

Ing. Štěpán NOSEK, Ph.D.
AV ČR,
Ústav Termomechaniky

Modelování mezní vrstvy atmosféry v aerodynamických tunelech (2. část)

Modeling of Atmospheric Boundary Layer in Aerodynamic Tunnels (2nd part)

Recenzent:

Ing. Tomáš Hyhlík, Ph.D.

Druhá část článku je zaměřena na modelování turbulence nacházející se v mezní vrstvě atmosféry, především v tzv. přízemní vrstvě. Navazuje popis problematiky okrajových podmínek a parametrů charakterizujících simulovanou mezní vrstvu. Závěrem jsou popsány konkrétní metody simulace a dva základní typy používaných aerodynamických tunelů.

Klíčová slova: mezní vrstva atmosféry, aerodynamický tunel, fyzikální modelování, turbulence

Second part of the article deals with modelling of turbulence occurring at atmospheric boundary layer, namely at surface layer. The issues of boundary conditions and simulated boundary layer characteristic parameters follow. Finally, the methods and two types of wind tunnels specifically used for simulation are described.

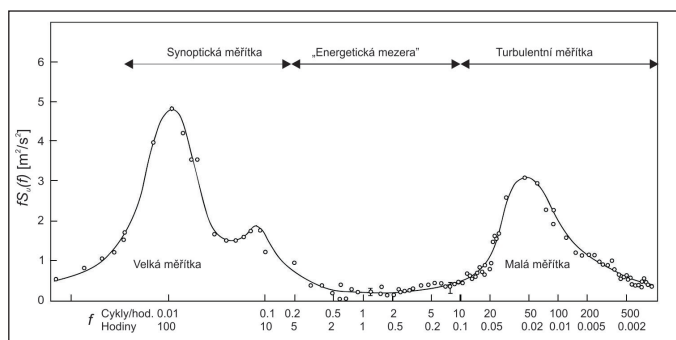
Key words: atmospheric boundary layer, wind-tunnel, physical modeling, turbulence

ÚVOD

V 1. části článku [1] byly uvedeny základní pojmy a principy fyzikálního modelování mezní vrstvy atmosféry (MVA) v aerodynamických tunelech, přičemž hlavním tématem byla podobnostní kritéria, pro fyzikální modelování klíčová. Jejich rozbor však ukázal, že s ohledem na současnou technickou vyspělost aerodynamických tunelů lze některá kritéria podobnosti splnit pouze za předpokladu určitých podmínek a zjednodušení (např. zanedbání Coriolisovy síly, předpoklad neutrální stability v atmosféře). Nejvýznamnější z těchto zjednodušení se týká Reynoldsova kritéria. Byly zmíněny tři hypotézy jak Reynoldsovo kritérium splnit, především tzv. Townsendova hypotéza nezávislosti na Reynoldsově čísle, která se v modelování MVA používá nejčastěji. Podle této hypotézy je proudění v MVA (v případě neutrální stability a zanedbání Coriolisovy síly) nezávislé na Reynoldsově čísle, pokud je toto číslo dostatečně velké. Avšak, jak už bylo zmíněno v 1. části článku [1], stanovení dostatečné velikosti Reynoldsova čísla je závislé na mnoha podmínkách modelované oblasti. Ve 2. části článku se budeme podrobněji věnovat této problematice, se kterou úzce souvisí modelování turbulence a charakteristiky MVA.

TURBULENCE V MVA

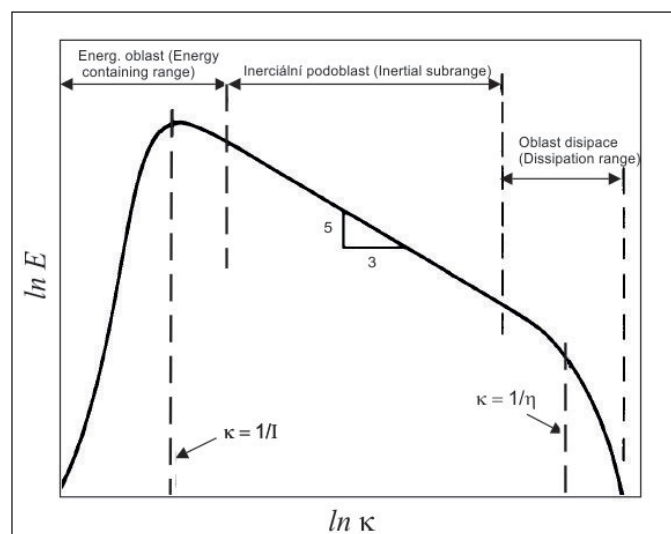
Townsend přišel s hypotézou nezávislosti na Reynoldsově čísle v roce 1956 [2]. Dodnes bylo uskutečněno mnoho experimentů, které prokázaly, že bezrozměrné střední hodnoty funkcí turbulentních charakteristik závisí pouze na bezrozměrných souřadnicích a v nestacionárním přípa-



Obr. 1 Spektrum složky rychlosti větru v podélném směru $fS_u(f)$ ve výšce 100 m nad povrchem země u Národní laboratoře v Brookhavenu (Brookhaven National Laboratory) [3]

dě na bezrozměrném čase, nezávisí však na Reynoldsově čísle, jeli toto číslo dostatečně velké. Jsou však zde dvě výjimky: 1) funkce, týkající se velmi malých měřítek struktur turbulence (např. těch, které jsou zodpovědné za vazkou disipaci energie) a 2) proudění nacházející se velmi blízko stěn (podmínka nulové rychlosti na stěně je známa jako „vazká“ omezující podmínka). Viskozita má velmi malý vliv na hlavní strukturu uvnitř turbulentního proudění. Její hlavní vliv je omezen na disipaci malých vírů, při které se přeměňuje mechanická energie v teplo.

Pro lepší pochopení modelování turbulence MVA si popíšeme její energetické spektrum. Na obr. 1 je ukázáno spektrum podélné složky rychlosti větru $fS_u(f)$ (f značí frekvenci a S_u spektrální funkci podélné složky rychlosti u) ve výšce 100 m nad zemí změřené v roce 1957 Van der Hovenem [2] u Národní laboratoře v Brookhavenu. Na vodorovné ose jsou naznačeny velikosti vírů z hlediska časové periody (v hodinách) a frekvence změny rychlosti větru. Malé víry mají menší časové periody (vyšší frekvence) než víry velké. Na svislé ose je vyneseno přidělení celkové kinetické energie od konkrétního víru dané velikosti. Vrcholky v grafu ukazují, které velikosti vírů mají největší podíl na kinetické energii. Vrchol nejvíce vlevo (nejvyšší) s periodou kolem 100 hodin odpovídá změnám rychlosti větru způsobenými rozložením a pohyby tlakových útvarů



Obr. 2 Náčrt energetického spektra turbulence podle [3] s vyznačením charakteristických oblastí podílejících se na energetické kaskádě a s vyznačením integrálního měřítko l a mikroměřítko η

v atmosféře. Druhý vrchol s periodou kolem 24 hodin, znázorňuje nárůst rychlosti větru během dne a pokles během noci. Tyto dva vrcholy spadají do oblasti velkých pohybových měřitek (v meteorologii je užíván pojem „synoptických měřitek“). Poslední vrchol, nacházející se nejvíce vpravo, odpovídá změnám rychlosti větru s periodou přibližně od 10 minut do 10 sekund a charakterizuje turbulenci větru. Tato oblast spadá do kategorie malých pohybových měřitek (turbulentních), jež jsou ovlivněny drsností povrchu, krajinnými prvky (hory, řeky) a střídavým ohříváním zemského povrchu. Díky mezeře ve spektru, která je definována oblastí s periodou kolem jedné hodiny, je možné uvažovat výše uvedené oblasti pohybových měřitek za vzájemně nezávislé a tudíž je lze analyzovat odděleně. Oblast malých měřitek pohybů (turbulence) je právě tou, která se modeluje v aerodynamických tunelech. Průměrování fluktuací na modelu přibližně odpovídá periodě jedné hodiny v reálné atmosféře (během které je zachována stacionárnost střední hodnoty rychlosti a směru větru).

Na obr. 2 je znázorněno energetické spektrum turbulence (tedy oblasti malých pohybových měřitek) dle Wyngaarda [3], kde je namísto frekvence, f , použito vlnové číslo, $\kappa = 2\pi f/U$, kde U je střední rychlost proudění (funkce spektra $S_u(f)$ na obr. 1 je jednorozměrná – jedna složka rychlosti, kdežto spektrum E na obr. 2 je trojrozměrné). Budeme se tedy nadále zabývat délkovými měřítky. Všimněme si integrálního měřítka l a mikroměřítka η (též nazývané jako Kolmogorovo). Integrální měřítka lze považovat za charakteristický rozměr vírů obsahující energii a nacházející se na vrcholu trojrozměrného spektra. Mikroměřítka lze chápat jako charakteristický rozměr těch nejmenších vírů nacházejících se v turbulentním proudění, které jsou zodpovědné za disipaci, turbulentní kinetické energie (ε). Poměr integrálního měřítka a mikroměřítka potom definuje rozsah spektra nebo velikost vírů v turbulentním proudění. Pohyby velkých vírů vytváří oblasti smykového napětí. Dle teorie tzv. energetické kaskády se největší víry rozpadají a předávají energii vírům menším. Tyto menší víry procházejí podobným procesem rozpadu a přenášejí svou energii na stále menší víry. Energetická kaskáda pokračuje, dokud není dosažena přímá disipace energie těch nejmenších vírů v teplo. Tento proces je prakticky naznačen na obr. 2.

Na otázku, zdali je možné porovnat spektrum turbulence vytvořené v aerodynamickém tunelu s turbulencí nacházející se v reálné atmosféře, nám pomůže odpovědět vliv Reynoldsova čísla na energetické spektrum turbulence. Pro dané turbulentní proudění znamená pokles Reynoldsova čísla pokles rozpětí části spektra s vysokými frekvencemi, zatímco pokles rozpětí v oblasti s víry obsahující převážnou část energie se mění velmi málo (viz obr. 3).

Pokud chceme výše uvedené vyjádřit kvantitativně, využijeme experimentálně i teoreticky prověřené tendence v turbulentním proudění vytvořeného mřížkou. Jak již bylo zmíněno, dobrým měřítkem pro rozsah spektra turbulence je poměr integrálního měřítka l , ke Kolmogorově mikroměřítku η , jak uvádí Corrsin v [6]:

$$\frac{l}{\eta} \propto Re^{3/4} \quad (1)$$

kde Re je tzv. „mřížkové“ Reynoldsovo číslo určené z rychlosti volného proudu U před vstupem do mřížky a velikost otvoru M v mřížce. Jak l tak i η by v ideálním případě měly být redukovány na modelu (např. poměrem geometrických

měřitek) tak, aby si navzájem odpovídala spektra na modelu a díle. To však znamená rovnost mezi Reynoldsovými čísly na modelu a díle. Rovnice (1) lze použít pro porovnání spektra na díle (d) se spektrem na modelu (m) podle rozměrové analýzy

$$\left(\frac{l/\eta}{l/\eta}\right)_m = \left(\frac{Re_m}{Re_d}\right)^{3/4} = \left(\frac{L_m}{L_d}\right)^{3/4} \quad (2)$$

kde předpokládáme, že poměr rychlosti k viskozitě je jak na modelu, tak na díle přibližně stejný. Veličina L v rovnici (2) značí charakteristickou délku úlohy, např. výšku budovy nebo velikost otvoru v mřížce. Tudíž, při měřítku 1:1000 je spektrum o šířce sedmi dekád „modelováno“ spektrem o šířce čtyři a půl dekády, což znamená radikální snížení šířky spektra. Nicméně poznatky z generování turbulentního proudění mřížkou ukazují, že dojde pouze k redukci části spektra s vysokou frekvencí. Vliv této redukce na hlavní strukturu modelovaného turbulentního proudění tak lze prakticky zanedbat. Corrsin [6] experimentálně ověřil, že ve fixní vzdálenosti x/M od mřížky po směru proudění je poměr l/M téměř nezávislý na Reynoldsově čísle. Podobně lze při jiných geometriích proudění očekávat, že poměr l/L bude v odpovídajících oblastech geometrie přibližně nezávislý na Reynoldsově čísle, např.

$$\frac{l_d}{L_d} \cong \frac{l_m}{L_m} \quad (3)$$

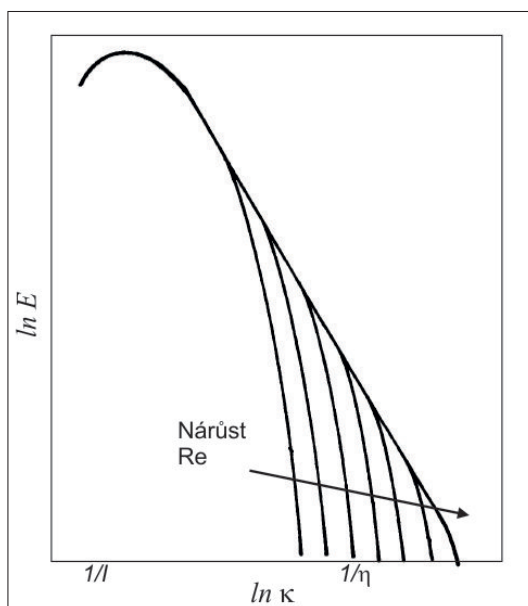
Ve skutečnosti integrální měřítka l , odpovídá zhruba polovině charakteristické délky L , a je nezávislé na Reynoldsově čísle v širokém rozsahu druhů turbulentních proudění.

Pokud sloučíme rovnice (1) a (3), získáme

$$\frac{\eta_d}{\eta_m} \cong \frac{l_d}{l_m} \left(\frac{L_m}{L_d}\right)^{3/4} \cong \left(\frac{L_d}{L_m}\right)^{1/4} \quad (4)$$

Stručně řečeno, vztah (4) ukazuje, že integrální měřítka se snižují s první mocninou geometrického měřítka L , kdežto Kolmogorova měřítka pouze s mocninou jedné čtvrtiny. Na rozptýl kontaminantu v atmosféře se tak podílejí největší víry. Víry menší, než je šířka oblaku kontaminantu, mají na rozptýl bezvýznamný vliv. Z toho vyplývá, že nesoulad Reynoldsových čísel mezi modelem a dílem je bezvýznamný, pokud je Reynoldsovo číslo dostatečné k zajištění plně vyvinutého turbulentního proudění. Tím jsme i nepřímo potvrdili Townsendovu hypotézu.

Uvedme zde praktický příklad, který více objasní výše uvedenou problematiku. V atmosféře ve výšce od 1 do 100 m nad zemí odpovídá Kolmogorovo mikroměřítka 1 mm, jak uvádí Lumley a Panofsky [7]. Pokud budeme uvažovat model v měřítku 1:500, pak by podle rovnice (2) měla modelovaná šířka spektra být přibližně o dva řády menší než v reálné atmosféře. Tedy, modelované Kolmogorovo mikroměřítka o velikosti 1 mm bude odpovídat 100 násobně větší hodnotě v reálné atmosféře. Nicméně, lze si jednoduše představit, že při praktických problémech vyskytujících se v reálné atmosféře mají víry menší jak 10 cm zanedbatelný vliv na rozptýl kontaminantu.



Obr. 3 Vliv Reynoldsova čísla na energetické spektrum turbulence [5]

OKRAJOVÉ PODMÍNKY

Nabíhající proud vzduchu na model by měl především simulovat odpovídající intenzitu a spektrum turbulence, a to pro každou složku rychlosti. Další okrajovou podmínkou je zachování geometrické podobnosti mezi modelem a dílem. Otázkou však je, jak velký detail je zapotřebí. Z pohledu přesného dodržení podobnosti je zřejmé, že je potřeba zahrnout jakýkoliv detail. Nicméně, s přihlédnutím k faktu, že Reynoldsovo číslo nebude striktně dodrženo, nebude potřeba ani příliš velkých detailů. Jensen v roce 1958 [8] navrhl, že pokud může být na díle určen parametr drsnosti z_0 (nebo alespoň odhadnut), pak by měl být škálován podle následujícího vztahu

$$\frac{z_{0m}}{z_{0d}} = \frac{L_m}{L_d} \quad (5)$$

Parametr drsnosti z_0 je považován za fiktivní délkové měřítko, které definuje tzv. efektivní výšku drsných elementů na zemském povrchu (např. různé výčnělky, vegetace, budovy). Pro tuto efektivní výšku platí okrajová podmínka, že rychlost proudění v této hladině je rovna nule. Pro rovnoměrně rozmístěná písková zrna o velikosti ξ odpovídá parametr drsnosti $z_0 = \xi/30$. Rovnice (5) je známá jako Jensenovo kritérium, podle kterého se stanovuje nutná velikost reprodukovatého detailu. Pokud je detail menší než ξ bude mít na celkové proudění zanedbatelný vliv, takže jeho reprodukce na modelu není potřebná. Detaily o velikosti kolem ξ je potřeba reprodukovat přibližně (např. náhodným rozložením zrnek písku). V případech velké redukce měřítka bude potřeba od Jensenova kritéria opustit, jak bude pojednáno v následujících odstavcích.

Proudění tekutiny blízko hladkého povrchu není nezávislé na Reynoldsově čísle. Podmínka nulové rychlosti na povrchu je následkem vazkosti tekutiny. V přímém kontaktu s povrchem se nachází vazká podvrstva, ve které jsou dominantní vazká napětí. Pokud je povrch zdrsňen tak, že nerovnosti přesahují výšku vazké podvrstvy, jež by se nacházela nad hladkým povrchem při stejném proudění, vazká napětí se stanou zanedbatelná. Nerovnosti se potom chovají jako „neaerodynamické předměty“, které především vytváří aerodynamický odpor (odpor vzniká na základě tlakového rozdílu, místo přítomnosti vazkých napětí). Právě takovýto povrch se nazývá aerodynamicky drsným povrchem a proudění nad takovýmto povrchem je nezávislé na Reynoldsově čísle. Kritérium, které zaručuje aerodynamicky drsné proudění je tzv. frikční Reynoldsovo číslo. Podle Snydera a kol. [9] je zaručeno aerodynamicky drsné proudění, pokud je frikční Reynoldsovo číslo větší nebo rovno jedné:

$$\frac{u_* z_0}{\nu} \geq 1 \quad (6)$$

kde u_* značí frikční rychlost a ν kinematickou viskozitu vzduchu. Čím vyšší je výška drsných elementů a čím vyšší je horizontální rychlost větru nad povrchem (pokud budeme uvažovat neměnnost směru proudění s výškou), tím větší je smykové napětí a vertikální tok horizontální hybnosti. Frikční rychlost tak určuje míru vertikálního toku horizontální hybnosti v přízemní vrstvě MVA. S vrůstající frikční rychlostí roste jak produkce mechanické turbulence (způsobenou povrchovými nerovnostmi), tak i rychlost směšování hybnosti, energie a polutantů z vyšších vrstev do nižších. Tento proces probíhá i v opačném směru (z nižších vrstev do vyšších).

Výše uvedená podmínka (6) je velkým štěstím pro modelování MVA, neboť proudění v atmosféře je téměř vždy aerodynamicky drsné. Pokud podmínky proudění zaručují splnění vztahu (6), lze s jistotou tvrdit, že mezní vrstva je turbulentní. Odtržení vírů a úplavy za překážkami a přechody, odtržení a opětovné přilnutí mezních vrstev k topografickým po-

vrchům se bude s Reynoldsovým číslem (pokud bude splněn vztah (6)) měnit velmi málo. Při dosažení kritického frikčního Reynoldsova čísla se tedy mezní vrstva na modelu stává kvalitativně srovnatelnou s mezní vrstvou v reálné atmosféře.

Při velmi velké redukci měřítka nebude možné zároveň splnit jak Jensenovo kritérium, tak nezávislost na Reynoldsově čísle. Kritérium kritického frikčního Reynoldsova čísla je bezpochyby nejdůležitějším kritériem, neboť stanovuje kvalitu proudění.

CHARAKTERISTIKA SIMULOVANÉ MVA

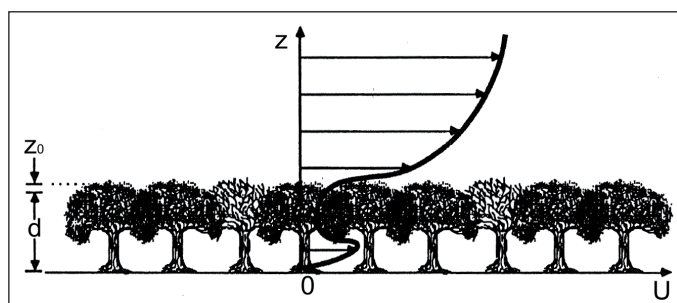
Zopakujme si, že základním principem fyzikálního modelování MVA je vytvoření mezní vrstvy na stěně aerodynamického tunelu, která by se s reálnou MVA měla shodovat minimálně v následujících charakteristikách: středním profilu rychlosti, intenzitě a spektru turbulence. Pokud jsou k dispozici naměřená data z reálného prostředí, je samozřejmě nejvhodnější je použít. Avšak tato data většinou dostupná nejsou, takže musí být vybrán některý z dříve navržených modelů pro simulování MVA. Pro jeho výběr, např. pokud chceme simulovat rozptyl polutantů z komína, by nám měli napomoci odpovědi na následující otázky: jaká je typická tloušťka MVA? Jaké jsou vhodné parametry popisující stabilitu atmosféry a jaké jsou to hodnoty? Jak se mění spektrum turbulence v závislosti na stabilitě, výšce nad zemí, apod.? Vzhledem k rozsahu článku odpovíme pouze na 1. otázku pro případ tzv. adiabatické MVA, kde je uvažováno neutrální zvrstvení.

I pro případ neutrálního zvrstvení MVA není určení tloušťky jednoduché. V 1. části článku [1] jsme si uvedli, že tloušťka MVA δ dosahuje 500 až 2000 m, v závislosti především na topografii terénu. Za dřívější standard se uvažovalo δ jako funkce pouze parametru drsnosti z_0 v rozmezí od 300 m při $z_0 = 0,03$ m do 600 m při $z_0 = 3$ m. Následovala další odvození, nicméně neexistovala mezi nimi shoda. V rámci nepřesnosti výpočtů a měření (a také vzhledem k literární rešerši provedenou Counihanem [11]) bylo prokázáno, že pro simulovanou tloušťku MVA by δ nemělo přesáhnout 600 m a pokud nejsou dostupná specifická měření, mělo by odpovídat přibližně této hodnotě. V případě modelování MVA je δ v porovnání s výškou modelu dostatečně velké, tudíž jeho přesné stanovení obvykle není nutné.

Tloušťka přízemní vrstvy δ_p , ve které je střední profil rychlosti popsán logaritmickým zákonem (a ve které předpokládáme výše uvedený konstantní směr větru s výškou), je obecně uvažována v rozmezí 10 až 20 % z δ . Counihan [11] navrhl jako přiměřenou hodnotu průměrné tloušťky přízemní vrstvy $\delta_p = 100$ m. V rozmezí $1,5 h_f \leq z \leq 0,15 \delta$ (h_f je průměrná výška elementů drsnosti) lze parametr drsnosti z_0 stejně tak i frikční rychlost u_* odvodit ze středních profilů rychlosti dané logaritmickým zákonem:

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{k} \ln \frac{z - d}{z_0} \quad (7)$$

kde z značí výšku nad terénem, U střední rychlost ve výšce z , k von Karmánovu konstantu a d tzv. pošinovací délku, která vyjadřuje posunutí hladiny nulové rychlosti od hladiny povrchu země do výšky zmíněné drsné vrstvy (viz obr. 4). Typické hodnoty parametru drsnosti z_0 se mění podle druhu povrchu, jak je uvedeno v tabulce 1 podle Simia a Scanlana [12]. Je nutno poznamenat, že hodnoty z_0 uvedené v tab. 1 jsou pro předměstí, města a velké aglomerace mimořádně malé a poukazují na fakt, že Simiu a Scanlan neuvažovali pošinovací délku d . Mnoho autorů (např. Davenport [10]) navrhuje hodnoty z_0 pro městskou zástavbu od 1 do 5 m, v závislosti na zvolené pošinovací délce d . Dále, je dobře známo, že z_0 se může měnit s rychlostí větru, pokud se jedná o otevřený



Obr. 4 Vertikální profil rychlosti U jako funkce výšky z , nad lesním porostem. Výška lesního porostu zde působí jako fiktivní povrch posunutý o vzdálenost d (pošivovací délku) nad skutečným povrchem. z_0 zde značí parametr drsnosti [14]

oceán, vysokou travu a stromy. Pasquill [13] citoval důkaz, že v centru Londýna (odpovídající velkým elementům drsnosti) se z_0 zvyšovalo (a naopak d snižovalo) se zvyšující se rychlostí větru. Pravděpodobnou příčinou byla vysoká intenzita turbulence způsobená budovami.

Tab. 1 Hodnoty z_0 pro různé druhy povrchů [12]

Typ povrchu	z_0 (cm)
Písek	0,01 až 0,1
Moře	0,0003 ^a až 0,5 ^b
Sníh	0,1 až 0,6
Posekaná tráva	0,1 až 0,1
Stepní tráva	1 až 4
Vysoká tráva	1 až 4
Porost z borovic (stř. výška stromů 15 m, 1 strom na 10 m ²)	90 až 100
Předměstí	20 až 40
Centra měst	35 až 45
Centra velkých měst	60 až 80 ^c
(a)	Rychlost větru ve výšce 10 m nad povrchem = 1,5 m/s
(b)	Rychlost větru ve výšce 10 m nad povrchem > 1,5 m/s
(c)	Mimořádně malé hodnoty (viz text)

Pro typy terénů, kde z_0 je menší než přibližně 0,2 m, se pošivovací délka d zanedbává. Simiu a Scanlan [12] navrhuji výpočet d pro města podle následujícího vzorce

$$d = H - \frac{z_0}{k} \quad (8)$$

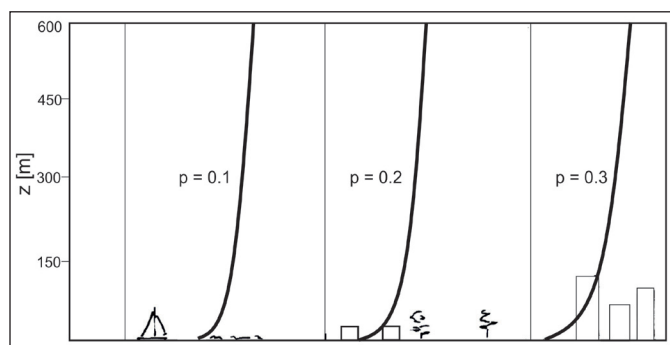
kde H je průměrná výška budov. Ke vztahu (8) je potřeba poznamenat, že velmi závisí i na hustotě zástavby, nejenom na výšce H .

Střední profil rychlosti skrz celou MVA o tloušťce δ lze adekvátně vyjádřit mocniným zákonem:

$$\frac{U}{U_\infty} = \left(\frac{z}{\delta} \right)^p \quad (9)$$

kde U_∞ značí rychlost proudění ve výšce odpovídající tloušťce MVA, δ , a U je rychlost ve výšce z . Tento výraz je populární v inženýrské praxi, neboť je velmi praktický. Davenport [10] tvrdí, že celková spolehlivost mocninného zákona je minimálně na stejné úrovni jako mnohé sofistikovanější výrazy a ukázal jeho možnou aplikaci nejen pro geostrofické proudění, ale i pro mírné proudění v případech jak neutrálně tak nestabilně vrstvené atmosféry.

Na obr. 5 je zobrazena závislost vertikálních profilů rychlosti větru na typizovaných drsnostech povrchu podle Snydera [5]. Exponent p se mění přibližně od hodnoty 0,1 nad výjimečně hladkým terénem, jakým je např.



Obr. 5 Vertikální profily rychlosti větru nad různými typy povrchu a jim odpovídající exponenty p [5]

mořská hladina. Do hodnoty 0,35 v případech velmi drsného povrchu, jakým jsou např. městské aglomerace.

METODY SIMULACE MVA

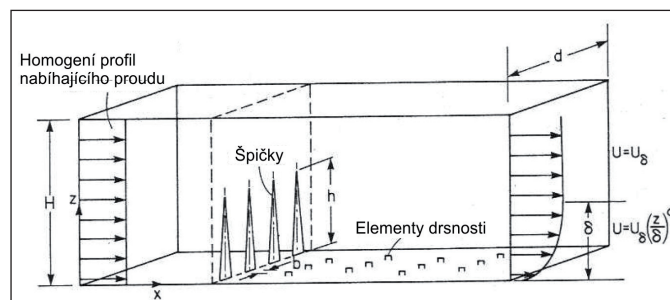
Pro fyzikální modelování MVA se v současné době využívají dva základní typy aerodynamických tunelů:

1. Dlouhé tunely, ve kterých se vyvíjí mezní vrstva přirozeně nad hladkou nebo zdrsněnou podlahou. Typická délka testovací sekce se pohybuje kolem 30 m.
2. Krátké tunely s pasivními prvky, ve kterých je mezní vrstva tvořena kombinací dvou typů překážek: tzv. generátory turbulence a elementy drsnosti (viz obr. 6).

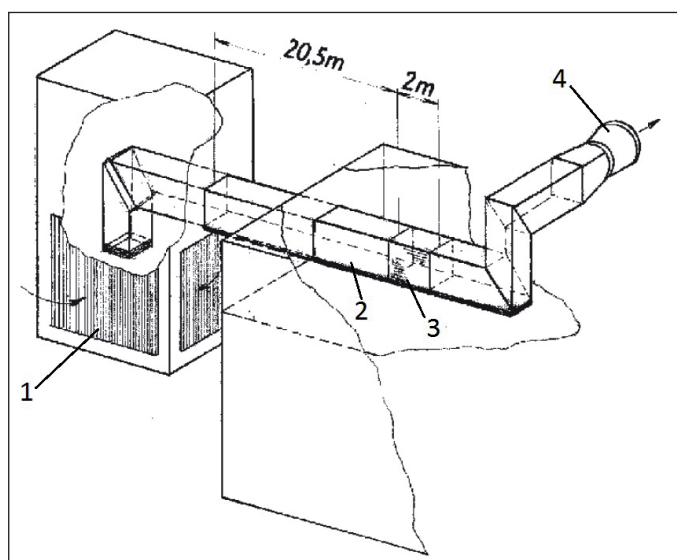
Dlouhé tunely byly zpočátku upřednostňovány před kratšími, neboť v nich probíhá vývoj mezní vrstvy přirozeně. Avšak v dlouhých tunelech lze vyvinout více typů mezních vrstev s konstantními vlastnostmi turbulence. V současné době jsou tak (i vzhledem k nižším pořizovacím nákladům) častěji používány.

U krátkých tunelů záleží především na důvtipu (nebo také na štěstí) experimentátora jak naloží s generátory turbulence a elementy drsnosti. Generátory turbulence mají převážně tvar velmi úzkého trojúhelníku, proto se ujalo anglické pojmenování „spires“ (špičky). Jejich hlavní funkcí je indukovat vířivost a turbulenci v mezní vrstvě a zajistit homogenitu boční (laterální) složky rychlosti. Mohou být vyrobeny z různých materiálů (dřevo, plech). Jejich typické umístění v tunelu je znázorněno na obr. 6. Obecně platí, že pro správně zvolenou výšku (h) a šířku (b) jednotlivého generátoru turbulence a správně zvolený počet vytvoří ve vzdálenosti $6h$ odpovídající mezní vrstvu.

Elementy drsnosti se simulují především parametrem drsnosti z_0 . Pevně se využívá tvar obdélníků různé velikosti vyrobených z plechu (jsou i případy, kde je využíváno kostiček lega). Jejich rozměry a rozmístění na podlaze tunelu se upravují v závislosti na požadovaných vlastnostech simulované MVA.



Obr. 6 Nákres tzv. generátorů turbulence (špiček) a elementů drsnosti ve „vyvíjecí části“ aerodynamického tunelu



Obr. 7 Návrh aerodynamického tunelu ÚT AV ČR v Novém Kníně: 1) uklidňující komora (vstup vzduchu) 2) vyvíjející sekce 3) měřicí prostor 4) axiální ventilátor (výstup vzduchu)

Jak dlouhé, tak krátké tunely mohou být otevřené (vzduch je nasáván/vyfukován z/do okolí) nebo uzavřené (vzduch cirkuluje v uzavřeném vzduchovodu). Pokud mají simulovat vertikální stratifikaci v MVA, je zapotřebí, aby byl tunel vybaven i ohřívacími a chladicími prvky.

Aerodynamický tunel Ústavu termomechaniky AV ČR v Novém Kníně je typem dlouhého otevřeného tunelu s průřezem 1,5 x 1,5 m (viz obr. 7). Vstupní otvor (1) je umístěn v uklidňovací komoře o rozměrech 6 x 6 x 12 m, v jejíchž stěnách je zabudován prachový filtr o ploše 64 m². Toto zařízení eliminuje vliv vnějších podmínek (fluktuační vzduchu způsobené větrem, znečištění vzduchu prachovými částicemi atd.). Na vstupní otvor navazuje kolo 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 úsek tunelu (2) pro vyvinutí mezní vrstvy, jak přirozeně, tak metodou využívající generátory turbulence v kombinaci s elementy drsnosti. Následuje měřicí prostor (3) o délce 2 m, na jehož dně jsou umístěny modely. Měřicí prostor má odnímatelné skleněné boční stěny, umožňující pozorování proudění. Na konci tunelu je instalován ventilátor o výkonu 30 kW s regulátorem otáček, kterým lze nastavovat rychlost proudění od 0,1 do 13 m/s.

ZÁVĚR

V 2. závěrečné části jsme se zabývali problematikou modelování turbulence a vertikálního profilu rychlosti větru vzhledem k danému zemskému povrchu. Částečný teoretický a praktický rozbor turbulence v MVA objasnil nezávislost modelovaného turbulentního proudění na Reynoldsově čísle, pokud je toto číslo dostatečně veliké. Byla zároveň naznačena historie fyzikálního modelování MVA a uvedeny základní typy aerodynamických tunelů. Článek tak ve svých dvou dílech částečně přiblížil čtenáři problematiku fyzikálního modelování MVA. Pro případné hlubší prostudování problematiky lze odkázat na použitou literaturu. Dále lze doporučit návštěvu aerodynamické laboratoře ÚT AV ČR v Novém Kníně, a to ve dnech otevřených dveří (viz webové stránky ÚT AV ČR: www.it.cas.cz).

Kontakt na autora: nosek@it.cas.cz

Použité zdroje:

- [1] Nosek, Š. Modelování mezní vrstvy atmosféry v aerodynamických tunelech (1.část). In: Vytápění, větrání, instalace. roč. 22, č. 2, str. 78-82, 2013.
- [2] Townsend, A. A., *The structure of turbulent shear flows*, Second Ed., Cambridge University Press, Cambridge, 1956.
- [3] Van Der Hoven, I. Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour. In: *J. Meteorol.*, 14, (1957), 160-4.
- [4] Wyngaard, J. C. On surface-layer turbulence. In *Workshop on Micrometeorology* (Boston, 1973), Am. Meteorol. Soc., MA, p. 101-49.
- [5] Snyder, W. H. *Guideline for fluid modeling of atmospheric diffusion*, Environmental Sciences Research Laboratory, Office of Research and Development, U.S. Environmental Protection Agency, Research Triangle Park, NC 27711, 1981.
- [6] Corrsin, S., *Turbulence: Experimental Methods*, Handbuch Der Physik, Encyclopedia of Physics, edited by S. Flugge/Freiburg, 1963, v. VIII/2, p. 524-90.
- [7] Lumley, J. L., Panofsky, H.A. *The structure of Atmospheric Turbulence*, Interscience, NY, 1964.
- [8] Jensen, M. The model-law for phenomena in a natural wind. *Ingenioren, Int. Ed.*, v. 2, n. 4, 1958.
- [9] Snyder, W. H., Castro, I. P. The critical Reynolds number for rough-wall boundary layers, In: *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 90, 2002, p. 41-45.
- [10] Davenport, A. G. The relationship of wind structure to wind loading. In: *Proc. Conf. on Wind Effects on Bldgs. and Structures*, Nat. Phys. Lab., HMSO, 1963, p. 54-102.
- [11] Counihan, J. Adiabatic atmospheric boundary layer: A review and analysis of data from period 1880-1972. In: *Atmos. Envir.*, v. 9, no. 10, 1975, p. 871-905.
- [12] Simiu, E., Scanlan, R. *Wind effects on Structures*. John Wiley and Sons, 1978.
- [13] Pasquill, F. *Wind structure in the atmospheric boundary layer*. Phil. Trans. Roy. Soc., v. 269A, 1971, p. 439-56.
- [14] Stull, R. B. *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1988.

Seznam použitých značek:

d	pošínovací délka [m]
f	frekvence [1/s]
l	integrální měřítko [m]
k	von Karmánova konstanta [-]
L	délkové měřítko [m]
U	střední rychlost proudění, rychlost větru [m/s]
S	spektrální funkce [m ² /s]
u	frikční rychlost [m/s]
z	výška nad povrchem [m]
z_0	parametr drsnosti [m]
δ	tloušťka MVA [m]
η	mikroměřítko (Kolmogorovo měřítko) [m]
κ	vlnové číslo [1/m]
ν	kinematická viskozita vzduchu [m ² /s]

Indexy

d	dílo
m	model
p	přízemní vrstva
u	podélná složka rychlosti

Zkratky

MVA	mezní vrstva atmosféry
-----	------------------------