/s, WKO model turbulence, zobrazení děje v intervalu 56 s



Obr. 4.3.4h – Izoplochy střední rychlosti ve svislém řezu procházejícím středem přívodního otvoru; pohled ve směru osy y, měřítko rychlosti v m/s, WKO model turbulence, zobrazení děje v intervalu 56 s

5. Závěr

Hlavním cílem disertační práce bylo ověřit použitelnost Wilcoxova $k-\omega$ a Menterova SST modelu turbulence pro CFD simulaci izotermického proudění ve větraných místnostech. K řešení byl použit simulační software Fluent, v němž byly zpracovány úlohy dvourozměrného izotermického volného a stěnového proudu a dále trojrozměrný případ zatopeného proudu v omezeném prostoru. Pro validaci numerického řešení byly použity publikované výsledky experimentů jiných autorů a vlastní měření v modelové místnosti.

- Výhodou obou použitých modelů turbulence je možnost výpočtu proudění přes mezní vrstvu až ke stěně bez stěnových funkcí, jejichž aplikace v případech větraných místností může vést k podstatnému zkreslení výsledků, což lze předpokládat zvláště u neizotermních případů (které ovšem nebyly předmětem této práce). Cenou za to, že nepoužijeme stěnové funkce, jsou samozřejmě zvýšené nároky na hustotu numerické sítě u stěny a tedy i výkon výpočetní techniky. S pokračujícím vývojem hardwaru počítačů je možné očekávat, že se bude význam tohoto negativního efektu snižovat.
- U obou základních dvourozměrných případů proudění byl model SST jednoznačně lepší z hlediska shody vypočtených rychlostních profilů s referenčními průběhy podle Reichardta (volný proud), resp. Verhoffa (stěnový proud, především v oblasti volného smyku). Menterův model také dobře předpověděl pokles maximální rychlosti a rozšiřování stěnového proudu. Tento model podhodnotil dosah (konstantu výusti) volného osově symetrického proudu a nadhodnotil míru jeho rozšiřování.

Wilcoxův $k-\omega$ model se více než SST přiblížil teoretickým (experimentálně ověřeným) hodnotám součinitele tření u stěnového proudu. Předpověď poklesu maximální rychlosti a míry rozšiřování stěnového proudu byla ve shodě s experimentálními údaji. Tento model předpověděl u volného i stěnového proudu tvar rychlostních profilů, který neodpovídá referenčním průběhům. Pro volný osově symetrický proud Wilcoxův model nadhodnocuje dosah (konstantu výusti), zatímco podhodnocuje míru jeho rozšiřování.

Ve vnitřní oblasti stěnového proudu (tj. u stěny) se oba modely chovají přibližně stejně a vytvářejí rychlostní profil s menším gradientem $\partial u_x / \partial y$, než vychází v experimentech. Zároveň mají vypočtené profily maximum rychlosti blíže u stěny než průběhy naměřené.

Simulace s SST modelem vykázaly rychlejší konvergenci téměř ve všech počítaných variantách základních proudů. SST model také projevila menší citlivost, než model $k-\omega$, na hustotu numerické sítě i modifikaci některých okrajových podmínek.

- Dalším cílem bylo stanovit zásady pro prostorovou diskretizaci úloh zaměřených na izotermické větrání místnosti. Oblasti proudění s volným smykem v dostatečné vzdálenosti od stěn lze vystihnout numerickou sítí s krokem cca 20 až 30 mm. Při užití kroku 50 mm již může dojít ke zkreslení účinků vratných proudů na primární proudy vzduchu a k získání výsledku, který ani kvalitativně neodpovídá skutečnosti. To potvrdilo srovnání simulace a měření zatopeného proudu v místnosti.

Při výpočtu izotermického stěnového proudu v jeho vnitřní oblasti u stěny (bez stěnových funkcí) by měla prostorová diskretizace splňovat podmínku $y^+ < 2,5$ v první

buňce u stěny. Pro odhad výšky první buňky u stěny byl zpracován a ověřen postup výpočtu vycházející z teorie stěnového proudu a z experimentálních dat publikovaných jinými autory.

- Při aplikaci výše uvedených zásad na případ trojrozměrného zatopeného proudu v omezeném prostoru se ukázalo, že i při jednoduché konfiguraci a poměrně malém objemu prostoru (modelová místnost odpovídá malé kanceláři) vzniká numerická síť o tak vysokém počtu buněk, že výpočet na této síti je na hranici praktické použitelnosti se současnou výpočetní technikou (a to i s pokročilým výpočetním systémem Altix, který provozuje ČVUT v Praze). V dané fázi bylo nutné ustoupit od podrobného výpočtu proudění u stěn a použít stěnové funkce.
- Byla numericky předpovězena a experimentálně prokázána nestabilita a kmitání zatopeného proudu vzduchu omezeného stěnami místnosti. Toto kmitání je způsobeno interakcí směšovacích vrstev primárního a vratných proudů. Autorovi není známo, že by uvedený jev byl popsán v literatuře zaměřené na větrání.

Další výzkum nestability zatopených proudů a jejich periodických pohybů (kmitání, vlnění) má význam pro hodnocení tepelné pohody ve větraných, vytápěných a klimatizovaných místnostech. V uzavřeném prostoru lze obdobnou nestabilitu vždy předpokládat. Zda vůbec a jak silně se projeví, bude pravděpodobně záviset na rozměrech místnosti, především velikosti průřezu místnosti kolmého na směr proudu, na poměru délky a kolmého průřezu místnosti a na Reynoldsově čísle v příváděcím otvoru.

Pro experimenty zaměřené na tuto oblast bude nutné vyvinout metody, které dovolí získávat informace z co největší části prostoru najednou. V úvahu přicházejí některé optické metody, např. PIV (particle image velocimetry). Je také třeba zvážit možnost modelování izotermických proudů s vodou (místo se vzduchem), což by dovolilo zmenšit rozměry experimentálního zařízení.

Předložená práce je příspěvkem ke studiu aplikace dvou modelů turbulence, které představují alternativu ke standardnímu modelu $k-\varepsilon$. Je zaměřena pouze na izotermické proudění. Protože ve větrání a klimatizaci se setkáváme převážně s neizotermickým prouděním, je účelné dále pokračovat v hodnocení zde použitých modelů při simulaci neizotermických proudů.

Literatura

- Abramovič, G. N. (1960) *Těorija turbulěntnych struj*. Moskva : Gosudarstvennoje izdatělstvo fiziko-matěmatičeskoj litěratyry, 715 s.
- Abrahamsson, H.; Johansson, B.; Löfdahl, L. (1994) A turbulent plane two-dimensional wall jet in a quiescent surrounding. *European Journal of Mechanics – B/Fluids*, vol. 13, no. 5, pp. 533–556.
- AIAA (1998) *AIAA guide for verification and validation of computational fluid dynamics simulations*. Reston : American Institute of Aeronautics and Astronautics, 19 s. ISBN 1-563-47285-6
- Awbi, H. (2003) *Ventilation of Buildings*. London : Spon Press, 522 s. ISBN 0-415-270561
- Balocco, C.; Grazzini, G. (2007) Plant refurbishment in historical buildings turned into museum. *Energy and Buildings*, vol. 39, no. 6, pp. 693–701.
- Barták, M.; Beausoleil-Morrison, I.; Clarke, J. A. et al. (2002) Integrating CFD and building simulation. *Building and Environment*, vol. 37, no. 8-9, pp. 865–871.
- Bradshaw, P.; Gee, M. T. (1960) Turbulent wall jets with and without an external stream. *Aeronautical Research Reports and Memoranda*, no. 3252.
- Bradshaw, P. (1999) The best turbulence models for engineers. In *Modeling Complex Turbulent Flows*. M. D. Salas et al. (eds.). Dordrecht : Kluwer Academic Publishers, pp. 9–28. ISBN 0-792-35590-3.
- Bredberg, J.; Peng, S. H.; Davidson, L. (2002) An improved $k-\omega$ turbulence model applied to recirculating flows. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 23, no. 6, pp. 731–743.
- Carrilho da Graca, G.; Chen, Q.; Glicksman, L. R.; Norford, L. K. (2002) Simulation of wind-driven ventilative cooling systems for an apartment building in Beijing and Shanghai. *Energy and Buildings*, vol. 34, no. 1, pp. 1–11.
- Eriksson, J. G.; Karlsson, R. I.; Persson, J. (1998) An experimental study of a two-dimensional plane turbulent wall jet. *Experiments in Fluids*, vol. 25, no. 1, pp. 50–60.
- Etheridge, D. W.; Sandberg, M (1996) *Building Ventilation: Theory and Measurement*. Chichester : John Wiley & Sons Ltd. 724 s. ISBN 0-471-96087-X.
- Fang, J.; Jie, J.; Hong-Yong, Y.; Yong-Ming, Z. (2006) Early fire smoke movements and detection in high large volume spaces. *Building and Environment*, vol. 41, no. 11, pp. 1482–1493.
- Fluent (2006) *Fluent 6.3 Documentation* [online]. Lebanon : Fluent Inc. [cit. 20. 7. 2007]. Dostupné na WWW: <<http://man.fsid.cvut.cz/>>.
- Förthmann, E. (1934) Über turbulente Strahlausbreitung. *Ingenieur-Archiv*, vol. 5, no. 1, pp 42–54. Anglický překlad: Turbulent jet expansion. NACA Technical Memorandum no. 789, 1936.

- Franke, J.; Hellsten, A.; Schlünzen, H.; Carissimo, B. (2007) *Best Practice Guideline for the CFD Simulation of Flows in the Urban Environment: COST Action 732*. Brussels : COST Office (European Science Foundation). 52 s. ISBN: 3-000-18312-4.
- Freitas, C. J. (1993) Journal of Fluids Engineering editorial policy statement on the control of numerical accuracy. *ASME Journal of Fluids Engineering*, vol. 115, no. 3, pp. 339–340.
- George, W. K.; Abrahamsson, H.; Eriksson, J.; Karlsson, R. I.; Löfdahl, L.; Wosnik, M. (2000) A similarity theory for the turbulent plane wall jet without external stream. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 425, pp. 367–411.
- Haghighat, F.; Li, Y.; Megri, A. C. (2001) Development and validation of a zonal model – POMA. *Building and Environment*, vol. 36, no. 9, pp. 1039–1047.
- Hussein, J. H.; Capp, S. J.; George, W. K. (1994) Velocity measurements in a high-Reynolds-number, momentum-conserving, axisymmetric, turbulent jet. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 258, pp. 31–75.
- Chen, Q. (1995) Comparison of different k- ϵ models for indoor air flow computations. *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*, vol. 28, pp. 353–369.
- Chen, Q.; Srebric, J. (2001) *Simplified diffuser boundary conditions for numerical room airflow models: ASHRAE RP-1009 report*. Cambridge : MIT, Department of Architecture, 181 s.
- Chen, Q.; Zhai, Z. (2004) The use of computational fluid dynamics for indoor environment design. In *Advanced Building Simulation*, Malkawi A. M. a Augenbroe G. (eds.). New York : Spon Press, pp. 119-140. ISBN 0-415-32123-9.
- Chyský, J.; Hemzal, K. a kol. (1993) *Větrání a klimatizace*. 3. přeprac. vyd. Brno : BOLIT, 1993, 490 s. Technický průvodce, 31. ISBN: 8-090-15740-8.
- Issa, R. I. (1986) Solution of the implicitly discretized fluid flow equations by operator-splitting. *Journal of Computational Physics*, vol. 62, no. 1, pp. 40–65.
- Kok, J. C. (2000) Resolving the dependence on freestream values for the k- ω turbulence model. *AIAA Journal*, vol. 38, no. 7, pp.1292–1295.
- Kuznik, F.; Rusaouën G.; Brau J. (2007) Experimental and numerical study of a full scale ventilated enclosure: Comparison of four two equations closure turbulence models. *Building and Environment*, vol. 42, no. 3, pp. 1043–1053.
- Launder, B. E.; Sharma, B. I. (1974) Application of the energy dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Letters in Heat and Mass Transfer*, vol. 1, no. 2, pp. 131–138.
- Launder, B. E.; Rodi, W. (1981) The turbulent wall jet. *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 19, pp. 81–128.
- Launder, B. E.; Rodi, W. (1983) The turbulent wall jet – measurements and modeling. *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 15, pp. 429–459.
- Menter, F. R. (1994) Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, vol. 32, no. 8, pp. 1598–1605.
- Malmström, T.; Christensen, B.; Kirkpatrick, A.; Knappmiller K. (1992) *Low velocity jets from round nozzles*. Bulletin no. 26. Stockholm : KTH, Department of Building services Engineering, 58 s.

- Malmström, T. G.; Kirkpatrick, A. T.; Christensen, B.; Knappmiller K. D. (1997) Centreline velocity decay measurements in low-velocity axisymmetric jets. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 246, pp. 363–377.
- Manz, H. (2004) Total solar energy transmittance of glass double facades with free convection. *Energy and Buildings*, vol. 36, no. 2, pp. 127–136.
- Melikov, A. K.; Popiolek, Z.; Finkelstein, W.; Sefker, T.; Care, I. (1998) Requirements and guidelines for low-velocity measurements. *ASHRAE Transactions*, vol. 104, no. 1B, pp. 1529–1539.
- Mumovic, D.; Crowther, J. M.; Stevanovic, Z. (2006) Integrated air quality modelling for a designated air quality management area in Glasgow. *Building and Environment*, vol. 41, no. 12, pp. 1703–1712.
- Murakami, S. (2004) Analysis and design of micro-climate around the human body with respiration by CFD. *Indoor Air*, vol. 14, suppl. 7, pp. 144–156.
- Nielsen, P. V (1974) *Strømningsforhold i luftkonditionerede lokaler. Modelforsøg og numerisk løsning af strømningssligning*. Anglický překlad: Flow in air conditioned rooms. Model experiments and numerical solution of the flow equations. PhD thesis. Kgs Lyngby : Technical University of Denmark, 1976. 121 s.
- Panchapakesan, N. R.; Lumley, J. L. (1993) Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium. Part 1. Air jet. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 246, pp. 197–223.
- Patankar, S. V. (1980) *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Washington : Hemisphere Publishing Corp., 197 s. ISBN 0-070-48740-5.
- Peng, S. H.; Davidson, L.; Holmberg (1997) A modified low-Reynolds-number $k-\omega$ model for recirculating flows. *ASME Journal of Fluids Engineering*, vol. 119, no. 4, pp. 867–875.
- Pope S. B. (2000) *Turbulent Flows*. Cambridge : Cambridge University Press. 771 s. ISBN 0-521-59886-9
- Rajaratnam, N. (1976) *Turbulent Jets*. Amsterdam : Elsevier Scientific Publishing Co., 304 s. ISBN 0-444-41372-3.
- Reichardt, H. (1951) *Gesetzmäßigkeiten der freien Turbulenz*. VDI-Forschungsheft 414. 2. Aufl. Düsseldorf : Deutscher Ingenieur-Verlag GmbH, 30 s.
- Roache, P. J. (1994) Perspective: a method for uniform reporting of grid refinement studies. *ASME Journal of Fluids Engineering*, vol. 116, no. 3, pp. 405–413.
- Roache, P. J. (1997) Quantification of uncertainty in computational fluid dynamics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 29, pp. 123–160.
- Sensor Electronic & Measurement Equipment, Gliwice, Polsko [online] *Low Air Velocity and Air Temperature Measuring System HT-400* [cit. 20. 7. 2007]. Dostupné na WWW: <<http://www.sensor-electronic.pl>>.
- Schälin, A.; Nielsen, P. V. (2004) Impact of turbulence anisotropy near walls in room airflow. *Indoor Air*, vol. 14, no. 3 , pp. 159–168.
- Schneider, M. E.; Goldstein, R. J. (1994) Laser Doppler measurement of turbulence parameters in two-dimensional plane wall jet. *Physics of Fluids*, vol. 6, no. 9, pp. 3116–3129.

- Sørensen, D. N.; Nielsen, P. V. (2003) Quality control of computational fluid dynamics in indoor environments. *Indoor Air*, vol. 13, no. 1, pp. 2–17.
- Šesták, J.; Rieger F. (1993) *Přenos hybnosti, tepla a hmoty*. Praha: Vydavatelství ČVUT, 299 s. ISBN 8-001-00957-2
- Verhoff, A. (1963) *The two-dimensional turbulent wall jet with and without an external free stream*. Report no. 626. Princeton : Princeton University, Department of Aeronautical Engineering, 49 s.
- Wilcox, D. C. (1988) Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, vol. 26, no. 11, pp. 1299–1310.
- Wilcox, D. C. (1998) *Turbulence Modeling for CFD*. 2nd ed. La Canada : DCW Industries Inc. 537 s. ISBN 0-963-60515-1.
- Zhai, Z.; Chen, Q. (2004) Numerical determination and treatment of convective heat transfer coefficient in the coupled building energy and CFD simulation. *Building and Environment*, vol. 39, no. 8, pp. 1001–1009.
- Zitzmann, T.; Cook, M.; Pfrommer, P.; Rees, S.; Marjanovic, L. (2005) Simulation of steady-state natural convection using CFD. In *Proc. of the 9th International IBPSA Conference Building Simulation 2005*. I. Beausoleil-Morrison, M. Bernier (eds.) Montréal : IBPSA. pp. 1449–1456. ISBN 2-553-01152-0.