

Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Libor Kukačka

Kvalitativní odhad vlastností proudění velikosti mikroměřítká

Katedra meteorologie a ochrany prostředí

Vedoucí bakalářské práce: doc. RNDr. Zbyněk Jaňour, DrSc.

Studijní program: Obecná fyzika

2007

Na tomto místě bych rád poděkoval vedoucímu své bakalářské práce, doc. RNDr. Zbyňku Jaňourovi, DrSc. za příjemnou spolupráci při vzniku této práce a za vstřícné přijetí do pracovního kolektivu oddělení Aerodynamiky tekutin ÚT AV ČR. Dále bych chtěl poděkovat RNDr. Kláře Bezpalcové Ph.D. za pomoc při samotném měření a za poskytnuté rady a připomínky k této práci, kolektivu aerodynamické laboratoře ÚT AV ČR v Novém Kníně za bezvadnou spolupráci a trpělivý přístup, v neposlední řadě také Mgr. Radce Kellnerové a Mgr. Haně Šeděnkové za četné konzultace a poskytnutou praktickou pomoc. Poděkovat bych chtěl také RNDr. Petru Pišoftovi, Ph.D. za cenné rady k používání programu CsLaTeX.

Prohlašuji, že jsem svoji bakalářskou práci napsal samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčováním práce a jejím zveřejňováním.

V Praze dne 25. 5. 2007

Libor Kukačka

Obsah

Úvod	v
Seznam používaných symbolů	vii
1 Fyzikální modelování mezní vrstvy atmosféry	1
1.1 Mezní vrstva atmosféry	1
1.2 Metody studia mezní vrstvy atmosféry	2
1.3 Výchozí fyzikální rovnice	3
1.4 Laminární proudění vazkých tekutin	7
1.5 Turbulentní proudění	9
1.6 Aproximace rovnic pro MVA	12
1.7 Přízemní podvrstva MVA	14
1.8 Dynamická podobnost a bezrozměrové rovnice	17
1.9 Měřítko fyzikálního modelování	21
2 Experimentální zařízení a metody studia proudění	23
2.1 Aerodynamické tunely	23
2.2 Detekční metody	25
3 Experimentální uspořádání	27
3.1 Vlastnosti modelové mezní vrstvy	27
3.2 Model městské zástavby	32
4 Výsledky experimentu	35
4.1 Vizualizace proudění v horizontální rovině	35
4.2 Vizualizace proudění ve vertikální rovině	41
Závěr	45
Literatura	47

Název práce: Kvalitativní odhad vlastností proudění velikosti mikroměřítka

Autor: Libor Kukačka

Katedra: Katedra meteorologie a ochrany prostředí

Vedoucí bakalářské práce: Doc. RNDr. Zbyněk Jaňour, DrSc., ÚT AV ČR

e-mail vedoucího: janour@it.cas.cz

Abstrakt: Na začátku této práce byla uvedena základní teorie k metodě fyzikálního modelování mezní vrstvy atmosféry. Hlavním tématem práce bylo kvalitativní studium proudění v symetrické městské zástavbě v závislosti na směru nabíhajícího proudění. Měření probíhalo na modelu městské zástavby v aerodynamickém tunelu Ústavu termomechaniky Akademie věd ČR v Novém Kníně. Byly ověřeny požadavky kladené na podobnost reálné mezní vrstvy a mezní vrstvy modelované v aerodynamickém tunelu. Kvalitativní odhad proudění byl proveden metodou vizualizace pro několik různých úhlů nabíhajícího proudění a pro model domů s vodorovnými střechami a se střechami sedlovými. Výsledky byly diskutovány vzhledem k odhadu šíření znečištění ve studované městské zástavbě.

Klíčová slova: znečištění ovzduší, mezní vrstva atmosféry, fyzikální modelování, vizualizace proudění, městská zástavba

Title: The qualitative estimate of characters of the micro-scale flow

Author: Libor Kukačka

Department: Department of meteorology and environment protection

Supervisor: Doc. RNDr. Zbyněk Jaňour, DrSc., IT AS CR

Supervisor's e-mail address: janour@it.cas.cz

Abstract: There was given a theoretical base of the physical modeling of the atmospheric boundary layer in this work. The main goal was the qualitative studying of a flow in a symmetrical urban built-up area depending on a running on flow direction. The measurement was done with a model of the urban build-up area in the aerodynamic wind tunnel of the IT AS CR in Nový Knín. The requirements to the similarity to a real atmospheric boundary layer and a model boundary layer in the wind tunnel were accomplished. The qualitative estimate of characters of the flow was made by the visualization for several different angles of running on flow with the model of houses with flat roofs and gabled roofs. Results of this work were discussed in a context of the spread of the atmospheric pollution in the investigated urban build-up area.

Keywords: air pollution, atmospheric boundary layer, physical modelling, visualization of flow, urban build-up area

Úvod

Atmosféra Země je bezprostředně spjata s existencí života na naší planetě. Faktorem číslo jedna se atmosféra nestává jen pro obsah kyslíku či pro absorbování nebezpečného UV záření, ale samozřejmě také díky mnoha dalším dějům a pochodům, které v atmosféře probíhají. Běh počasí, podmínky podnebí, všeobecná cirkulace v atmosféře a další vzájemně složitě propojené děje ovlivňují biosféru Země, do které spadá samozřejmě i lidská společnost. Není těžké si představit řadu vzájemných vazeb mezi atmosférou a lidskou společností. Antropologické zdroje znečištění, v současné době tolik diskutované téma, představují naprosto zásadní vliv člověka na zemskou atmosféru.

Atmosféra je nedílnou součástí životního prostředí, které je dle [1] společností ovlivňováno třemi významnými faktory: materiální životní úroveň, používanými technologiemi a počtem lidí. Životní úroveň vyspělých států neustále roste, což způsobuje stále vzrůstající zatěžování životního prostředí různými druhy znečištění.

Se znečištěním atmosféry se lidstvo potýká od pravěku. Lidský organismus byl již tehdy vystavován kouři z otevřených ohnišť, což dokazují saze nalezené na pozůstatcích pravěkých lidských obydlí či časté známky antrakózy¹ zjištěné u mumifikovaných těl. Otevřený oheň však plnil v životě lidí zásadní úlohu - zajišťoval vytápění jeskyní či různých příbytků a zároveň sloužil k přípravě potravy. Problém znečištění pochopitelně postihoval i rozvíjející se starověké civilizace, především pak vznikající města, která se stávala centry společnosti. Například v antických městech bylo znečištění ulic kouřem a odpadky problémem natolik vážným, že bylo nutno provést právní kroky ke snížení a ke kontrole znečišťování. Pro ilustraci - chlěvský hnůj musel být ve starověkém Římě vyvážen nejméně 2 km za městské hradby, což bylo sledováno městskými kontrolory. Středověká města se potýkala převážně se znečištěním ulic tlejícími organickými zbytky a kouřem z lokálních topenišť. Další zhoršení situace, především v oblasti znečištění ovzduší, nastalo se začátkem používání fosilních paliv. S průmyslovou revolucí a masovým používáním parních strojů v průběhu 19. století již způsobovalo znečištění ovzduší v evropských městech katastrofální následky. Známé jsou např. „londýnské mlhy“. Na začátku 20. století se objevují snahy znečišťování ovzduší regulovat a snižovat. Radikální změnu v přístupu k regulaci znečišťování atmosféry však při-

¹Antrakóza - zčernání plic způsobené vdechováním kouře či uhelného prachu.

nesla až tragická událost v zimě roku 1952 v Londýně, kdy si znečištění smogem vyžádalo pře 4000 lidských životů (více k historii znečišťování ovzduší ve městech lze nalézt např. v [1]).

S vysokými nároky na kvalitu městského životního prostředí ovšem vzrůstá potřeba výzkumu šíření znečištění a to převážně v nejnižší vrstvě atmosféry. Jednou z významných metod výzkumu v této oblasti je fyzikální modelování mezní vrstvy atmosféry, kterým se budeme zabývat v této práci.

V současné době je míra znečišťování velmi důkladně pozorována a regulována. Městské aglomerace obývá stále vyšší procento lidí, což je trend, který pozorujeme i v České republice. S šetrnějšími způsoby spalování, s plynifikací měst a s redukcí těžkého průmyslu po roce 1989 se znečištění městského ovzduší výrazně snížilo. Problémem ovšem zůstává znečišťování atmosféry emisemi produkovanými dopravními prostředky. Množství evidovaných automobilů v České republice stále stoupá, dle databáze ČSÚ [10] jejich počet mezi lety 1994 a 2005 vzrostl z 4,6 na 5,4 milionu. Vzhledem k nárůstu tranzitu a téměř neměnné silniční síti se doprava stává hlavním znečišťovatelem ovzduší městských aglomerací.

Ústav Termomechaniky Akademie Věd ČR je jedním z center studia šíření znečištění v ovzduší. Metodou fyzikálního modelování proudění vzduchu v přízemní vrstvě atmosféry se zde studuje difuze znečištění převážně v městské zástavbě. Cílem této bakalářské práce je kvalitativní odhad proudění vzduchu v ulicích městské zástavby v závislosti na směru nabíhajícího větru, které je s šířením znečištění úzce spjato. Výsledky této práce byly získány pro model městské zástavby v aerodynamickém tunelu ÚT AV ČR pro modelování mezní vrstvy atmosféry metodou vizualizace proudění.

V první kapitole je uveden teoretický základ exaktního popisu proudění vzduchu v atmosféře, který zahrnuje způsob zápisu pohybových rovnic s uvedením používaných aproximací a bezrozměrného tvaru rovnic. Kapitola také obsahuje shrnutí metod studia proudění v atmosféře a úvod do fyzikálního modelování atmosféry. Následně stanovíme kriteria dynamické podobnosti, která budeme diskutovat vzhledem k metodě fyzikálního modelování.

V druhé kapitole je stručně shrnuta problematika experimentálních zařízení používaných při fyzikálním modelování. Uvedeme popis aerodynamických tunelů, zmíníme se o metodách studia proudění v aerodynamických tunelech, především pak o metodě vizualizace proudění.

Kapitola třetí uvádí již konkrétní popis použitého experimentálního zařízení. Obsahuje diskuzi o podobnosti skutečné mezní vrstvy a mezní vrstvy modelované v aerodynamickém tunelu. Následuje podrobný popis použitého modelu městské zástavby.

Ve čtvrté kapitole se budeme zabývat výsledky experimentu. Uvedeme kvalitativní odhad základních typů proudění v ulicích městské zástavby s přihlédnutím ke způsobu šíření znečištění. Výsledky také porovnáme v kontextu s již známými vlastnostmi proudění.

Shrnutí výsledků práce je uvedeno v závěru.

Seznam používaných symbolů

b	síla tlakového gradientu
C	koncentrace pasivní příměsi
C^*	bezrozměrná koncentrace pasivní příměsi
c_p	měrné teplo při konstantním tlaku
c_v	měrné teplo při konstantním objemu
d_0	pošínovací zloušťka
D_m	koeficient molekulární difuze
Ec	Eckertovo číslo
F	síla
\mathbf{f}_t	třecí síla
g	tíhové zrychlení
\mathbf{g}_a	gravitační zrychlení
I_u	intenzita turbulence, složka ve směru složky rychlosti u
κ	von Karmánova konstanta
l	směšovací délka
m	hmotnost
p	tlak
Pr	Pradtlovo číslo
R_d	měrná plynová konstanta suchého vzduchu
R_v	měrná plynová konstanta vodní páry
Re	Reynoldsovo číslo
Ri	Richardsonovo číslo
Ro	Rossbyho číslo
Sc	Schmidtovo číslo
St	Strouhalovo číslo
T	teplota
t	čas
u_*	frikční (popř. třecí rychlost)
$\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$	vektor rychlosti, složky rychlosti
$\mathbf{v} = (u, v, w)$	
$\mathbf{x} = (x, y, z)$	polohový vektor
z_0	parametr drsnosti
α	měrný objem

δ	výška mezní vrstvy
μ	dynamický koeficient vazkosti
ν	kinematický koeficient vazkosti
ρ	hustota
τ	Reynoldsův tenzor turbulentních napětí
τ_{ij}	složky Reynoldsova tenzoru turbulentních napětí
τ^*	tečné smykové napětí
Θ	potenciální teplota
Φ	funkce molekulární disipace kinetické energie
Ω	vektor rychlosti zemské rotace
$\Omega = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{s}^{-1}$	velikost úhlové rychlosti zemské rotace
Ω_0	Coriolisův parametr

Kapitola 1

Fyzikální modelování mezní vrstvy atmosféry

1.1 Mezní vrstva atmosféry

Proudění vzduchu ve spodních vrstvách zemské atmosféry je značně ovlivňováno třením přilehlých vzduchových vrstev o zemský povrch. V důsledku tohoto tření dochází k poklesu hybnosti proudění. Vertikálním turbulentním transportem hybnosti z vyšších vzduchových vrstev směrem k vrstvám nižším jsou tyto ztráty hybnosti vzduchového proudu kompenzovány za vzniku sil turbulentního tření, které působí proti směru proudění. Turbulentní tření dosahuje nejvyšších hodnot u zemského povrchu a jeho hodnota klesá s výškou. V dostatečné výšce na zemském povrchu je již vliv turbulentního tření ve vzduchových vrstvách zanedbatelný, takové vrstvy nazýváme volnou atmosférou.

Pojem mezní vrstvy tekutiny byl poprvé uveden L. Prandltem na matematickém kongresu v Heidelbergu v roce 1904. Prandlt definoval mezní vrstvu jako vrstvu tekutiny v blízkosti pevné stěny, která je nezanedbatelně ovlivněna účinky třecích sil. Stejnou situaci můžeme uvažovat i v případě atmosféry Země, ve které jsou pohyby vzduchu ovlivněny silou tlakového gradientu, silou Coriolisovou, vznikající v důsledku rotace Země, silou tíhovou a silami vztakovými, které vznikají vlivem teplotního zvrstvení atmosféry. Již zmíněné turbulentní tření a vazkost vzduchu způsobují dále v nejnižších vrstvách atmosféry smykové napětí, což je plošná síla daná součtem sil vazkého a turbulentního tření.

Mezní vrstvu atmosféry (MVA) lze definovat např. dle [2] jako nejnižší část atmosféry, ve které je pohyb určen rovnováhou smykového napětí se silou tlakovou, Coriolisovou, tíhovou a vztakovou. Spodní část MVA nazýváme vrstvou přízemní, které se budeme v práci dále věnovat.

Výška MVA se dle [3] vlivem různých podmínek mění v rozsahu přibližně od 500 m do 2000 m nad zemským povrchem. V našich geografických podmínkách se nejčastěji nachází mezi 1000 m až 1500 m nad terénem. Výšku MVA v daném místě ovlivňuje mnoho faktorů, mezi které patří drsnost povrchu, rychlost proudění, teplotní zvrstvení či intenzita vertikálního promíchávání vzduchu.

MVA jsme dosud charakterizovali pouze z hlediska mechaniky proudění. Analogicky je možné zavádět teplotní či vlhkostní mezní vrstvu pro část atmosféry bezprostředně ovlivňované zemským povrchem.

1.2 Metody studia mezní vrstvy atmosféry

Fyzikálně lze proudění vzduchu v MVA popsat sadou nelineárních parciálních diferenciálních rovnic (NPDR), jimž se budeme věnovat v části 1.3. Tato sada pohybových rovnic popisuje zákony zachování fyzikálních veličin a musí být uzavřená, tzn. počet rovnic musí být roven počtu uvažovaných proměnných. Vyřešení takové sady rovnic navíc s okrajovými a počátečními podmínkami je značně složitý problém. Ke studiu mezní vrstvy atmosféry lze proto přistupovat následujícími metodami.

Exaktní řešení sady pohybových rovnic

Již jsme zmínili, že se jedná o sadu nelineární parciálních diferenciálních rovnic, které lze explicitně řešit pouze v některých velmi zjednodušených případech, např. zanedbáme-li vazkost tekutiny, řešení pouze dvourozměrného problému apod. Získané výsledky mohou přiblížit některé vlastnosti proudění v MVA, avšak nelze nijak zobecnit či použít pro reálné případy.

Numerické modelování

Stále se rozvíjející výpočetní technika může být mocným nástrojem např. při řešení sady NPDR, což se samozřejmě v numerickém modelování MVA využívá. Zásadním problémem této metody je stanovení počátečních a okrajových podmínek, které mohou být v případě reálné situace (členitá orografie apod.) velmi složité. Numerické metody dále vyžadují jisté aproximace a parametrizace studovaných jevů v MVA (např. turbulentní proudění). Výhodou této metody je finanční nenáročnost a nízké požadavky na technické vybavení. Více lze nalézt v [2] či v [3].

Fyzikální modelování

Metoda fyzikální modelování představuje naprosto odlišný způsob studia proudění v MVA, především pak ve vrstvě přízemní. Metoda je založena na simulaci okrajových podmínek geometricky podobným modelem (např. krajiny, zástavby)

a modelem pole proudění tekutiny v aerodynamickém či hydrodynamickém tunelu. Pro fyzikální modelování MVA se nejčastěji používá aerodynamických tunelů nízkorychlostních. Přes nevýhodu vysokých pořizovacích nákladů na vybavení a obtížnosti vybudování potřebné laboratoře oproti metodě numerického modelování patří mezi hlavní přednosti fyzikálního modelování značná variabilita možností řešených případů a relativně jednoduchý způsob simulace různých okrajových podmínek (drsnot povrchu, typ zástavby, zdroje znečištění) pomocí např. polystyrenových či dřevěných modelů. V této práci se budeme metodou fyzikálního modelování dále zabývat, více opět uvádí [2] či [3].

Přímé pozorování

Pro studium dějů v MVA se tato metoda jeví jako nejspolehlivější, avšak její použití je limitováno mnoha faktory. Vlivem nestálosti povětrnostních podmínek (změny teploty, tlaku, rychlosti větru apod.), způsobenými atmosférickými pohyby, nejsme schopni zachovat stejné podmínky ve studované oblasti během jednotlivých měření a čímž by docházelo k rušivým posunům. Tento problém bychom sice mohli vyřešit současným měřením v celém zkoumaném poli proudění, což ovšem klade nesmírné požadavky na počet a způsob rozmístění přístrojů v každém pozorovaném bodě. I přes tyto obtíže je přímé pozorování MVA do určité míry možné díky distančním metodám, mezi které patří metody LIDAR a SODAR. Přímé pozorování se provádí v malých oblastech, za stálosti povětrnostních podmínek a slouží k porovnání výsledků z výše uvedených způsobů modelování MVA.

1.3 Výchozí fyzikální rovnice

Pohybová rovnice

Výchozím vztahem pro popis proudění v zemské atmosféře je druhý Newtonův pohybový zákon

$$\mathbf{F} = m \frac{d\mathbf{v}_a}{dt}, \quad (1.1)$$

přičemž \mathbf{F} je výsledná síla působící na studovanou částici, m je hmotnost částice a její zrychlení v absolutní souřadnicové soustavě (ASS) je označeno $\frac{d_a \mathbf{v}_a}{dt}$. Rovnici (1.1) lze vztáhnutím k jednotkové hmotnosti vzduchové částice a rozepsáním složek výsledné síly \mathbf{F} upravit na tvar

$$\frac{d\mathbf{v}_a}{dt} = \mathbf{b} + \mathbf{g}_a + \mathbf{f}_t, \quad (1.2)$$

kde vektor \mathbf{b} označuje sílu tlakového gradientu definovanou vztahem $\mathbf{b} = -\frac{1}{\rho} \nabla p$,

\mathbf{g}_a je gravitační zrychlení (v ASS) a \mathbf{f}_t je síla tření. Rovnice (1.2) zároveň představuje zákon zachování hybnosti a nazývá se pohybová rovnice v absolutní souřadné soustavě.

Pro studium meteorologických jevů v zemské atmosféře je výhodné zavést neinerciální vztažnou soustavu rotující spolu se Zemí, tzv. relativní souřadnicovou soustavu (RSS). Transformací rovnice (1.2) do RSS dostávám dle [3] výraz

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{b} + \mathbf{g}_a + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} + \mathbf{f}_t, \quad (1.3)$$

ve kterém $\frac{d\mathbf{v}}{dt}$ značí zrychlení v RSS, \mathbf{g}_a je gravitační zrychlení, $\boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r})$ vyjadřuje odstředivé zrychlení v místě daném polohovým vektorem \mathbf{r} a třetí člen pravé strany $-2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}$ představuje Coriolisovo zrychlení působící kolmo ke směru zemské rotace a zároveň kolmo ke směru pohybu studované vzduchové částice.

Sečteme-li (při nahrazení vektoru \mathbf{r} jeho průmětem \mathbf{R} do roviny kolmé k ose zemské rotace) v rovnici (1.3) gravitační a odstředivé zrychlení, dostáváme zrychlení tíhové \mathbf{g} . Touto úpravou získáme pohybovou rovnici pro vzduchovou částici v RSS rotující se Zemí ve tvaru

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{b} + \mathbf{g} - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} + \mathbf{f}_t \quad (1.4)$$

Rovnice kontinuity

Rovnice kontinuity vyjadřuje zákon zachování hmoty a je další výchozí rovnicí popisující dynamiku atmosféry. Odvozením uvedeném v [4] dostáváme rovnici kontinuity ve tvaru

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho = -\rho (\nabla \cdot \mathbf{v}), \quad (1.5)$$

kde ρ značí hustotu tekutiny a \mathbf{v} je vektor rychlosti proudění. Rovnici (1.5) můžeme dále upravit použitím Eulerova vztahu dle [4] do tvaru

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{\partial \psi}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \psi, \quad (1.6)$$

který vyjadřuje souvislost mezi individuální a lokální časovou změnou obecné skalární veličiny ψ . Rovnici kontinuity získáváme poté jako

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho (\nabla \cdot \mathbf{v}) = 0 \quad (1.7)$$

Stavová rovnice

Studované množství ideálního plynu lze popsat navzájem nezávislými veličinami: termodynamickou teplotou T , tlakem p a měrným objemem $\alpha = 1/\rho$. Pro ideální plyn dostáváme mezi uvažovanými stavovými veličinami rovnici

$$p\alpha = RT, \quad (1.8)$$

v níž R je měrná plynová konstanta.

V atmosféře se ovšem setkáváme se vzduchem vlhkým, který je tvořen směsí vzduchu suchého a vodní páry. Vlhký vzduch lze v případě, že nenastává kondenzace či sublimace, s dostatečnou přesností považovat za ideální plyn. Podle Daltonova zákona je celkový tlak vlhkého vzduchu p součtem parciálních tlaků suchého vzduchu p_d a vodní páry e

$$p = p_d + e \quad (1.9)$$

Dle [3] lze upravit stavovou rovnici (1.8) díky vztahu (1.9) na

$$p = (R_d/\alpha_d + R_v/\alpha_v), \quad (1.10)$$

kde index d označuje veličiny popisující suchý vzduch a index v značí veličiny popisující vodní páru.

Úpravami uvedenými v [4] můžeme z (1.10) získat stavovou rovnici pro vlhký vzduch

$$p\alpha = R_d T_v, \quad (1.11)$$

kde T_v označuje virtuální teplotu vlhkého vzduchu definovanou jako

$$T_v = T \left(1 + \frac{R_v}{R_d} w \right), \quad (1.12)$$

w je měrná vlhkost určená vztahem

$$w = \frac{\rho_v}{\rho_v + \rho_d} \quad (1.13)$$

Zákon zachování energie

Při odvození zákona zachování energie (ZZE) budeme vycházet z první hlavní větě termodynamické (1.HVTD), kterou lze pro jednotkovou hmotnost plynu zapsat jako

$$d\tilde{q} = d\tilde{w} + du, \quad (1.14)$$

přičemž $d\tilde{q}$ značí teplo dodané resp. odebrané soustavě, $d\tilde{w}$ je práce vykonaná soustavou resp. práce vykonaná na soustavě vnějšími silami a du je změna vnitřní energie soustavy. Symbolem $\tilde{\cdot}$ jsou označeny dějové veličiny $d\tilde{q}$ a $d\tilde{w}$, které nemají totální diferenciál a jejich hodnota tedy závisí na integrační cestě, čili na průběhu termodynamického děje. Měrná vnitřní energie u je veličina stavová, která má z matematického hlediska vlastnosti totálního diferenciálu.

1.HVTD můžeme tedy interpretovat např. dle [2] (s uvážením redukce na jednotkou hmotnost plynu) jako postulát o existenci funkce u stavových parametrů, jejíž totální diferenciál lze rozložit na změnu dějových veličin $d\tilde{q}$ a $d\tilde{w}$, které odpovídají změnám jen některých parametrů.

1.HVTD (1.14) lze dle [4] pomocí známých termodynamických vztahů dále upravit. Dostaneme tak rovnici

$$d\tilde{q} = c_v dT + p d\alpha, \quad (1.15)$$

která je výchozím vztahem pro meteorologické aplikace termodynamiky, kde p vyjadřuje tlak, T termodynamickou teplotu a α je měrný objem.

Veličina c_v se nazývá měrné teplo při konstantním objemu a je definována vztahem

$$c_v = \left(\frac{d\tilde{q}}{dT} \right)_{\alpha=\text{konst.}} \quad (1.16)$$

Obdobně můžeme definovat měrné teplo při konstantním tlaku c_p jako

$$c_p = \left(\frac{d\tilde{q}}{dT} \right)_{p=\text{konst.}} \quad (1.17)$$

Mezi měrnými tepley c_v , c_p a měrnou plynovou konstantou R platí Mayerův vztah (odvozen např. v [4])

$$c_p - c_v = R \quad (1.18)$$

Vydělíme-li formálně rovnici (1.15) diferenciálem dt a dosadíme-li zpětně $\alpha = 1/\rho$, získáme

$$\frac{d\tilde{q}}{dt} = c_v \frac{dT}{dt} - \frac{p}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} \quad (1.19)$$

Do této rovnice dosadíme vyjádření změny hustoty ρ z rovnice kontinuity (1.7), po úpravě dostaneme zákon zachování energie

$$\frac{d\tilde{q}}{dt} = c_v \frac{dT}{dt} + \frac{p}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (1.20)$$

Rovnice pro koncentraci pasivních příměsí

Reálná atmosféra vždy obsahuje pasivní příměsí (např. znečišťující látky), jejichž koncentrace C je určena hustotou příměsí ρ_p a vzduchu ρ_{vzduch} vztahem

$$C = \frac{\rho_p}{\rho_p + \rho_{vzduch}} \quad (1.21)$$

Rovnici pro zachování koncentrace pasivní příměsí uvádí [2] ve tvaru

$$\rho \frac{dC}{dt} = \nabla \cdot (\rho D_m \nabla C) + \Phi_C, \quad (1.22)$$

kde D_m představuje koeficient turbulentní difuze pro danou příměs a Φ_C je zdrojový člen. Levý člen rovnice (1.22) obsahuje turbulentní difuzi. Příměs může být tvořena různými znečišťujícími látkami, čemuž odpovídá i příslušný počet rovnic.

1.4 Laminární proudění vazkých tekutin

Při laminární proudění se vzduchové částice pohybují ve vrstvách rovnoběžných se směrem základního proudění a mezi vrstvami nepřecházejí. Takové proudění charakterizují hladké a neprotínající-se proudnice. Mezi uvažovanými vrstvami dochází pouze k výměně molekul tekutiny vlivem jejich chaotického termického pohybu.

Vnitřní tření tekutin, nazývané vazkost (resp. viskozita), se projevuje působením vazkých sil v tekutině. Vazké tření významně ovlivňuje laminární proudění vazkých tekutin.

Tečná napětí

Pro studium účinků vazkosti tekutiny budeme uvažovat dle [3] jednoduchý model časově ustáleného (stacionárního) proudění. Uvažme vrstvu viskózní tekutiny mezi dvěma rovnoběžnými deskami. Spodní deska je v klidu, horní deska se pohybuje po vrstvě tekutiny vlivem působení vnějších sil rychlostí \mathbf{v}_d . Infinitezimální vrstvy tekutiny, bezprostředně přiléhající k deskám, jsou vůči deskám v klidu, tzn. vrstva přiléhající k spodní desce se nepohybuje, vrstva přiléhající k desce horní se pohybuje rychlostí \mathbf{v}_d . Tekutinu mezi deskami můžeme rozdělit na tenké vrstvičky rovnoběžné s deskami, které se vlivem působení vnitřního tření (vazkosti) uvedou do pohybu vyjma vrstvy přiléhající ke spodní desce. Proudění, které v našem případě vzniká klouzáním tenkých vrstev po sobě, nazýváme (jak jsme již zmínili výše) laminárním. Vrstvy tekutiny s vyšší rychlostí jsou sousedními vrstvami s rychlostí menší zpomalovány a naopak.

Nyní uvažme infinitezimální vrstvu v tekutině. Na jednotkovou plochu horní hranice uvažované vrstvy působí vazká tečná síla $\boldsymbol{\tau}^*$ přenesená působením vnitřního třením od pohybující se horní desky. Dle zákona akce a reakce působí na jednotkovou plochu spodní hranice uvažované vrstvy vrstva sousední tečnou silou $-\boldsymbol{\tau}^*$, která směřuje proti směru proudění.

Vazké tečné síly vznikají při každém laminárním proudění reálných tekutin, vyskytuje-li se v kolmém směru ke směru proudu nenulový stříh rychlosti. Vazké tečné síly vyvolané vnitřním třením, které jsou přenášeny myšlenou plochou mezi jednotlivými vrstvami tekutiny, jsou dle Newtonova zákona úměrná stříhu rychlosti. Tyto tečné síly vztažené na jednotku plochy nazýváme tečná napětí, pro která dle Newtonova zákona platí

$$\boldsymbol{\tau}^* = \mu \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z}, \quad (1.23)$$

kde \mathbf{v} značí rychlost proudění $\mathbf{v} = \mathbf{v}(z)$, která na horní, resp. dolní, hranici vrstvy studované kapaliny splňuje okrajovou podmínku $\mathbf{v} = \mathbf{v}_d$, resp. $\mathbf{v} = \mathbf{0}$. Konstanta úměrnosti μ se nazývá dynamický koeficient vazkosti.

Dále můžeme definovat kinematický koeficient vazkosti ν poměrem

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1.24)$$

Pohybové rovnice pro vazkou tekutinu

Při odvození pohybových rovnic budeme vycházet z již zmíněného modelu stacionárního laminárního proudění. Studujme působení sil na infinitezimální vrstvu tloušťky dz v objemu kapaliny. Na jednotku plochy horní hranice vrstvy působí ve směru pohybu tečné napětí τ^* dané rovnicí (1.23). Na dolní hranici vrstvy však působí opačným směrem tečné napětí

$$-\left(\tau^* - \frac{\partial \tau^*}{\partial z} dz\right) \quad (1.25)$$

způsobené níže ležícími vrstvami tekutiny, které se pohybují pomaleji.

Vlivem těchto smykových napětí vzniká celková objemová síla (síla vnitřního tření), která působí ve směru proudění na vertikální sloupec studované tekutiny o jednotkovém horizontálním průřezu s výškou dz

$$-\left(\tau^* - \frac{\partial \tau^*}{\partial z} dz\right) = \frac{\partial \tau^*}{\partial z} dz \quad (1.26)$$

Redukcí této síly na jednotkovou hmotnost vztahem $dz = 1/\rho$ a využitím vztahů (1.23) a (1.24) za předpokladu $\rho = konst.$ a $\nu = konst.$ dostáváme

$$\mathbf{f}_t = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} \right) = \nu \frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial z^2} \quad (1.27)$$

V obecném třírozměrném případě laminárního proudění lze výraz (1.27) pro sílu vnitřního tření (za předpokladu $\nu = konst.$) upravit na

$$\mathbf{f}_t = \nu \Delta \mathbf{v} \quad (1.28)$$

Dosadíme-li (1.28) do pohybové rovnice (1.4) s uvážením Eulerova rozvoje (1.6), dostáváme Navier-Stokesovy rovnice pro proudění vazké tekutiny v neinerciální vztahné soustavě rotující se Zemí

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = \mathbf{b} + \mathbf{g} - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} + \nu \Delta \mathbf{v} \quad (1.29)$$

1.5 Turbulentní proudění

Vyskytují-li se v proudění tekutiny statisticky náhodné fluktuační, hovoříme o proudění turbulentním. Takové fluktuační si lze zjednodušeně představit jako chaoticky se pohybující víry různé velikosti uvnitř proudící tekutiny. Oproti proudění laminárnímu mají proudnice turbulentního proudění zcela nepravidelný tvar, rychle se mění s časem, protínají se a nelze je sledovat na větší vzdálenosti. V zemské atmosféře se dle pozorování vyskytuje proudění výhradně turbulentní.

Turbulentní proudění vzniká v proudící tekutině v případě, že setrvačné síly jsou dostatečně velké ve srovnání se silami vazkého tření. Důležitou charakteristikou proudění je Reynoldsovo číslo Re , které při přechodu proudění z laminárního do turbulentního dosahuje určité kritické hodnoty (více uvedeme v části 1.7).

Pro snadnější popis turbulentního proudění budeme uvažovat, že libovolná studovaná fyzikální veličina ψ se skládá z časově zprůměrované hodnoty $\bar{\psi}$ a složky ψ' , která kolem zprůměrované složky fluktuuje (složka turbulentní)

$$\psi = \bar{\psi} + \psi', \quad (1.30)$$

přičemž platí dle [3]

$$\bar{\psi} = 0, \quad (1.31)$$

$$\bar{\psi} = \frac{1}{t} \int_{\tau-t/2}^{\tau+t/2} \psi d\tau, \quad (1.32)$$

kde τ je vhodně zvolený časový interval dostatečně velký, abychom získali reprezentativní střední hodnotu a zároveň nesmí být příliš velký, aby nedošlo k vyhlazení meteorologicky významných časových změn studované veličiny.

Pohybové rovnice turbulentního proudění Reynoldsova napětí

Složky pohybové rovnice turbulentního tření odvodíme dle [3] z pohybové rovnice (1.4). Nejprve rozložíme tlak a rychlost vystupující v rovnici (1.4) dle konvence (1.30). Po časovém zprůměrování, uvážením Eulerova vztahu (1.6) a rovnice kontinuity (1.7) dostáváme při předpokladu nestlačitelné tekutiny pro x -ovou složku rychlosti proudění

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{v}_x}{dt} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \lambda \bar{v}_y + \nu \frac{\partial^2 \bar{v}_x}{\partial z^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (-\overline{\rho v'_x v'_x}) + \\ & + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{\rho v'_x v'_y}) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{\rho v'_x v'_z}), \end{aligned} \quad (1.33)$$

kde pro složky tíhové zrychlení platí $g_x = g_y = 0$, $g_z = g$ a $\lambda = 2\Omega \sin \varphi$ je Coriolisův parametr představující Coriolisovo zrychlení v místě daném zeměpisnou šířkou φ . Analogicky lze upravit rovnice pro v_y a v_z . Využijeme-li indexové

konvence $i, j \in (x, y, z)$, výrazy obsahující členy $-\overline{\rho v'_i v'_j}$ mají význam tečné síly vztahené na jednotku plochy a nazýváme je Reynoldsova napětí τ_{ij} , která tvoří symetrický tenzor 2. řádu, tzv. **Reynoldsovův tenzor napětí** definovaný vztahem

$$\tau_{ij} = -\overline{\rho v'_i v'_j} \quad (1.34)$$

Při studiu horizontálního proudění v MVA zanedbáváme horizontální změny Reynoldsových napětí vůči změnám vertikálním. Dále využijeme faktu, že síly turbulentního tření působí na danou vzduchovou částici mnohem většími silami než tření vazké. Dle těchto podmínek dostáváme pro horizontální proudění tzv. Reynoldsovy rovnice

$$\frac{d\bar{v}_x}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \lambda \bar{v}_y + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \quad (1.35)$$

$$\frac{d\bar{v}_y}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \lambda \bar{v}_x + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} \quad (1.36)$$

Pradtlava teorie turbulentního přenosu hybnosti

Praktické použití rovnic (1.35) a (1.36) naráží na značné potíže při určování členů obsahujících Reynoldsova napětí. Proto je vhodné použít k vyjádření sil určitého přiblížení. Nejvíce využívané přiblížení je Pradtlava teorie turbulentního přenosu hybnosti, jejímž základem je formální podobnost chaotického pohybu vírů v turbulentním proudění s náhodným termickým pohybem molekul v proudění laminárním. Vzhledem k této podobnosti zavádíme analogicky k dynamickému koeficientu vazkosti μ daného vztahem (1.23) tzv. koeficienty výměny A_{xz} a A_{yz} , resp. koeficienty turbulentní difuze K_{xz} a K_{yz} , pro vertikální přenos x -ové a y -ové složky hybnosti pohybujících se vzduchových částic

$$\tau_{xz} = -\overline{\rho v'_x v'_z} = A_{xz} \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial z} \quad (1.37)$$

$$\tau_{yz} = -\overline{\rho v'_y v'_z} = A_{yz} \frac{\partial \bar{v}_y}{\partial z} \quad (1.38)$$

$$K_{xz} = \frac{A_{xz}}{\rho} \quad (1.39)$$

$$K_{yz} = \frac{A_{yz}}{\rho}, \quad (1.40)$$

Prandtl dále zavádí směšovací délku l jako analogii ke střední volné dráze molekul. Uvážíme-li tekutinu proudící průměrnou rychlostí \bar{v}_x ve směru osy x , dle Pradtlavy teorie představuje směšovací délka l'_{xz} vzdálenost, kterou urazí studovaná vzduchová částice, než ztratí své individuální vlastnosti vlivem turbulentních fluktuací a úplně splyne s okolím. Index xz znamená, že se jedná o přenos x -ové složky hybnosti ve vertikálním směru osy z .

Studujme vzduchovou částici s turbulentní fluktuací rychlosti v'_x , která je z výchozí hladiny z , kde je zprůměrovaná rychlost horizontálního proudění rovna $\bar{v}_x(z)$, turbulentním promícháváním vertikálně transportována do hladiny $z + l'_{xz}$, v níž se smísí s okolím, tedy (dle [3])

$$\bar{v}_x(z) + v'_x = \bar{v}_x(z + l'_{xz}) \quad (1.41)$$

z čehož odvodíme

$$v'_x = \bar{v}_x(z + l'_{xz}) - \bar{v}_x(z) \doteq l'_{xz} \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial z} \quad (1.42)$$

Z podmínky kontinuity proudění vyplývá, že vertikální turbulentní fluktuace rychlosti v'_z musí mít řádově stejnou velikost jako v'_x , avšak opačný směr tzn. opačné znaménko. Z této úvahy dostáváme pro vyjádření Reynoldsovy napětí τ_{ij}

$$\tau_{zx} = -\overline{\rho v'_x v'_z} = \rho \overline{l'^2_{xz}} \left(\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial z} \right)^2 \quad (1.43)$$

Zavedením střední kvadratické směřovací délky $l^2_{xz} = \overline{l'^2_{xz}}$ můžeme vztah (1.43) přepsat

$$\tau_{zx} = -\overline{\rho v'_x v'_z} = \rho l^2_{xz} \left(\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial z} \right)^2 \quad (1.44)$$

Porovnáním této rovnice se vztahem (1.37) dostáváme vyjádření pro koeficienty turbulentní výměny a difuze pomocí směřovací délky

$$A_{xz} = \rho K_{xz} = \rho l^2_{xz} \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial z} \quad (1.45)$$

Analogicky lze odvodit vztahy pro všechny tři složky hybnosti proudění, které jsou turbulentně přenášeny podél všech tří os. Takto zavedené veličiny A_{ij} a K_{ij} (pro $i, j \in (x, y, z)$) tvoří tenzor 2. řádu.

Pojem směřovací délky byl v Prandtlovy teorii zaveden spekulativně, na základě formální analogie s volnou dráhou molekul při termickém pohybu, proto jí nemůžeme vyjádřit jednoznačně a univerzálně na základě měření pro všechny případy stejně. Určení směřovací délky je důležitým problémem Prandtlovy teorie a její stanovení plyne z hypotézy o vyjádření směřovací délky, viz [3]. Zpravidla neuvažujeme tenzorový charakter veličiny, tzn. různé velikosti l v různých směrech. V přízemní podvrstvě silné několik desítek metrů je vhodnou hypotézou předpoklad lineární závislosti l na vertikální souřadnici $z \in (0, \infty)$

$$l = \kappa(z + z_0), \quad (1.46)$$

kde κ představuje von Kármánovu konstantu (hodnota této bezrozměrné veličiny je různými autory udávána v rozmezí 0,36–0,41, viz [3]) a z_0 značí parametr drsnosti, který budeme diskutován níže. Další vyjádření pro směřovací délku lze nalézt v [3].

1.6 Aproximace rovnic pro MVA

Pohybové rovnice popisující proudění v MVA můžeme dále zjednodušit zanedbáním řádově menších členů či zavedením různých aproximací.

Aproximace mělké vody

Tato aproximace vychází z představy, dle které se hustota atmosféry mění s výškou jako důsledek stlačitelnosti, ale v horizontální rovině jsou změny v uvažované omezené oblasti relativně malé. Okamžitou hustotu ρ lze proto rozložit na dvě složky

$$\rho(x, y, z) = \rho_0(z) + \rho'(x, y, z), \quad (1.47)$$

kde $\rho_0(z)$ je horizontálně homogenní složka hustoty, která se mění s výškou, $\rho'(x, y, z)$ pak značí poruchu této homogenity. Pro měrný objem můžeme provést obdobnou úvahu

$$\alpha(x, y, z) = \alpha_0(z) + \alpha'(x, y, z) \quad (1.48)$$

Rovnici kontinuity (1.5) lze tak přepsat dle [2] na tvar

$$\frac{1}{\alpha_0} \frac{d\alpha_0}{dz} = \frac{1}{v_z} (\nabla \cdot \mathbf{v}) \quad (1.49)$$

Označíme-li levou stranu rovnice H_α^{-1} a pravou stranu L_z^{-1} , potom veličina H_α charakterizuje rozměr změny hustoty a L_z rozměr změny rychlosti. Charakteristický rozměr změny rychlosti, který lze odhadnout rozměrem MVA $L_z \approx 1$ km, je v atmosféře mnohem menší než rozměr změny hustoty $H_\alpha \approx 8$ km, což je výška, ve které zaznamenáváme výrazné změny hustoty. Platí tedy

$$L_z \ll H_\alpha \quad (1.50)$$

a rovnici (1.49) přejde do jednoduchého tvaru

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (1.51)$$

který můžeme též interpretovat tak, že se MVA chová jako nestlačitelná tekutina.

Aproximace hluboké vody resp. anelastická aproximace

Uvažujeme-li místo vztahu (1.50) porovnání

$$L_z \sim H_\alpha \quad (1.52)$$

dle [2] přepíšeme rovnici kontinuity (1.5) na

$$\nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{v}) = 0 \quad (1.53)$$

Takové přiblížení nazýváme aproximací hluboké vody, resp. anelastickou aproximací.

Hydrostatická aproximace

Je-li vzduch vůči zemi v relativním klidu a všechny síly působící ve vertikálním směru jsou zanedbatelné vůči síle tíhové, hovoříme o tzv. hydrostatické rovnováze. Rovnice (1.4) se ve vertikální směru redukuje dle [2] na

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g \quad (1.54)$$

Tato aproximace se využívá v dalším odvozování, pro samostatný popis MVA se však příliš nehodí, neboť představuje pouze hrubé přiblížení.

Boussinesquova aproximace

Předpokládejme dle [2], že:

1. termodynamický stav atmosféry je blízký stavu hydrostatické rovnováhy (1.54), který budeme nazývat referenčním stavem značeným indexem 0
2. vertikální odchylky jsou vůči referenčnímu stavu malé
3. Machovo číslo M_a charakterizující vliv stlačitelnosti dosahuje pouze malých hodnot

Následně můžeme, obdobně jako v aproximaci mělké vody, hustotu, tlak a potenciální teplotu, definovanou

$$\Theta = T \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{R}{c_p}}, \quad (1.55)$$

přičemž $p_0 = 10^5$ Pa je referenční hodnota tlaku, rozložit na referenční složku a odchylku

$$\begin{aligned} \rho(x, y, z) &= \rho_0(z) + \rho'(x, y, z) \\ p(x, y, z) &= p_0(z) + p'(x, y, z) \\ \Theta(x, y, z) &= \Theta_0(z) + \Theta'(x, y, z) \end{aligned} \quad (1.56)$$

Z předpokladu 2. vyplývá pro odchylky od referenčního stavu

$$\frac{\rho'}{\rho_0}, \frac{p'}{p_0}, \frac{\Theta'}{\Theta_0} \ll 1 \quad (1.57)$$

Odvozením uvedeném v [2] dostáváme pro MVA Navier-Stokesovy rovnice (1.29) v Boussinesquově aproximaci

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p' + \mathbf{g} \frac{\Theta'}{\Theta_0} + \frac{1}{\rho_0} \mu \Delta \mathbf{v} - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} \quad (1.58)$$

Aproximace 1. hlavní věty termodynamiky

Z tvaru 1.HVTD (1.15) lze odvodit dle [2] rovnici pro teplotu

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} = k\Delta T + \Phi, \quad (1.59)$$

přičemž k je tepelná vodivost vzduchu a veličina Φ vyjadřuje molekulární disipaci kinetické energie středního pole proudění. Důležitým předpokladem uvedené rovnice je konstantnost k a c_p v čase i v prostoru.

Aproximace rovnice pro koncentraci pasivní příměsi

Za předpokladu, že koeficient molekulární difuze a hustotu budeme považovat konstantní v prostoru i v čase, můžeme rovnici (1.22) přepsat na tvar

$$\frac{dC}{dt} = D_m \Delta C, \quad (1.60)$$

zanedbáme-li zdroje pasivního kontaminantu.

1.7 Přízemní podvrstva MVA

Pojem přízemní podvrstvy

Při studiu volné atmosféry lze s výhodou použít předpoklad, že proudění přibližně odpovídá tzv. geostrofické aproximaci - proudění je nezrychlované a není ovlivňováno působením třecích sil. Pro horizontální proudění tedy platí rovnosti mezi horizontálními složkami síly tlakového gradientu \mathbf{b}_H a Coriolisovou silou \mathbf{c}_H , působících na vzduchovou částici jednotkové hmotnosti. Pohybovou rovnici (1.4) získáváme za uvedených podmínek ve tvaru

$$\mathbf{b}_H + \mathbf{c}_H = \mathbf{0} \quad (1.61)$$

Proudění vyhovující této rovnici se nazývá geostrofický vítr (viz [4]).

V MVA je proudění ovlivňováno silou tření \mathbf{f}_t , která je ve volné atmosféře zanedbatelná. Pro časově ustálené proudění v MVA tedy získáváme rovnici

$$\mathbf{b}_H + \mathbf{c}_H + \mathbf{f}_t \doteq \mathbf{0} \quad (1.62)$$

Sílu tření \mathbf{f}_t lze vyjádřit pomocí vazkého resp. turbulentního tečného napětí $\boldsymbol{\tau}$ a odvozením uvedeném v [3] lze vztah (1.62) přepsat na tvar

$$\mathbf{b}_H + \mathbf{c}_H + \boldsymbol{\tau} - \boldsymbol{\tau}_0 \doteq \mathbf{0}, \quad (1.63)$$

kde $\boldsymbol{\tau}_0$ značí tečné napětí u zemského povrchu. Definujme nyní **přízemní podvrstvu** jako vrstvu vzduchu bezprostředně přiléhající k zemskému povrchu, ve

kteřé jsou členy \mathbf{b}_H a \mathbf{c}_H rovnice (1.63) zanedbatelné vůči rozdílu $\boldsymbol{\tau} - \boldsymbol{\tau}_0$, což znamená, že v přízemní podvrstvě můžeme uvažovat přibližně konstantní průběh tečného napětí s výškou a směr proudění se zde výrazně nemění s vertikální souřadnicí. Vztah (1.63) lze tedy přepsat na

$$\boldsymbol{\tau} - \boldsymbol{\tau}_0 \doteq \mathbf{0}, \quad (1.64)$$

V praxi se přízemní podvrstva MVA vymezuje podmínkou

$$|\boldsymbol{\tau} - \boldsymbol{\tau}_0| = 0,1 |\boldsymbol{\tau}_0| \quad (1.65)$$

Výška přízemní podvrstvy závisí na charakteru zemského povrchu i na meteorologických podmínkách, běžně se uvádí orientační hodnota 50 m.

Frikční rychlost

Již jsme uvedli, že se v přízemní podvrstvě prakticky nemění směr proudění s výškou. Uvažujme nyní takový souřadný systém, aby kladný směr souřadné osy x souhlasil se směrem časově zprůměrovaného proudění v přízemní podvrstvě o rychlosti \bar{v} . Ze vztahu (1.44) poté dostaneme dle [3]

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = \frac{1}{l} \sqrt{\frac{|\boldsymbol{\tau}_0|}{\rho}}, \quad (1.66)$$

použijeme-li zjednodušení $\tau_{zx} = |\boldsymbol{\tau}_0|$, neboť vertikální změny Reynoldsových napětí jsou v přízemní podvrstvě zanedbatelné. Definujme **frikční rychlost** u_* (též třecí nebo dynamickou rychlost) vztahem

$$u_* = \sqrt{\frac{|\boldsymbol{\tau}_0|}{\rho}}, \quad (1.67)$$

vztah (1.66) lze přepsat na

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = \frac{u_*}{l} \quad (1.68)$$

podle [3] je velikost tečné síly turbulentního tření vztažené na jednotku plochy vznikající v důsledku Reynoldsových napětí fyzikálně ekvivalentní vertikálnímu turbulentnímu toku hybnosti touto plochou. Z toho plyne, že nemění-li se v přízemní podvrstvě MVA velikost Reynoldsových napětí s výškou, musí být i vertikální tok hybnosti v této vrstvě přibližně nezávislý na vertikální souřadnici z .

Vertikální profily rychlosti větru v přízemní podvrstvě

Logaritmický profil větru

Za podmínek indiferentního zvrstvení v přízemní podvrstvě (tzn. vertikální gradient potenciální teploty Θ je roven nule) můžeme použít hypotézu o lineární závislosti směšovací délky l na vertikální souřadnici z danou parametrizací (1.46). Dosadíme-li tuto parametrizaci do (1.68), dostáváme

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa(z + z_0)}, \quad (1.69)$$

přičemž z_0 označuje parametr drsnosti povrchu. Integrujeme-li (1.69) dle vertikální souřadnice $z \in (0, \infty)$ s okrajovou podmínkou rychlosti $\bar{v}(z) = 0$ pro $z = 0$ u zemského povrchu, získáme **logaritmický profil rychlosti větru** v přízemní vrstvě

$$\bar{v}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z + z_0}{z_0} \quad (1.70)$$

Jsou-li na povrchu ovlivňujícím studované proudění vysoká, drsná, zároveň však horizontálně přibližně homogenní vrstva elementů, jakou představuje např. les nebo městská zástavba, používáme místo (1.70) vztah

$$\bar{v}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z + z_0 - d}{z_0}, \quad (1.71)$$

v němž veličinu d nazýváme hladinu posunutí či pošinovací tloušťku, která vyjadřuje posunutí hladiny nulové rychlosti od hladiny povrchu země do výšky zmíněné drsné vrstvy. Výraz (1.71) má fyzikální smysl pouze pro $z \geq d$ a platí podmínka $v(d) = 0$.

Parametr drsnosti z_0 můžeme dle [3] interpretovat jako veličinu, které je v hladině povrchu úměrná velikost směšovací délky. Uvážíme-li aerodynamický povrch pro nějž platí $z_0 \rightarrow 0$, ze vztahu (1.46) dostáváme $l = 0$ pro $z = 0$, což znamená, že nedochází k turbulentnímu směšování a vzniká laminární podvrstva.

Názorněji lze parametr drsnosti z_0 interpretovat jako jistou efektivní výšku drsných elementů na zemském povrchu (např. různé výčnělky, budovy, vegetace). Okrajovou podmínku $\bar{v}(z) = 0$ pro $z = 0$ lze přijmutím uvedené interpretace upravit na $\bar{v}(z_0) = 0$ a hypotézu o směšovací délce (1.46) píšeme pro vertikální souřadnici $z \in (z_0, \infty)$ ve tvaru

$$l = kz, \quad z \geq z_0, \quad (1.72)$$

přičemž pro $z < z_0$ směšovací délka l není definována. Vztahy (1.70) a (1.71) tak dostáváme ve tvaru

$$\bar{v}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0}, \quad z \geq z_0 \quad (1.73)$$

$$\bar{v}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z - d}{z_0}, \quad z \geq z_0 + d \quad (1.74)$$

Orientační hodnoty parametru drsnosti z_0 uvádí [3] pro různé druhy povrchů, pro městskou zástavbu je uvedeno rozmezí hodnot $z_0 \doteq 1/10$ až $1/20$ průměrné výšky staveb.

Mocninový profil větru

K vyjádření závislosti velikosti rychlosti větru v přízemní vrstvě na vertikální souřadnici z se v praxi často používá empiricky odvozený **mocninový profil**

$$\bar{v}(z) = \bar{v}_p \left(\frac{z}{z_p} \right)^a, \quad (1.75)$$

kde \bar{v}_p označuje změřenou rychlost horizontálního proudění ve studované hladině $z = z_p$ a exponent a charakterizuje stabilitní podmínky. Pro silnou instabilitu uvádí [3] hodnoty exponentu a blízké 0,1, pro silnou stabilitu dosahuje a hodnot přibližně 0,8 a při indiferentním zvrstvení se a pohybuje přibližně okolo 0,15.

1.8 Dynamická podobnost Bezrozměrové rovnice

Studujeme-li proudění v MVA pomocí fyzikálního modelování, musíme zachovat určité podmínky, jejichž splnění je nutné pro získání reprezentativních výsledků experimentu. Abychom získali v laboratorních podmínkách výsledky platné i pro původní situace v reálné atmosféře, musí být v uvažovaných hydrodynamických úlohách splněny dle [2] dvě podmínky tzv. dynamické podobnosti:

1. Geometrická podobnost modelu se skutečností
2. Geometrická podobnost pole proudnic obtékajících model s odpovídajícím polem proudnic v reálné situaci

Splnění těchto podmínek zachováme poměry mezi jednotlivými silami působícími na vzduchové částice ve skutečnosti i v modelovém případě konstantní, v takovém případě hovoříme o tzv. **dynamické podobnosti**.

Splnění první podmínky zaručíme precizní výrobou modelu v daném měřítku s vhodně modelovanou drsností povrchu.

Druhou podmínku lze splnit výrazně obtížněji. Uvážíme-li bezrozměrný tvar rovnic popisujících MVA, dostáváme v nich jisté koeficienty, které musí nabývat stejné hodnoty pro modelovou i reálnou situaci. Tím zaručíme dynamickou podobnost modelového i reálného pole proudnic. Silové poměry ve studovaném proudění v MVA explicitně plynou z rovnic popisujících MVA. Takový systém se skládá z rovnice kontinuity (1.7), Navier-Stokesových rovnic (1.58), rovnice pro teplotu (1.59) a rovnice příměsi pasivního kontaminantu (1.60)

$$\begin{aligned}
\frac{d\rho}{dt} + \rho(\nabla \cdot \mathbf{v}) &= 0, \\
\frac{d\mathbf{v}}{dt} &= -\frac{1}{\rho_0}\nabla p' + \mathbf{g}\frac{\Theta'}{\Theta_0} + \frac{1}{\rho_0}\mu\Delta\mathbf{v} - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}, \\
\rho c_p \frac{dT}{dt} &= k\Delta T + \Phi, \\
\frac{dC}{dt} &= D_m\Delta C,
\end{aligned} \tag{1.76}$$

Převedení rovnic do bezrozměrového tvaru nám umožní popsat proudění v modelovém i reálném případě jednou sadou rovnic obsahujících charakteristické koeficienty.

Zavedeme **charakteristické měřítko** a **bezrozměrný tvar** studovaných veličin. Charakteristické veličiny označíme indexem c a bezrozměrný tvar hvězdičkou. Konkrétní hodnota charakteristických měřítek závisí na konkrétní situaci. Pro vyjádření bezrozměrných veličin zavedeme charakteristickou délku L_c , rychlost U_c , čas t_c , teplotu T_c , hustotu ρ_c a gravitační zrychlení g_c . Dále definujeme charakteristický Coriolisův parametr

$$\Omega_c = 2\Omega \sin \varphi, \quad \varphi \neq 0, \tag{1.77}$$

kde φ je zeměpisná šířka studovaného místa MVA. Bezrozměrové veličiny zavedeme následujícím způsobem:

$$\begin{aligned}
\mathbf{x}^* &= \mathbf{x}/L_c, & \mathbf{v}^* &= \mathbf{v}/U_c, & t^* &= t/t_c, \\
\boldsymbol{\Omega}^* &= \boldsymbol{\Omega}/\Omega_c, & T^* &= T/T_c, & \bar{\Theta}^* &= \bar{\Theta}/T_c, \\
\Theta'^* &= \Theta'/\Delta T_c, & \rho^* &= \rho/\rho_c, & p^* &= \frac{p}{\rho_c U_c^2}, \\
\mathbf{g}^* &= \frac{\mathbf{g}}{g_c}, & \nabla^* &= \nabla/L_c, & \Phi^* &= \frac{\Phi}{\frac{T_c}{\Delta T_c} \frac{\rho_c U_c^2 \nu}{L_c^2}},
\end{aligned} \tag{1.78}$$

Po řadě jsou to bezrozměrný polohový vektor, rychlost, čas, úhlová rychlost, teplota, potenciální teplota, odchylka potenciální teploty, hustota, tlak, tíhové zrychlení, bezrozměrový gradient a disipační funkce. Rovnice pro bezrozměrnou koncentraci pasivního kontaminantu C zde uvedena není, neboť její tvar závisí na dané úloze. (Jinak se určuje koncentrace pro bodový a liniový zdroj apod.) Dosadíme-li postupně výrazy (1.78) do soustavy rovnic (1.76), získáme soustavu

$$\left[\frac{L_c}{U_c t_c} \right] \frac{d\rho^*}{dt^*} = -\rho^* (\nabla^* \cdot \mathbf{v}^*), \quad (1.79)$$

$$\begin{aligned} \left[\frac{L_c}{U_c t_c} \right] \frac{d\mathbf{v}^*}{dt^*} &= \nabla^* p'^* + \left[\frac{\Delta T_c}{T_c} \frac{L_c}{U_c^2} g_c \right] \frac{\Theta'^*}{\Theta_0^*} \mathbf{g}^* - \left[\frac{\Omega_c L_c}{U_c} \right] (\boldsymbol{\Omega}^* \times \mathbf{v}^*) + \\ &+ \left[\frac{\nu}{L_c U_c} \right] \Delta^* \mathbf{v}^*, \end{aligned} \quad (1.80)$$

$$\left[\frac{L_c}{U_c t_c} \right] \frac{dT^*}{dt^*} = \left[\frac{k}{\rho_c c_p \nu} \right] \left[\frac{\nu}{L_c U_c} \right] \Delta^* T^* + \left[\frac{\nu}{L_c U_c} \right] \left[\frac{U_c^2}{c_p \Delta T_c} \right] \Theta^*, \quad (1.81)$$

$$\left[\frac{L_c}{U_c t_c} \right] \frac{dC^*}{dt^*} = \left[\frac{\nu}{L_c U_c} \right] \left[\frac{D_m}{\nu} \right] \Delta^* C \quad (1.82)$$

Bezrozměrné výrazy v hranatých závorkách jsou hledané koeficienty, nazývané také **podobnostní čísla** mezi modelem a skutečností. Mohli bychom je interpretovat jako poměry mezi různě působícími silami. Rovnost podobnostních čísel pro reálnou a modelovou situaci nám zajistí dynamickou podobnost proudění výsledky studia proudění v modelové situaci mohou být použity pro reálnou situaci.

Strouhalovo číslo

Strouhalovo číslo St definované vztahem

$$\frac{1}{St} = \left[\frac{L_c}{U_c t_c} \right] \quad (1.83)$$

se vyskytuje ve všech rovnicích soustavy (1.79). Předpokládáme-li ustálené proudění, definujeme charakteristický čas

$$t_c = \frac{L_c}{U_c}, \quad (1.84)$$

z čehož dostáváme $St = 1$ pro všechny studované případy a vliv Strouhalova čísla můžeme při modelování MVA zanedbat.

Schmidtovo číslo

Schmidtovo číslo Sc definuje vztah

$$\frac{1}{Sc} = \left[\frac{D_m}{\nu} \right] \quad (1.85)$$

Toto podobnostní číslo charakterizuje poměr mezi kinematickou viskozitou vzduchu a koeficientem molekulární difuze pasivní příměsi. Použijeme-li při fyzikálním modelování vzduch, Schmidtovo číslo se pro modelovou i reálnou situaci zachová.

Prandtlovo číslo

Prandtlovo číslo Pr definujeme jako

$$\frac{1}{Pr} = \left[\frac{k}{\rho_c c_p \nu} \right] \quad (1.86)$$

Prandtlovo číslo zůstane automaticky konstantní pro modelovou i reálnou situaci, je-li v obou případech studováno proudění vzduchu.

Eckertovo číslo

Eckertovo číslo Ec je definováno jako

$$Ec = \left[\frac{U_c^2}{c_p \Delta T_c} \right] \quad (1.87)$$

Jsou-li v reálném i modelovém případě rychlosti proudění U_c mnohem menší než rychlost zvuku, je dle [2] vliv Eckertova čísla na studované proudění zanedbatelný.

Rossbyho číslo

Rossbyho číslo Ro definuje vztah

$$\frac{1}{Ro} = \left[\frac{\Omega_c L_c}{U_c} \right] \quad (1.88)$$

Rossbyho číslo určuje poměr setrvačné a Coriolisovy síly. Vliv Rossbyho čísla by se začal projevat, pokud bychom modelovali relativně velikou oblast MVA, ve které by se významně projevovaly účinky Coriolisovy síly (např. změna směru proudění s výškou). Vliv Rossbyho čísla můžeme zanedbat v případě modelování přízemní podvrstvy MVA, ve které zanedbáváme vliv Coriolisovy síly a blízkého okolí do cca 5 km.

Richardsonovo číslo

Richardsonovo číslo Ri definujeme výrazem

$$Ri = \left[\frac{\Delta T_c L_c}{T_c U_c} \right] \quad (1.89)$$

Richardsonovo číslo udává poměr mezi termickou a mechanickou produkcí kinetické energie turbulentních fluktuací. Jeho hodnota je ovlivňovaná teplotním zvrstvením MVA, které bychom tedy měli zachovat stejné pro modelovou i reálnou situaci. V aerodynamickém tunelu lze různých teplotních zvrstvení dosáhnout změnou teploty proudu vzduchu vyhříváním popř. chlazením stěn tunelu.

Reynoldsovo číslo

Reynoldsovo číslo Re definované vztahem

$$\frac{1}{Re} = \left[\frac{\nu}{U_c L_c} \right] \quad (1.90)$$

charakterizuje poměr setrvačné a vazké síly. Provedme nyní řádový odhad velikosti Re pro reálnou a modelovou situaci (index a značí situaci v MVA, index m značí modelovou situaci)

$$U_{ca} \approx 10 \text{ m/s}, L_{ca} \approx 10^3 \text{ m}, \nu = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}, \Rightarrow Re \approx 10^9$$

Z odhadnuté velikosti Re nyní spočítáme charakteristickou rychlost, kterou by mělo studované proudění v aerodynamickém tunelu dosahovat

$$Re \approx 10^9, \nu = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}, L_{cm} \approx 1 \text{ m}, \Rightarrow U_{cm} \approx 10^4 \text{ m/s}$$

Dosažení rychlosti proudění 10^4 m/s je v aerodynamických tunelech nereálné, měření by navíc při takových rychlostech ovlivnila stlačení vzduchu, která se v MVA běžně nevyskytují. Řešení této situace vychází z Townsendovy hypotézy (uveďeno v [2]), dle které bezrozměrné střední hodnoty turbulentních charakteristik závisí pouze na bezrozměrném čase, nikoli však na Reynoldsově čísle, je-li toto číslo dostatečně velké. Tato velikost Reynoldsova čísla se pro jednotlivé úlohy liší, z nichž některé jsou uvedeny v [2].

1.9 Měřítka fyzikálního modelování

Vlastnosti jevů probíhajících v atmosféře pokrývají rozsáhlou škálu časových a prostorových měřítek. Prostorová měřítka pozorovaných jevů jsou zpravidla určována jejich typickými rozměry, časová měřítka určuje typická délka trvání těchto jevů. Měřítka atmosférických jevů tak pokrývají oblast od drobných turbulentních vírů s velmi krátkou dobou života až po tryskové proudění (jet streams) planetárních rozměrů. Omezíme-li se na studium MVA, je vhodné zavést následující měřítka, která se liší prostorovými rozměry pozorovaných jevů a různým vlivem a významem podobnostních čísel (podrobnější diskusi lze nalézt např. v [2]).

Mikro-měřítka

Modelování MVA v rámci mikro-měřítka znamená modelovat oblasti o velikosti řádově stovky metrů. V tomto měřítku studujeme zpravidla turbulentní proudění v přízemní podvrstvě. Uvažujme proudění nad drsným a homogenním povrchem. V takovém proudění je dominantní turbulentní přenos hybnosti a situaci lze popsat pomocí Moninovy-Obuchovovy teorie, uvedené např. v [2]. Je nutné zachovat geometrickou podobnost okrajových podmínek v určitém měřítku, kterému by

měl odpovídat i vertikální profil rychlosti spolu s parametrem drsnosti z_0 . Důležitý teoretický předpoklad je Towsendova hypotéza, zmíněná výše. Modelováním přízemní podvrstvy velikosti mikro-měřítko se budeme v této práci dále zabývat.

Malé měřítko

Modelování v rámci malého měřítko zahrnuje modelování oblastí o velikosti řádově několika kilometrů. V tomto případě nemůžeme předpokládat horizontálně homogenní povrch, naopak se jedná o modelování proudění nad tzv. komplexním terénem - členitou krajinou či nad městskou zástavbou s různou drsností povrchu. I v tomto případě lze uplatnit Towsendovu hypotézu s četnými předpoklady uvedenými např. v [2].

Mezo-měřítko

Jevy velikosti mezo-měřítko studujeme na oblasti o rozměrech cca 10 - 50 km. V běžně používaných tunelech slouží ke studiu proudění modely v měřítku 1:5 000 až 1:50 000. Dále je teorie modelování v mezo-měřítku rozvedena opět v [2].

Kapitola 2

Experimentální zařízení Metody studia proudění

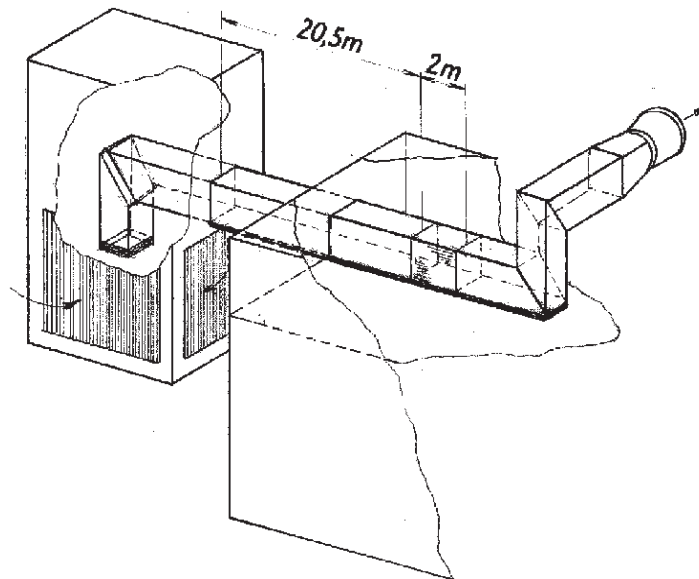
2.1 Aerodynamické tunely

Aerodynamické tunely jsou zařízení vhodná ke studiu dějů v atmosféře za pomoci fyzikálního modelování. S aerodynamickými tunely se ale setkáváme také ve výzkumu proudění v letectví, v automobilovém průmyslu, při navrhování různých proudových strojů, turbín apod. Abychom získali reprezentovatelné výsledky studia jevu v MVA, je nutné v modelové situaci zachovat rychlostní a teplotní profil proudění odpovídající skutečné situaci v příslušném měřítku. K tomu byly vyvinuté nízkorychlostní aerodynamické tunely. Aerodynamický tunel lze obecně charakterizovat jako kanál o velkém průřezu, kterým je hnán vzduch. Na proudění v těchto experimentálních zařízeních jsou kladeny následující požadavky (dle [2]):

1. Richardsonovo číslo Ri musí být srovnatelné s atmosférickými hodnotami, tzn. $Ri \in (-0,5; 0,5)$
2. Tloušťka mezní vrstvy na stěně měřicího prostoru musí být dostatečně velká
3. Podélný tlakový gradient na hranici mezní vrstvy musí být nulový.

Aerodynamický tunel ÚT AV ČR v Novém Kníně

Výsledky této práce byly získány na aerodynamickém tunelu pro modelování MVA v laboratoři Ústavu termomechaniky Akademie věd ČR (ÚT AV ČR) v Novém Kníně, jehož schéma je zobrazeno na obrázku 2.1. Tunel je konstruován jako přímý neuzavřený tunel s konstantním průřezem $1,5 \times 1,5 \text{ m}^2$. Vstupní otvor je umístěn v uklidňovací komoře o rozměrech $6 \times 6 \times 12 \text{ m}^3$ (na obrázku 2.1 vlevo), v jejíž stěnách je zabudován prachový filtr o ploše 64 m^2 . Toto zařízení



Obrázek 2.1: Schéma aerodynamického tunelu AV ČR v Novém Kníně.

eliminuje vliv vnějších podmínek (fluktuace vzduchu způsobených větrem, znečištění vzduchu prachovými částicemi atd). Na vstupní otvor navazuje koleno s usměrňovacími lopatkami, které otáčí proud nasávaného vzduchu ze svislého do vodorovného směru. Dále následují polopropustná síta, která zajišťují vyrovnaní turbulentního profilu a útlum turbulentních fluktuací. Za polopropustnými síty je umístěn 20,5 m dlouhý proudovod, ve kterém je vyvíjena mezní vrstva (viz níže). Proudovod ústí do vlastního měřicího prostoru o délce 2 m, na jehož dně jsou umísťovány modely. Měřicí prostor má odjímatelné skleněné boční stěny, což umožňuje vizuální pozorování proudění. Uvnitř je zabudován traverzový systém umožňující dálkové ovládání posunu měřicích sond. Vyústění tunelu je provedeno dvěma koleny vzájemně pootočenými o 90° , která jsou, podobně jako koleno za vstupním otvorem, opatřena usměrňujícími lopatkami, které otáčí proud vzduchu do svislé a následně vodorovné roviny. Na konci tunelu je instalován ventilátor o výkonu 30 kW s regulátorem otáček. Ventilátor umožňuje vytvořit v tunelu proudění vzduchu o rychlosti od 0,1 m/s až do 13 m/s.

Délka proudovodu tohoto tunelu umožňuje využít k vyvinutí mezní vrstvy jak postupný vývoj, tak metodu s využitím generátorů turbulence v kombinaci s elementy drsnosti. Generátory turbulence jsou vertikálně umístěné příčky za polopropustnými síty ve vstupním otvoru proudovodu. Elementy drsnosti různé velikosti jsou připevněny na podlahu tunelu. Jejich tvar, rozměry a rozmístění lze upravit v závislosti na požadovaných vlastnostech mezní vrstvy. Generátory turbulence a uspořádání elementů drsnosti použité při studiu našeho experimentu

ukazuje obrázek 2.2.



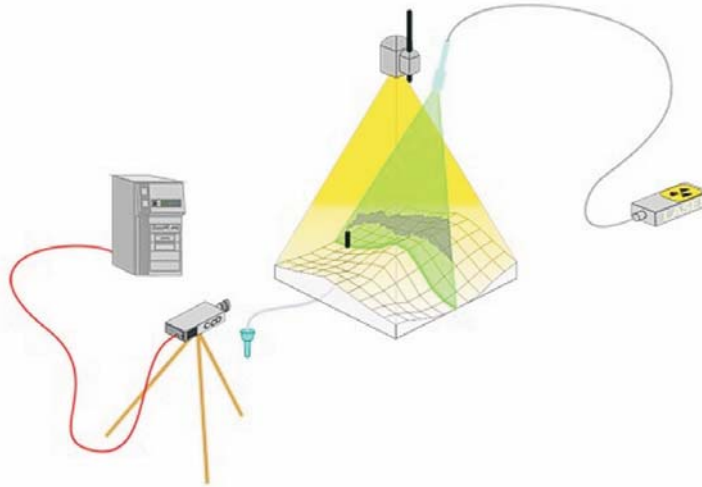
Obrázek 2.2: Pohled do aerodynamického tunelu proti proudu vzduchu. Vpředu elementy drsnosti na podlaze aerodynamického tunelu, v pozadí generátory turbulence ve vstupním otvoru proudovodu (převzato z [7]).

2.2 Detekční metody

Kvalitativní metody studia proudění

Cílem této práce je studium proudění v přízemní podvrstvě MVA velikosti mikroměřítka v městské zástavbě pomocí vizualizace. **Vizualizace** patří mezi kvalitativní metody studia proudění, které se s výhodou používá převážně pro základní zmapování pole proudění, pro kvalitativní odhad vlastností proudění a ilustraci jeho chování. Výsledky studovaného proudění v městské zástavbě byly v této práci získány vizualizací (zviditelněním) proudění pomocí glycerinového kouře a laserového nože, jehož použitím dosahujeme největší účinnosti. Schéma vizualizace je znázorněno na obrázku 2.3.

Základní princip metody spočívá v zachycování světelných paprsků odražených od částic v pohybujícím se proudu vzduchu. Odražené světlo lze pozorovat pouhým okem, zároveň jej lze zachycovat vhodným zařízením - CCD kamera, videokamera, digitální fotoaparát. K uskutečnění vizualizace proudění se často používá již zmíněný glycerinový kouř, který obsahuje vhodné částice velikosti cca $1 \mu\text{m}$ a je pomocí vyvíječe kouře (běžně používané zařízení v zábavním nebo ve filmovém průmyslu) snadno aplikovatelný. Kouř je pod mírným přetlakem přiveden trubicí do studovaného pole proudění, které unáší jednotlivé částice podél proudnic. Osvětlení těchto částic je zajišťováno laserem, jehož výstupní svazek



Obrázek 2.3: *Schéma vizualizace.*

je optickou soustavou přiveden do optického vlákna. Na konci vlákna je optický člen, který z laserového světla vytváří tenkou světelnou stěnu o tloušťce cca 1 mm.

Kvantitativní metody studia proudění

O kvalitativních metodách studia proudění vzduchu v MVA se zmíníme pouze okrajově. Základním cílem je určení pole rychlosti proudění. Uvážíme-li, že se jedná o proudění turbulentní, musíme k měření použít odpovídající metody. Pro určení střední hodnot rychlosti proudění se užívá Pradtlova nebo Pitotova trubice ve spojení s vhodným manometrem pro určení tlaku. Lze též použít víceotvorové sondy pro měření směru proudění. Mezi sofistikovanější metody používané pro měření turbulentních charakteristik patří anemometr se žhaveným drátkem nebo laserová dopplerovská anemometrie (LDA). Další metodou je měření koncentrací vzorkovacího plynu, který je unášen prouděním. Více u těchto metodách lze nalézt v [2] či v [6].

Kapitola 3

Experimentální uspořádání

Úkolem této práce je kvantitativně charakterizovat proudění v ulicích symetrické městské zástavby v závislosti na směru nabíhajícího proudění. Experiment proběhl v aerodynamickém tunelu AV ČR v Novém Kníně.

3.1 Vlastnosti modelové mezní vrstvy

Při fyzikálním modelování MVA velikosti mikro-měřítko je nutné zachovat vlastnosti reálné přízemní podvrstvy studovaného případu. Charakteristiky přízemní podvrstvy jsme již uvedli v části 1.7. Splňuje-li nabíhající proudění tato kritéria, pak je splněna podobnost okrajové podmínky mezi reálnou a modelovou situací.

Empirické vztahy

Logaritmický profil rychlosti proudění - vhodný pro popis závislosti střední rychlosti proudění na výšce, viz též (1.73)

$$\bar{v}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z-d}{z_0}, \quad z \geq z_0 + d \quad (3.1)$$

Tato logaritmická závislost by měla být v tunelu dodržena ve výškovém intervalu: $1,5 \cdot h_r \geq z \geq 0,15 \cdot \delta$, přičemž h_r značí výšku elementů drsnosti a δ je výška mezní vrstvy. Velikost měřítko fyzikálního modelu se doporučuje určit jako poměr parametrů drsnosti na modelu a v reálné situaci (více lze nalézt v [8] či v [9]).

Pro případ proudění v městské zástavě s průměrnou výškou budov H se v uvedených publikacích doporučuje použít hodnotu pošinovací tloušťky

$$d_0 = H - \frac{z_0}{\kappa} \quad (3.2)$$

Mocninový profil rychlosti proudění - používaný též pro vyjádření závislosti střední rychlosti proudění na výšce

$$\bar{v}(z) = \bar{v}_p \left(\frac{z}{z_p} \right)^a, \quad (3.3)$$

kde \bar{v}_p označuje střední rychlost horizontálního proudění ve studované hladině $z = z_p$ a exponent a charakterizuje stabilitní podmínky.

Intenzita turbulence I_u - definovaná jako

$$I_u(Z) = \frac{\sigma_u(Z)}{\bar{u}(Z)}, \quad (3.4)$$

index u značí složku rychlosti ve směru osy x , podobně lze užít indexů v a w pro složky rychlosti ve směru osy y a z , σ je směrodatná odchylka určená ze souboru naměřených rychlostí.

Turbulentní tečné napětí τ - v kapitole 1.5 jsme uvedli souvislost mezi τ s korelačními členy $-v'_i v'_j$. Studujme střední proud ve směru osy x s odhadem, že z hlediska velikosti korelačních členů má největší vliv člen τ_{xz} . Pro proudění v MVA turbulentní tečné napětí τ s výškou klesá k nule na horní hranici

$$-\overline{v'_x v'_z} = \frac{\delta - z}{\delta} u_*^2 \quad (3.5)$$

Vlastnosti mezní vrstvy aerodynamického tunelu ÚT AV ČR v Novém Kníně

Určení vlastností modelované přízemní podvrstvy v používaném aerodynamickém tunelu je však nad rozsah této práce, proto byly použity výsledky práce Kláry Bezpalcové uvedené v [7], kde byla mezní vrstvy modelovaná pro případ husté městské zástavby. Při stejné konfiguraci generátorů turbulence (viz obrázek 2.2) v aerodynamickém tunelu se však mezní vrstva shoduje s reálnou situací i pro model studovaného proudění v této práci.

V části 1.7 jsme se seznámili se základními charakteristikami přízemní podvrstvy. Naměřené hodnoty jsou porovnávány s hodnotami doporučenými pro hustou zástavbu ve středu města dle manuálu ASCE [8].

Vertikální profil střední rychlosti proudění je znázorněn na obrázcích 3.1 a 3.2. V přízemní podvrstvě je vhodné popsat profil střední rychlosti proudění u v závislosti na vertikální souřadnici z logaritmickým profilem (3.1), naměřené hodnoty proložené teoretickou závislostí (3.1) jsou znázorněny na obrázku 3.1. Fitováním naměřených hodnot a převedením do příslušného měřítko 1:200 byly získány tyto hodnoty parametrů:

Frikční rychlost $u_* = 0,25$ m/s

Pošinovací tloušťka $d_0 = 0,22$ m

Parametr drsnosti $z_0 = 1,14$ m (dle [8] doporučeno $z_0 = 0,5 - 2$ m)

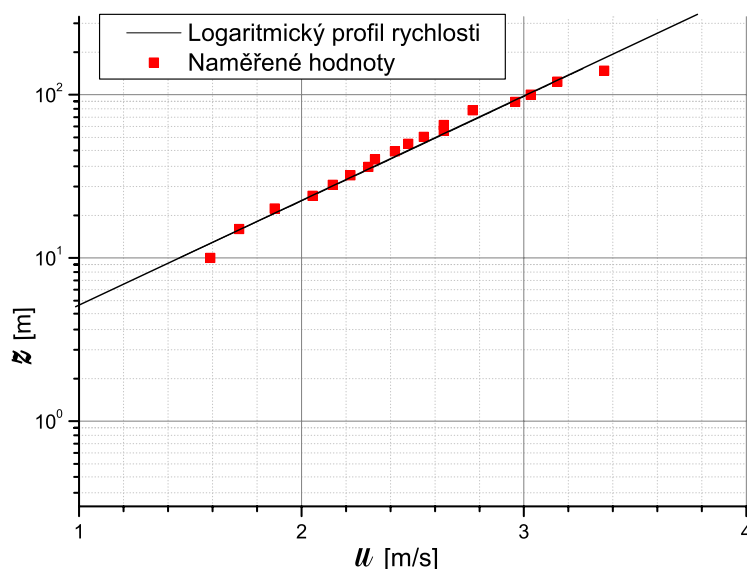
Exponent mocninového profilu $a = 0,28$ (dle [8] dop. $a = 0,24 - 0,40$)

Referenční hodnoty: $z_{ref} = 140$ m, $u_{ref} = 3,36$ m/s

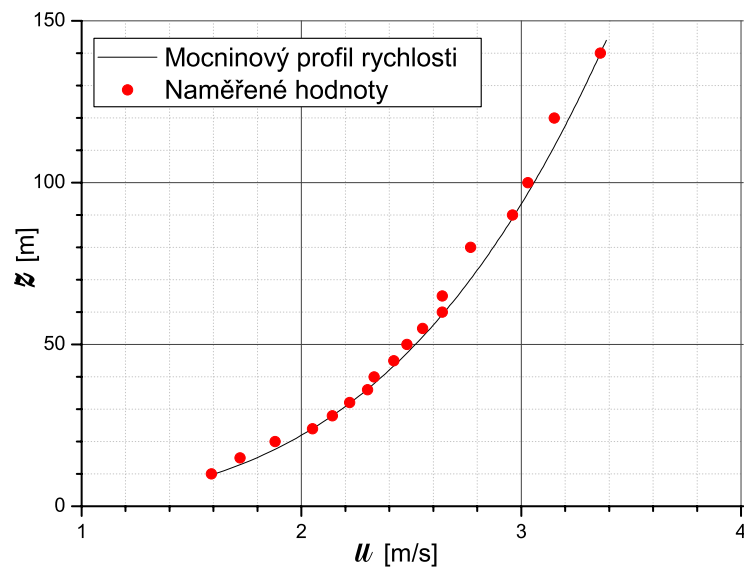
Další důležitou charakteristikou mezní vrstvy je vertikální profil intenzity turbulence. Naměřené hodnoty jsou pro horizontální složku rychlosti u znázorněny na obrázku 3.3, pro vertikální složku rychlosti na obrázku 3.4. Zároveň jsou v grafech uvedeny i hodnoty intenzity turbulence pro zemské povrchy různé drsnosti dle [8], přičemž uvažovaný střed města patří do kategorie „velmi drsný povrch“.

Poslední měřenou charakteristikou je vertikální profil turbulentního tečného napětí, nazývaného též Reynoldsovo napětí. Pomocí Reynoldsova napětí definujeme frikční rychlost (1.67), která dále vystupuje v předpisu logaritmického profilu proudění (3.1). Frikční rychlost u_* byla získána fitováním naměřených hodnot logaritmickým profilem a tato hodnota je použita jako normovací faktor v zobrazení vertikálního profilu turbulentního tečného napětí ve směru os x a z , který ve složkách rychlosti můžeme značit jako $u'w'$. V rovnovážné přízemní podvrstvě by měla být hodnota $u'w'$ konstantní a rovna frikční rychlosti. S rostoucí výškou by hodnoty $u'w'$ měly klesat, což je v rámci experimentální chyby splněno. Velikost střední hodnoty, znázorněné v grafu červenou čarou, je $u'w'/u_* = 0,04$.

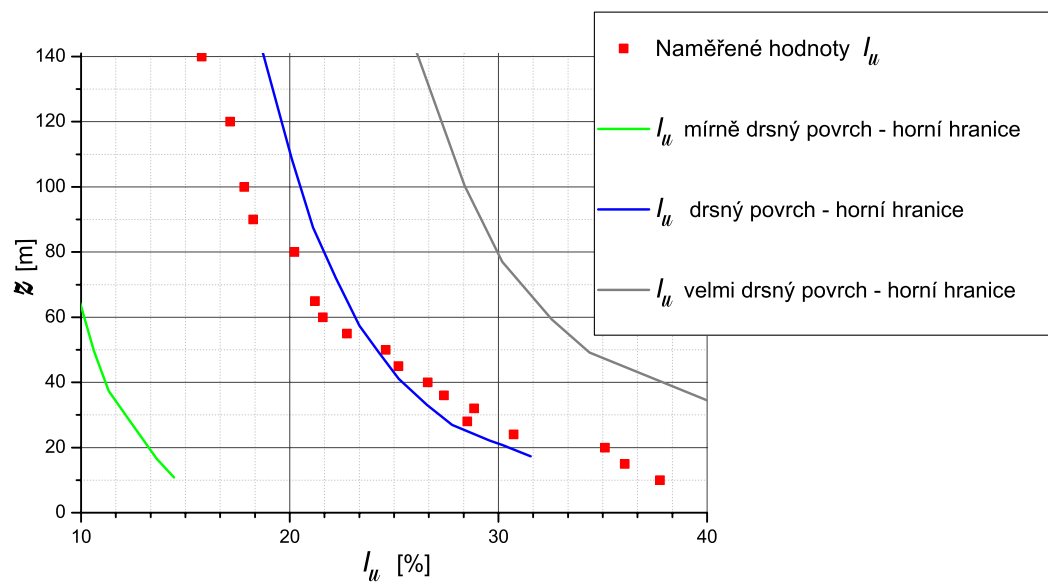
Z naměřených charakteristik je zřejmé, že modelovaná MVA vyhovuje požadavkům na studovanou VMA nad městskou zástavbou ve středu velkého města v měřítku 1:200.



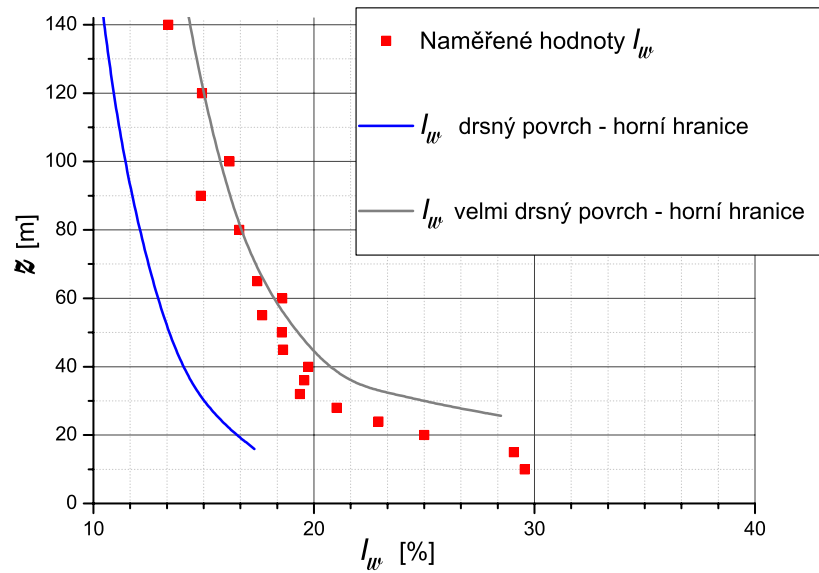
Obrázek 3.1: Logaritmický profil střední rychlosti proudění u .



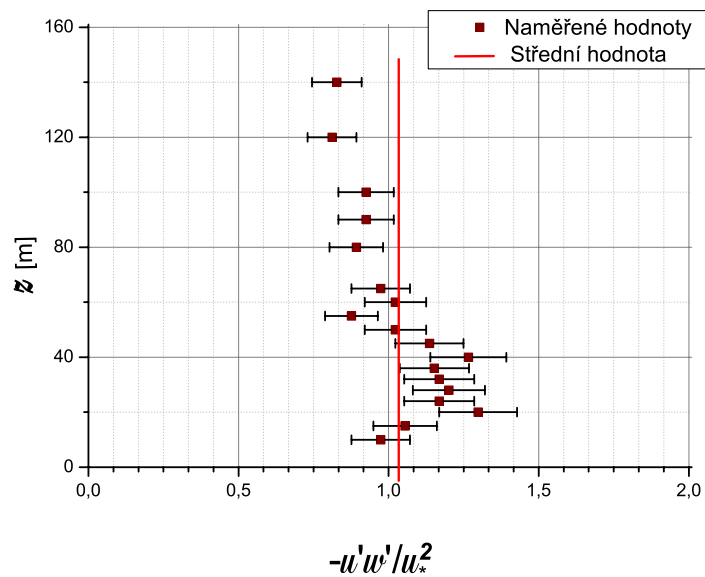
Obrázek 3.2: Mocninový profil střední rychlosti proudění u .



Obrázek 3.3: Vertikální profil intenzity turbulence pro horizontální složku rychlosti proudění u .



Obrázek 3.4: Vertikální profil intenzity turbulence pro vertikální složku rychlosti proudění w .



Obrázek 3.5: Vertikální profil turbulentního tečného napětí $u'w'$ proudění normovaného frikční rychlostí u_* .

3.2 Model městské zástavby

Pro experiment byl vyroben model symetrické městské zástavby tvořené uzavřenými čtvercovými bloky domů se dvory v měřítku 1:200, jehož schéma znázorňuje obrázek 3.7. Modelu byl vyroben z tvrzeného polystyrenu v dílně Aerodynamické laboratoře ÚT AV ČR v Novém Kníně. Nejedná se o model konkrétní zástavby, charakterizuje však běžnou městskou zástavbu činžovních domů vyfotografovanou např. na obrázku 3.6.



Obrázek 3.6: Ortofotomapa čtvrti na pražských Vinohradech východně od náměstí Míru.

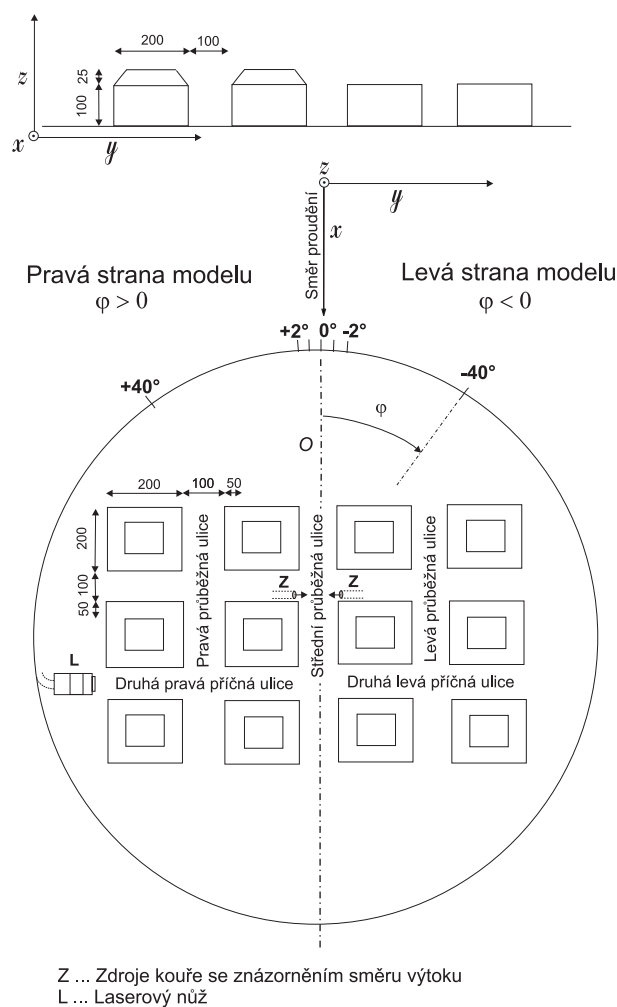
Půdorys a rozměry modelu jsou znázorněny na schématu 3.7. Model byl umístěn na kruhové točně, což umožnilo simulovat libovolný směr nabíhajícího proudění.

Pro usnadnění orientace je model rozdělen na dvě části - pravou stranu a levou stranu dle směru nabíhajícího proudu. Dále jsou jednotlivé ulice pojmenovány dle směru nabíhajícího proudění při úhlu natočení $\varphi = 0^\circ$ (viz schéma 3.7), kterým budeme dále popisovat míru natočení modelu vůči směru nabíhajícího proudění.

Úhel natočení φ je sevřen podélnou osou střední průběžné ulice O a směrem nabíhajícího proudu (ve směru osy x). Zavedme nyní následující konvenci - je-li model natočen více pravou stranou proti směru proudění, úhel natočení φ nabývá záporných hodnot, je-li naopak model natočen více levou stranou proti směru proudění, úhel natočení φ nabývá hodnot kladných. (viz schéma 3.7).

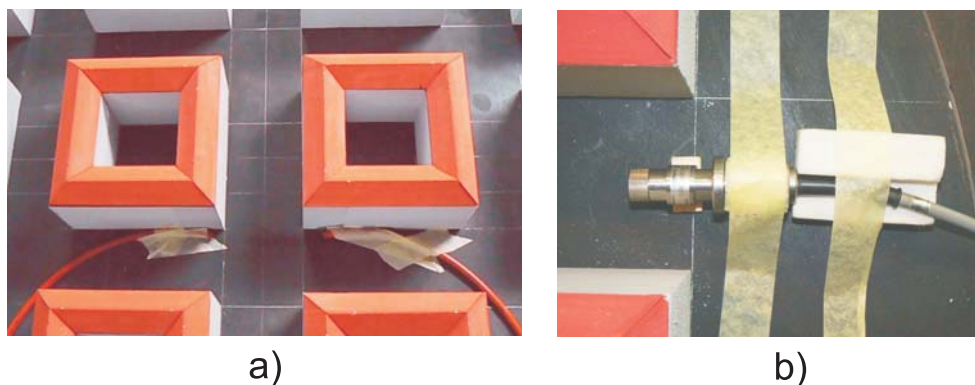
Cílem práce bylo studovat proudění v křižovatce střední průběžné ulice s druhou příčnou ulicí v závislosti na směru nabíhajícího proudu vzduchu. Druhá příčná ulice je dále rozdělena na pravou a levou část vzhledem ke směru proudění.

Výsledky experimentu byly získány pro dva typy zástavby - pro zástavbu domů s plochou střechou a domů se střechou sedlovou.



Obrázek 3.7: Schéma modelu městské zástavby v aerodynamickém tunelu ÚT AV ČR.

Zdroje glycerinového kouře byly umístěny dle schématu do první křižovatky střední průběžné ulice s první příčnou ulicí ve směru proudění. Z důvodu symetrického rozložení koncentrace kouře v průběžné ulici byla z několika variant zvolena konfigurace dvou trysek vytvářejících protiběžné proudy kouře (viz schéma 3.7.a). Laserový nůž byl pro vizualizaci horizontálních složek proudění ve třetině výšky domů umístěn na pravém okraji druhé příčné ulice (viz schéma 3.7.b). Umístění trysek přívodů kouře a laserového nože je na obrázku 3.8, celkový pohled na model v aerodynamickém tunelu je na obrázku 3.9.



Obrázek 3.8: Instalace modelu: a) - umístění zdrojů kouře ve střední průběžné ulici (pohled shora po směru proudění shora), b) - umístění laserového nože v ústí druhé pravé příčné ulice (pohled shora).



Obrázek 3.9: Umístění modelu městské zástavby v aerodynamickém tunelu. V popředí stativ na digitální fotoaparát a traverzový posuvník, v pozadí elementy drsnosti (pohled proti směru proudění).

Kapitola 4

Výsledky experimentu

Výsledky pozorování proudění vzduchu v městské zástavbě byly získány metodou vizualizace (viz část 2.2). Proudění, vizualizované pomocí laserového nože a glycerinového kouře, bylo zaznamenáno digitální fotoaparátem jednak formou klasické fotografie a jednak formou krátkých videosekvencí pořizovaných skrze skleněné stěny měřícího prostoru z vnějšku tunelu i přímo uvnitř měřícího prostoru. Fotografie nám umožňují studium okamžitého stavu proudění zachycením proudnic, které jsou tvořeny stopou světelných paprsků odražených od pohybujících se částic kouře osvětlených laserovým nožem. Videosekvence umožňují naopak zachycení dynamiky a vývoje studovaného proudění.

Konkrétním cílem této práce je kvalitativní studium chování proudění vzduchu v druhé příčné ulici v závislosti na změně úhlu natočení φ , který svírá osa střední průběžné ulice s osou nabíhajícího proudění (viz schéma 3.7). Centrum naší pozornosti bylo směřováno do druhé příčné ulice, protože proudění zde lépe odpovídá proudění v městské zástavbě. Proudění v první příčné ulici je zásadním způsobem ovlivňováno změnou modelovaného povrchu - z elementů drsnosti přechází proud vzduchu na polystyrenové modely domů. Výsledky byly získány pro případ domů s vodorovnými střechami a se střechami sedlovými, které byly na model dodatečně instalovány. Proudění vzduchu v kaňonu druhé příčné ulice bylo při rychlosti $u = 1$ m/s vizualizováno horizontálním řezem ve třetině výšky budov H (v případě modelu se střechami uvažují třetinu výšky bočních stěn) a řezy vertikálními, kolmými na podlahu aerodynamického tunelu a zároveň kolmými na podélnou osu druhé příčné ulice.

4.1 Vizualizace proudění v horizontální rovině

Pro vizualizaci proudění v uličním kaňonu městské zástavby byla použita konfigurace modelu uvedená na schématu 3.7. Proudění bylo pozorováno v rozmezí úhlu nabíhajícího proudu od $\varphi = +10^\circ$ do $\varphi = -55^\circ$ zvláště pro model domů s horizontálními plochými střechami a zvláště pro model se střechami sedlovými, rozdíl

mezi oběma případy však nebyl pozorován. Základní pohled do druhé příčné ulice ukazuje obrázek 4.1. Fotografie byly pořizovány skrze levou skleněnou stěnu měřicího prostoru, což umožnilo využít výrazného dopředného rozptylu laserového světla na částicích kouře (viz obr. 4.1). Z tohoto pohledu byly pořizovány všechny fotografie v této části 4.1.



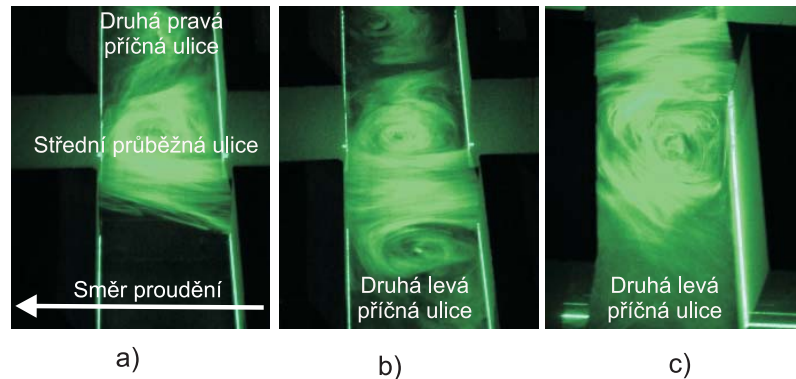
Obrázek 4.1: *Druhá příčná ulice s vizualizovaným prouděním - uprostřed střední průběžné ulice s vyznačenými zdroji kouře (pohled zleva shora do měřicího prostoru).*

Úhel nabíhajícího proudění $\varphi = 0^\circ$

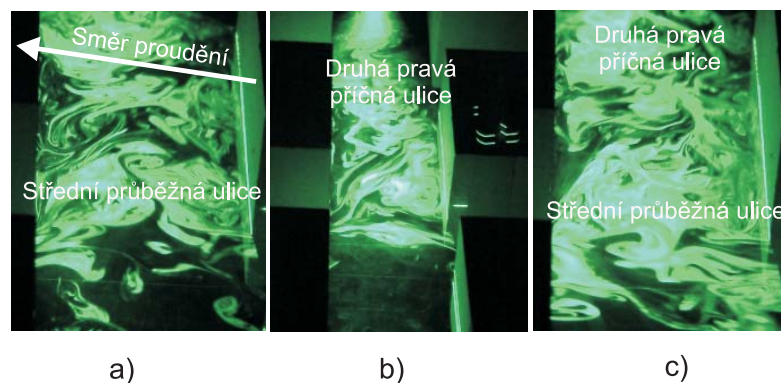
V této výchozí konfiguraci byla osa střední průběžné ulice rovnoběžná s podélnou osou tunelu a směrem proudění. Proudění ve druhé příčné ulici vykazovalo nečekané chování, ze střední průběžné ulice vtékalo střídavě do druhé pravé a druhé levé příčné ulice, přičemž podstatná část proudu vždy zůstávala ve střední průběžné ulici. Toto střídání směru se opakovalo s periodou řádově desítky sekund s velkou setrvačností - proud vzduchu měl tendenci setrvávat ve „vybraném“ směru druhé pravé nebo druhé levé příčné ulice nebo zasahoval obě ulice stejnoměrně. Toto chování proudění znamená velikou citlivost systému na počátečních podmínkách. Proudění je zachyceno na obrázku 4.2.

Věnujme nyní pozornost samotné struktuře proudění v druhé příčné ulici, která byla při této konfiguraci modelu velmi dobře patrná. Proudění mezi dvěma křižovatkami v příčné ulici tvořilo dva protiběžné závětrné víry, přičemž proudnice zdánlivě připomínaly číslici 8 - viz obr. 4.2. Detailní strukturu proudění, které je tvořeno množstvím turbulentních vírů, znázorňuje obrázek 4.3.

Z hlediska odhadu šíření pasívních kontaminantů v tomto proudění (kouř, výfukové plyny, prach) můžeme usuzovat špatné odvětrávání ulic kolmých na nabíhající proudění.



Obrázek 4.2: *Střídavé proudění ze střední průběžné ulice do druhé příčné ulice při úhlu natočení $\varphi = 0^\circ$: a) - proudění do druhé pravé příčné ulice, b) - rovnoměrné rozdělení proudu do druhé pravé a levé příčné a střední průběžné ulice, c) - proudění do druhé levé příčné ulice (pohled zleva shora).*



Obrázek 4.3: *Detailní struktura turbulentního proudění v druhé příčné ulici při úhlu natočení $\varphi = 0^\circ$: a) a c) - detail struktury proudění u křižovatky druhé pravé příčné a střední průběžné ulice, b) - detail proudění v pravé příčné ulici (pohled zleva shora).*

Úhel nabíhajícího proudění od $\varphi = +1^\circ$ do $\varphi = +10^\circ$

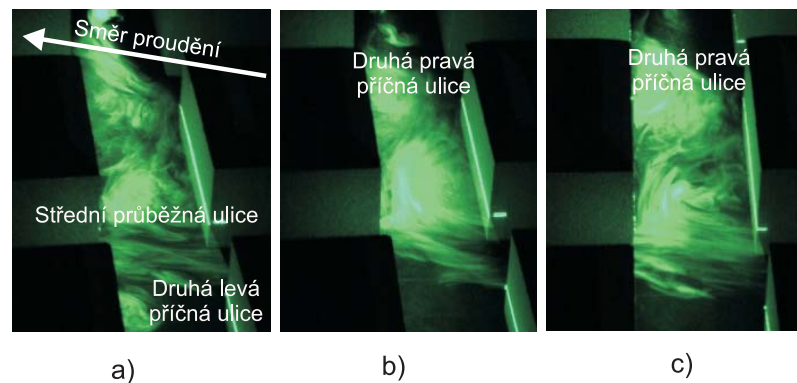
Pro kladné natočení modelu vůči podélné ose proudění byly studovány případy pro hodnoty úhlu $\varphi = +1^\circ$, $\varphi = +2^\circ$, $\varphi = +5^\circ$ a $\varphi = +10^\circ$ opět pro model s vodorovnými střechami a se střechami sedlovými, ale rozdíl mezi oběma případy nebyl

pozorován. Charakteristické tvary proudnic studovaného proudění jsou zachyceny na obr. 4.4 a 4.5

Již malé natočení modelu vůči podélné ose proudění o 1° způsobilo patrné změny v charakteru proudění - ze střední průběžné ulice se proudění rovnoměrně rozdělovalo buď do proudů do druhé pravé a druhé levé příčné ulice, přičemž proudy vždy zčásti zachovával směr osy střední průběžné ulice, nebo proud vtékal pouze do druhé pravé příčné ulice, opět s částí proudy v průběžném směru. Tato tendence se zvyšovala s rostoucím úhlem φ .

Při úhlu natočení $\varphi = +5^\circ$ již proudění vnikalo ze střední průběžné ulice výhradně do druhé pravé příčné ulice, nikoli již do druhé levé příčné ulice. Na křižovatce obou ulic bylo možné pozorovat pulsující turbulentní rozdělování proudů.

Zajímavý jev bylo možné pozorovat při úhlu natočení modelu kolem hodnoty $\varphi = +10^\circ$. Pro hodnoty nižší bylo stále dominantnější proudění v průběžných ulicích. V situaci $\varphi \approx +10^\circ$ začínalo převládat proudění ulicích příčných a to sice z levé strany modelu do části pravé. Téměř veškerý kouř ze střední průběžné ulice byl tímto prouděním strháván do druhé pravé příčné ulice, která byla při této orientaci skloněna po směru nabíhajícího proudy. Ani na křižovatce druhé pravé příčné ulice s pravou průběžnou ulicí nebylo toto proudění významně ovlivňováno proudem z pravé průběžné ulice (viz obr. 4.5). V tomto úhlu se ústí průběžných ulic na návětrné a závětrné straně modelu dostávají do zákrytu, zároveň při rotaci modelu zasahují do směru proudy v průběžných ulicích rohy návětrných stěn domů, které proudy brání ve volném průchodu a směřují proudění do ulic příčných. Je nasnadě uvažovat hypotézu, že hlavním důvodem je zesílení proudění vlivem sestupného strhávání hlavního proudy nad budovami návětrnými stěnami domů, což budeme diskutovat níže.



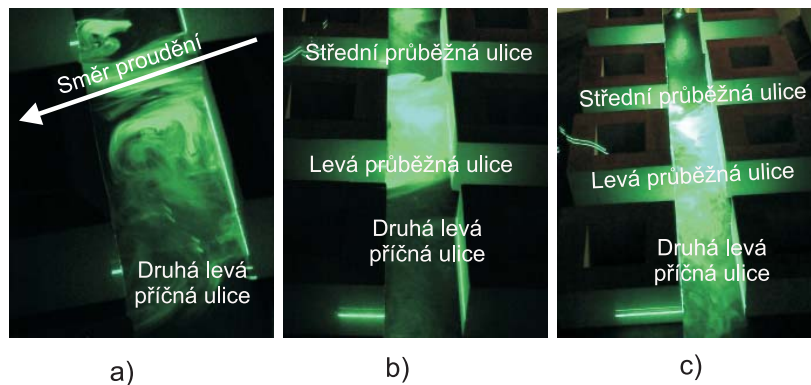
Obrázek 4.4: Proudění v druhé pravé příčné ulici při úhlu natočení $\varphi = +5^\circ$. Patrné je fluktuující střídání proudy na křižovatce druhé příčné a střední průběžné ulice: a) - proud ze rozděljuje do druhé pravé a druhé levé příčné ulice, hlavní částí však zůstává ve střední průběžné ulici, b) - proudění ze střední průběžné ulice do druhé pravé příčné ulice, c) - rozdělení proudy do střední průběžné a druhé pravé příčné ulice (pohled zleva shora).



Obrázek 4.5: Dominantní proudění v druhé pravé příčné ulici při úhlu natočení $\varphi = +10^\circ$ (pohled zleva shora).

Úhel nabíhajícího proudění od $\varphi = -1^\circ$ do $\varphi = -10^\circ$

Tento případ odpovídá předchozí symetrické situaci pro opačný směr otočení modelu. Pro úhel $\varphi \approx +1^\circ$ v tendenci směru proudění začínal převládat směr ze střední průběžné ulice do druhé levé příčné ulice, při úhlu $\varphi \approx -5^\circ$ již proudění ze střední průběžné ulice zasahovalo výhradně do druhé levé příčné ulice. Pro hodnoty úhlu $\varphi > -10^\circ$ proudění v příčných ulicích převládalo nad prouděním v ulicích průběžných. Výsledky jsou shrnuty na obrázku 4.6.

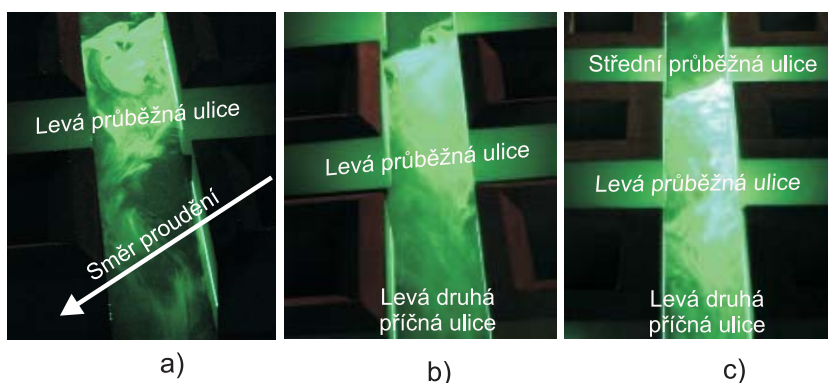


Obrázek 4.6: Charakteristické proudění v druhé levé příčné ulici pro hodnoty úhlu: a) - proud značnou částí zasahuje druhou levou příčnou ulici při úhlu natočení $\varphi = -2^\circ$, b) - proudění ze střední průběžné ulice pouze do druhé levé příčné ulice při $\varphi = -5^\circ$, c) - převládající proudění ve druhé příčné ulici při hodnotě úhlu natočení $\varphi = -10^\circ$ (pohled zleva shora).

Úhel nabíhajícího proudění od $\varphi = -20^\circ$ do $\varphi = -35^\circ$

Při hodnotách úhlu natočení modelu $\varphi = -20^\circ$, $\varphi = -25^\circ$, $\varphi = -30^\circ$ a $\varphi = -35^\circ$ přetrvávalo dominantní proudění v příčných ulicích. Ze střední průběžné ulice byly částice kouře strhávány do druhé pravé příčné ulice a byly unášeny vzniklým kanálovým prouděním¹ ve směru podélné osy druhé příčné ulice i přes křižovatku s levou průběžnou ulicí. Tento relativně stálý proud byl na křižovatkách s průběžnými ulicemi občas přerušen turbulentními fluktuacemi a „vpádem“ proudění z průběžných ulic.

Z hlediska šíření znečištění v uličních kašonech se zdá tato konfigurace ulic vůči převládajícímu směru proudění větru dobře odvětrávaná. Proudění v této situaci je znázorněno na obr. 4.7.



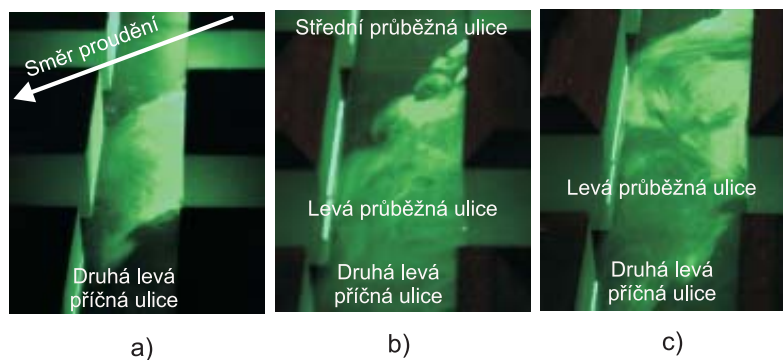
Obrázek 4.7: Dominantní proudění v druhé levé příčné ulici pro hodnotu úhlu natočení $\varphi = -30^\circ$: a) - fluktuace proudu na křižovatce druhé levé příčné a levé průběžné ulice, b) a c) - téměř ustálený proud v druhé levé příčné ulici (pohled zleva shora).

Úhel nabíhajícího proudění od $\varphi = -40^\circ$ do $\varphi = -50^\circ$

Dominantní kanálové proudění v příčných ulicích bylo kolem hodnoty úhlu $\varphi \approx 45^\circ$ rozrušeno prouděním v průběžných ulicích. Při hodnotě $\varphi = 45^\circ$ se model dostal do symetrického uspořádání a proudění se v křižovatkách rovnoměrně rozdělovalo na dva proudy do příčných a průběžných ulic. Toto rozdělování proudů doprovázely turbulentní fluktuace. Ze střední průběžné ulice byl téměř veškerý proud strháván do druhé levé příčné ulice, odkud byl na křižovatce unášen do levé průběžné ulice. Směr proudění je dobře patrný z obrázku 4.8.

Měření pro větší úhly natočení modelu φ nebylo možné, neboť kouř byl ze zdrojů strháván proudem v první příčné ulici, čímž byla vizualizace proudění v druhé příčné ulici znemožněna.

¹Kanálové proudění, ang. **channelling**, je proudění v kašonu ulice bez vertikální složky rychlosti (viz [5]).



Obrázek 4.8: Charakter proudění v druhé levé příčné ulici pro hodnotu úhlu natočení $\varphi = -45^\circ$: a) - proudění ze střední průběžné ulice do druhé levé příčné ulice a následně do levé průběžné ulice, b) a c) - detailní pohled na proudění v druhé levé příčné ulici (pohled zleva shora).

4.2 Vizualizace proudění ve vertikální rovině

V druhé části popisu výsledků této práce se budeme věnovat proudění v druhé příčné ulici vizualizovaném ve vertikální rovině kolmé na podlahu aerodynamického tunelu a zároveň kolmé na podélnou osu druhé příčné ulice.

Proudění bylo studováno pro hodnoty úhlu natočení $\varphi = 0^\circ$ a $\varphi = -20^\circ$ opět pro model domů s vodorovnými střechami a střechami sedlovými. Laserový nůž by pro toto pozorování upevněn na dálkově ovládaném traverzovém posuvníku uvnitř měřicího prostoru, jehož posouvání umožňovalo vizualizovat proudění v mnoha rovnoběžných řezech.

Základním rysem proudění v uličních kaňonech je tvorba závětrného víru, který je tím výraznější, čím je úhel sevřený mezi podélnou osou kaňonu a směrem proudění bližší hodnotě 90° . Pokud je kaňon rovnoběžný se směrem proudění, závětrný vír se netvoří. Ve studovaných případech, kdy byla podélná osa druhé příčné ulice různoběžná se směrem nabíhajícího proudění, bylo mezi domy možno pozorovat mohutný závětrný vír se středem rotace přibližně v těžišti čtvercového průřezu ulice.

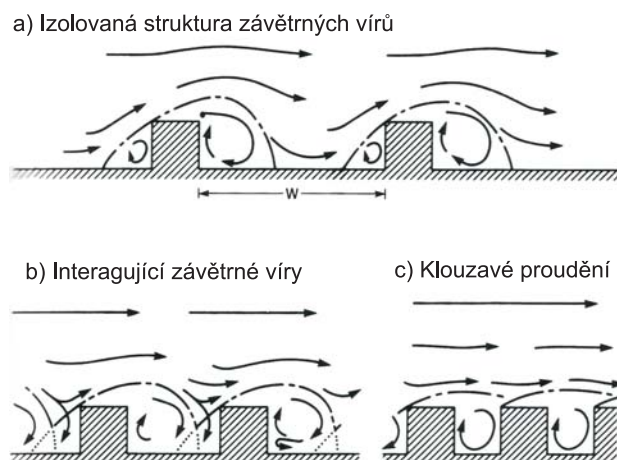
Tvary a chování závětrných vírů jsou v městské zástavbě závislé dle [5] na geometrii studované situace, speciálně na poměru výšky budov H a šířky mezery W mezi nimi po směru proudění.

Pokud jsou budovy relativně vzdálené, tzn. $H/W < 0,4$, struktura proudění kolem těchto budov je téměř schodná s případem, kdy jsou budovy umístěny na volném prostranství (viz obr. 4.9.a).

V uzavřenějším rozmístění budov, tzn. $H/W < 0,7$, se proudění kolem budov navzájem ovlivňuje za vzniku složitých struktur závětrných vírů (viz obr. 4.9.b).

V ještě těsnějším rozmístění hlavní proud vzduchu začíná klouzat nad střechami budov a mezi budovami vzniká závětrný vír nezávislý na hlavním proudu.

Tento vír se tvoří obvykle za hranami překážek, kde je dále udržován sestupnými odchylkami fluktuacemi průběžného proudění (viz obr. 4.9.c).



Obrázek 4.9: Typy proudění v městské zástavbě různé geometrické konfigurace (převzato z [5])

Výše zmíněné typy proudění mezi budovami vznikají v případě, že jsou podélné osy ulic orientované kolmo ke směru větru. Pokud je tato orientace jiná, závětrný vír se začne pohybovat v ose ulice ve směru proudění, což připomíná pohyb vývrtky či šroubovice. Pokud je podélná osa ulice rovnoběžná se směrem nabíhajícího proudění, struktura závětrných vírů je rozrušena prouděním v průběžných ulicích, v kterých vzniká tryskový efekt (dle [5] „jetting effect“), který způsobí, že proudění uličním kaňonu dosahuje vyšší rychlosti, než proudění na volném prostranství.

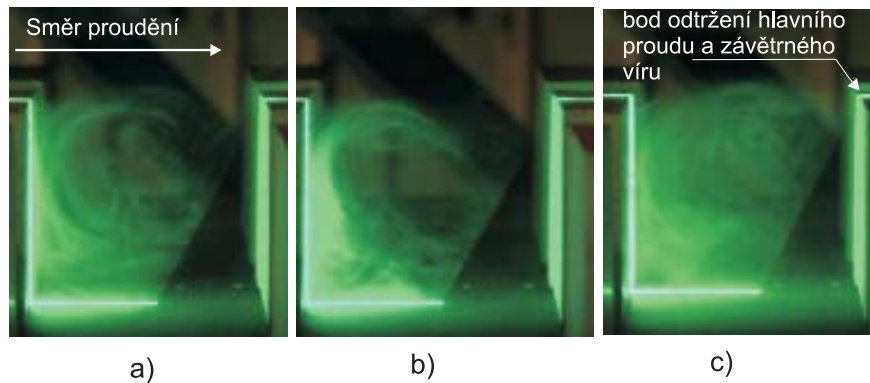
Model s vodorovnými střechami

Pozorování vizualizovaného proudění v druhé příčné ulici potvrdilo výše uvedenou teorii. Model byl postaven s poměrem $H/W = 1$, což odpovídá těsnému rozmístění budov, mezi kterými bylo možné pozorovat typický závětrný vír se zřetelným bodem odtržení od hlavního proudu (obr 4.10.c).

Proměřeny byly situace pro hodnoty úhlu natočení $\varphi = 0^\circ$ a $\varphi = -20^\circ$. V obou případech byla vertikální struktura víru téměř shodná, v případě $\varphi = -20^\circ$ bylo možné pozorovat zmíněný šroubovicový pohyb závětrného víru ve druhé příčné ulici.

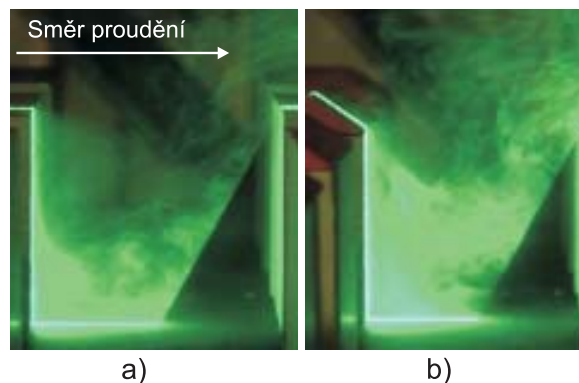
Při pozorování struktury proudění bylo zřejmé, že na návětrných stěnách domů dochází k sestupnému strhávání proudu nad budovami do příčné ulice, což urychlovalo proudění v kaňonu příčné ulice, které bylo dominantnější než proudění v ulicích průběžných. Tento jev jsme již pozorovali při horizontální vizualizaci proudění. Na horních návětrných hranách vodorovných střech byl jasně patrný bod odtržení hlavního proudu a závětrného víru padajícího do ulice.

Nejvyvinutější strukturu závětrného víru bylo možno, dle očekávání, pozorovat za budovami ve střední vzdálenosti mezi sousedními křižovatkami. Pozorování názorně shrnuje obrázek 4.10, na kterém je též znázorněn směr nabíhajícího proudění. Ostatní fotografie v této části byly pořízeny ze stejného místa.



Obrázek 4.10: Závětrný vír mezi domy s vodorovnými střechami v druhé příčné ulici pro hodnotu úhlu natočení $\varphi = -20^\circ$ (pohled zprava do druhé příčné ulice).

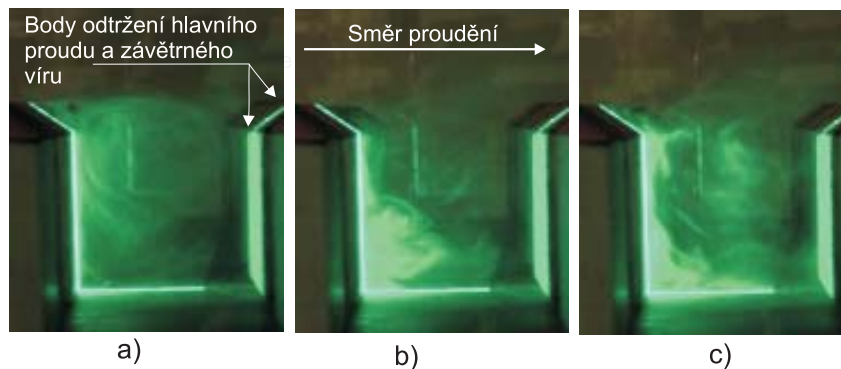
Závětrný vír byl někdy natolik ovlivněn sestupnými fluktuacemi horizontálního proudění nad budovami, že docházelo k jeho úplné destrukci, která způsobila vyplavení kouře z ulice a její odvětrání (znázorněno na obr. 4.11).



Obrázek 4.11: Turbulentní narušení závětrného víru mezi domy v druhé příčné ulici a odvětrání ulice při hodnotě úhlu natočení $\varphi = -20^\circ$: a) - model domů s vodorovnými střechami, b) - vpravo model se střechami sedlovými (pohled zprava).

Model se sedlovými střechami

Přidáním sedlových střech na studované modely jsme zvýšily poměr výšky k šířce budov na hodnotu $H/W = 1,25$, čímž jsem dostali ještě těsnější konfiguraci. Základní pozorování je téměř shodné s předchozím případem. Při bližším pohledu



Obrázek 4.12: Závětrný vír mezi domy se sedlovými střechami v druhé příčné ulici pro hodnotu úhlu $\varphi = -20^\circ$: a) - hlavní závětrný vír se znázorněnými body odtržení od hlavního proudu, b) a c) - složitá struktura dílčích závětrných vírů u paty domu a dolní hrany sedlové střechy (pohled zprava).

však zjistíme, že je možné v druhé příčné ulici pozorovat složitější strukturu vírů, která v předchozím případě nebyla tak zřetelně patrná.

Vedle hlavního rotoru se v ulici vytvářely ještě dílčí víry za hranou střech a u paty domů. Střechy zároveň rozšiřovaly oblast turbulentního mísení horizontálního proudění nad domy se šroubovicovým prouděním v ulicích (viz obrázek 4.12). Patrné byly dva body odtržení hlavního proudu od závětrných vírů - na hřebenu střechy a na její spodní návětrné hraně (viz obr. 4.12.a). Vznikal složitý systém navzájem interagujících závětrných vírů.

Již zmíněné odvětrání ulice bylo pozorováno i v tomto případě (viz obr. 4.11).

Podíváme-li se na situaci opět z hlediska znečištění v ulicích (konkrétně např. dopravou), studovaná konfigurace budov je zcela nevhodná, neboť závětrný vír udržuje kontaminanty mezi budovami. Podrobným rozložením koncentrace znečištění v podobném případě se zabývá např. práce [6].

Závěr

Tato bakalářská práce stručně shrnula teoretický základ potřebný k fyzikálnímu modelování mezní vrstvy atmosféry z několika pramenů. Základním tématem práce byl kvalitativní odhad proudění vzduchu v městské zástavbě v závislosti na směru nabíhajícího proudění, což odpovídá modelování mezní vrstvy atmosféry velikosti mikroměřítko. Experimentální výsledky byly získány pro model městské zástavby v aerodynamickém tunelu ÚT AV ČR v Novém Kníně.

V experimentu byly použity elementy drsnosti pro vývoj modelové mezní vrstvy studované v práci [7], dle které použitá modelová mezní vrstva uspokojivě odpovídá reálné mezní vrstvě v centru městské zástavby (podle [8] či [9]). Shodu prokázal naměřený průběh vertikálních charakteristik proudění (rychlost, intenzita turbulence a turbulentní tečné napětí). Měření parametrů vlastní modelové mezní vrstvy by bylo již mimo rozsah této práce.

Proudění vzduchu v symetrické městské zástavbě s navzájem kolmými ulicemi bylo studováno metodou vizualizace. Vizualizace proudění byla provedena ve druhé příčné ulici (viz schema 3.7) v horizontálním řezu ve třetině výšky stěn budov a v několika řezech vertikálních, kolmých na podlahu tunelu a podélnou osu druhé příčné ulice. Proudění bylo studováno pro různá natočení modelu vůči směru nabíhajícího proudění a zvlášť pro situaci domů s vodorovnými střechami a se střechami sedlovými.

Byla zjištěna velká citlivost systému na počáteční podmínky, tj. na natočení modelu vůči směru nabíhajícího proudění. Pozorované proudění odpovídalo zjištěným poznatkům o vlastnostech proudění v městské zástavbě uvedeným např. v [5]. Zajímavé bylo pozorování šroubovicového pohybu vzduchu ulicích příčných ke směru nabíhajícího proudění, jehož vznik jsme se pokusily dále diskutovat. Ukázalo se, že zatímco na horizontální proudění ve spodní třetině výšky budov nemá tvar střechy zásadní vliv, ve vertikální složce proudění sedlové střechy způsobují, v porovnání se střechami vodorovnými, složitější konfiguraci závětrných vírů. Proudění odpovídalo též dle [5] konfiguraci modelu, tj. poměr výšky budov ku šířce ulice.

Z hlediska odhadu šíření znečištění v ulicích městské zástavby vykazovala zvolená konfigurace výšky budov a šířky ulic velmi špatné vlastnosti. Částice použitého glycerinového kouře byly ve vertikálním řezu závětrnými víry udržovány v ulici, z čehož lze usuzovat i vyšší koncentrace znečištění, produkovaného

např. dopravou (totéž potvrzují např. výsledky práce [6]). V reálné symetrické městské zástavbě studované konfigurace by pravděpodobně docházelo k největšímu rozptylu kouře ze zdrojů v ulicích v horizontálním řezu mezi hodnotami úhlu natočení, který svírá směr nabíhajícího proudění a podélná osa ulic orientovaných po směru proudění, od $\varphi \approx \pm 10^\circ$ do $\varphi \approx \pm 35^\circ$. V takovém případě by hypoteticky mělo docházet k nejpříznivějšímu rozptylování znečišťujících látek.

Výsledky této práce jsou pouze kvalitativní. Abychom získaly výsledky charakterizující proudění kvantitativně, bylo by třeba řádného proměření charakteristik proudění a koncentrací znečištění sofistikovanými metodami - např. metoda měření koncentrací uvedená v [6] či v [7]. Dále bychom museli lépe modelovat zdroje znečištění, aby odpovídaly reálné situaci. Kvalitativní odhad vlastností proudění nám však přináší základní představu o složitosti celého systému a umožňuje vytipování situací vhodných pro další a podrobnější studium.

Literatura

- [1] Fenger. J., Hertel O., Palmgren F.: *Urban Air Pollution-European Aspects*, Kluwer Academic Publisher, Dordrecht, 1998.
- [2] Jaňour Z.: *Modelování mezní vrstvy atmosféry*, Karolinum, Praha, 2001.
- [3] Bednář J., Zikmunda O.: *Fyzika mezní vrstvy atmosféry*, Academia, Praha, 1985.
- [4] Pechala F., Bednář J.: *Příručka dynamické meteorologie*, Academia, Praha, 1991.
- [5] Oke T.R.: *Boundary Layer climates*, Routledge, Cambridge, 2001.
- [6] Bezpalcova K.: *Odhad rozložení koncentrací od liniového zdroje v kaňonu ulice metodou fyzikálního modelování*, diplomová práce, MFF UK, Praha, 2002.
- [7] Bezpalcova K.: *Modelování substituentů otravných látek na modelu Staroměstského náměstí v Praze*, Výzkumná zpráva ÚT AV ČR č. Z-1390/06, Praha, 2006.
- [8] ASCE: *Manual of Practice for Wind Tunnel Studies of Buildings and Structures*, American Society of Civil Engineers, Aerospace Division, 1995.
- [9] Cermak J., Davenport A., Plate J., Viegas D.: *Wind Climate in Cities*, Kluwer Academic Publisher, Dordrecht, 1995.

Internetové odkazy

- [10] Český statistický úřad: ČSÚ/Služby/Doprava a spoje (2007)
http://vdb.czso.cz/vdbtab/tablist.jsp?kapitola_id=40