Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem

Gépészmérnöki Kar

Áramlástan Tanszék

A városi szél

Városi felszín fölötti légköri áramlások numerikus modellezése

MTA DOKTORI ÉRTEKEZÉS

Dr. Kristóf Gergely

Budapest, 2021

dc_1843_20

Senki meg nem mondja,
mit senki se tud,
hogy a szél honnan jön
és hova fut.

Szárnyal valahonnan
nagyon sebesen,
utol nem érem
rohanva sem.

De ha sárkányomat
elereszteném,
napokig repülne
az ég peremén.

Aztán megtalálnám,
ahol leesett,
s tudnám, hogy a szél is
odaérkezett.

Akkor megmondhatnám,
a szél hova fut
hogy honnan jön, arról
senki se tud.

A. A. Milne: A szél hova fut ...

dc_1843_20

Köszönetnyilvánítás

Köszönöm dr. Lajos Tamásnak, korábbi tanszékvezetőmnek és mentoromnak, hogy húsz évvel ezelőtt úttörő kezdeményezéssel elindított engem az általános célú áramlástani szimulációs eszközökre épülő kutatások irányába, továbbá, hogy bevont az atmoszférikus áramlásokkal kapcsolatos kutatásaiba. E két téma dolgozatom fő pilléreit képezi.

Kutatótársaim, dr. Rácz Norbert, dr. Balogh Miklós, Füle Péter és Papp Bálint áldozatos munkája nélkül a dolgozat tézisei és a kapcsolódó publikációk nem jöhettek volna létre. Köszönöm hozzájárulásotokat!

Köszönöm dr. Weidinger Tamásnak és dr. Balczó Mártonnak szakmai támogatását és tanácsait. Hálás vagyok dr. Vad Jánosnak, dr. Czigány Tibornak, Papp Bálintnak, Koren Mártonnak, valamint édesapámnak, dr. Kristóf Jánosnak és feleségemnek, Jutkának, hogy dolgozatomat lektorálták, és ötleteikkel hozzájárultak az eredmények érthetőbb bemutatásához.

Köszönöm családomnak a türelmet és lelkesítést a kutatásra fordított nyári és téli hónapokban!

A dolgozatban bemutatott kutatás az OTKA K 49537, 108936 és az NKFIH K 124439 számú pályázatok támogatásával, valamint az ITM NKFIA által nyújtott TKP2020 NKA támogatásból, az NKFIH által kibocsátott támogatói okirat alapján valósult meg (projekt azonosító: TKP2020 BME-NKA).

dc_1843_20

Tartalom

1. Bevezetés

1.1 Motiváció

Együtt kell élnünk az urbanizációval. A városi polgár számára az urbanizáció kevesebb utazást, nagyobb áruválasztékot, gazdagabb kulturális kínálatot és több munkalehetőséget eredményez. A vállalkozások az üzleti partnerek közelségéből, a nagyobb munkaerőválasztékból és a jobb infrastruktúrából profitálnak. Mindezek pozitív hatással vannak az adott térség gazdasági versenyképességére, ezért várható, hogy a települések koncentrálódásának, elsősorban a mindenkori műszaki-fizikai korlátok fognak határt szabni. Ez a tendencia megfigyelhető a jelenkor gyorsan fejlődő térségeiben éppúgy, mint a jövőről alkotott elképzeléseinkben (1.1. ábra).

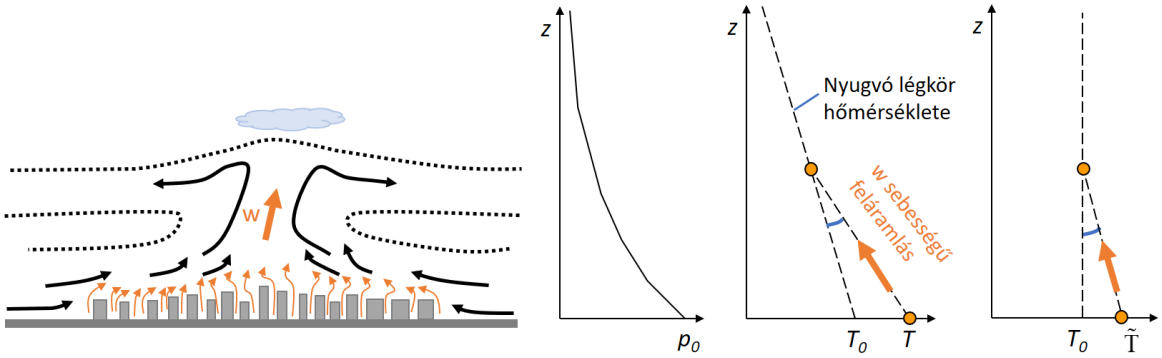
1.1. ábra Balra: Darek Zabrocki: Coruscant #2 (2014), Jobbra: Hong Kong látképe a Victoria Peak-ről.

A fokozódó beépítettség elsősorban a városi anyagcsere, így a közlekedés, az áruforgalom, a vízforgalom, az energiaforgalom és az átszellőzés biztosításában jelent kihívást. Mindenekelőtt a közlekedési rendszer határait tapaszalják a városlakók, akik a személygépjármű használatát feladva, kisebb helyigényű közlekedési formák, például metróhálózat, gyorsliftek, elektromos rollerek és gyalogos közlekedés használatára kényszerülnek. Emellett növekvő problémát jelent a kibocsátott hő és légszennyezők elszállítása, mely jelenleg még kevéssé kontrollált, természetes úton történik. A napi ciklusú közlekedési csúcsokhoz képest, a nagyvárosi hőhullámok és légszennyezési csúcsok véletlenszerű epizódok formájában érik a városi lakosságot. A városi szél – melyet egyaránt befolyásolnak a meteorológiai hatások, a beépítési forma és a város termikus sajátosságai – életünk fontos részévé vált.

Légszennyezés szempontjából a szélcsendes időszakok kritikusak. Ilyen meteorológiai állapotokban csak a felszín helyi hőmérsékleti egyenlőtlenségei által keltett lokális szellők enyhítik a felszín közelében, az elsősorban közlekedési eredetű légszennyezők felhalmozódását. Közismert, hogy a városi felszín melegebb a környező, beépítetlen

területhez képest. Ennek fő okai, hogy a csapadékelvezetés következtében a városi felszín szárazabb a környezetnél, emellett a városi utcakanyonok csapdába ejtik a napenergiát, melyet az épületek nagymértékben képesek eltárolni, ugyanakkor melegíti a várost az antropogén hőkibocsátás is. Mindenekelőtt a városközpont felett alakul ki feláramlás, így a felszín közelében a városi szellő a külvárosból a városközpont felé fúj, létrehozva az 1.2. ábrán illusztrált áramképet. A hősziget jelenség okozta konvekciónak többféle ismert – pozitív és negatív – hatása van a város klímájára és levegőminőségére. Káros hatásai közül kiemelendő a belvárosi környezetben megnövekedett hőstressz, és a kánikulai időszakban, főként idősebb emberek körében megnövekedett mortalitás. Jelentős gazdasági hatás a nyári időszakban a megnövekedett energiafelhasználás, melynek átlagos értéke 1 °C hőmérsékletemelkedésre vonatkoztatva 4.6%-ra becsülhető (Santamouris, 2015). Máig nyitott kérdés, hogy a várostervezés miként aknázhatja ki a városi szellő pozitív hatásait.

1.2 A mezoskálás légköri hatások numerikus modellezésére alkalmas transzformációs módszer



1.2. ábra Balra: A városi hősziget okozta konvekció szerkezete. Jobbra: a nyomás, a hőmérséklet és a transzformált hőmérséklet változása a z vertikális koordináta függvényében.

Gál és Unger (2009) javaslata szerint radiális irányú, beépítetlen átszellőzési útvonalakat célszerű kialakítani, melyek a felszín közelében friss levegőt szállíthatnak a városközpontba. Megoszlanak a vélemények a parkok hatásáról. Ward és társai (2016) szerint a hűvösebb klímakörnyezetben található városok és a nagyobb centrális zöld területtel rendelkező városok nagyobb mértékű hőmérséklet-növekményt szenvednek el a hőhullámok során. Más szakirodalmi források szerint (Gunawardena és társai, 2017), megfelelően tervezett zöld területekkel és tavakkal enyhíthető a városi felmelegedés.

A hősziget jelenség jól látható műholdas megfigyeléseken. E módszer hátránya azonban, hogy a felszín átlaghőmérsékletét érzékeli, ami jelentősen eltér az utcaszinten

érzékelhető léghőmérséklettől (Clinton and Gong, 2013; Ward és társai 2016). A léghőmérsékletben megjelenő hősziget-hatás mobil mérőrendszerrel (Unger és társai, 2000) vagy telepített hőmérséklet szenzor hálózattal (Murty és társai, 2008, Wang és társai, 2013) térképezhető fel legmegbízhatóbb formában.

A városi hősziget hatás által keltett áramlás (Urban Heat Island Convection, UHIC) modellezése laboratóriumi modellkísérletek és numerikus modellek alkalmazásával is lehetséges. Mindkét módszer stabil rétegződésű hidrosztatikai állapotból indul ki, melyben az áramlás lokális felszíni fűtéssel hozható létre. Laboratóriumi kísérletekben a stabil rétegződés felfelé lineárisan növekvő hőmérsékletprofillal (Cenedese és Monti, 2003) vagy felfelé csökkenő sókoncentrációval állítható be (Fan és társai, 2019).

A meteorológiai és a mérnöki numerikus áramlásmodellek jelentősen eltérő úton fejlődtek, melyek mindmáig nem fonódtak össze. Az első sikeres időjárás előrejelzést 1950-ben J. Charney, R. Fjørtoft és Neumann János végezték az ENIAC számítógépen. Az 500 millibáros szintfelület geopotenciális magasságát határozta meg a kétdimenziós barotrópikus örvénytranszport egyenlet megoldásával. Ekkor még egy 24 órás előrejelzés elkészítése 24 órán át tartott. A számítógép architektúra rohamos fejlődésével 1980-ra elérhetővé vált a folyamatos globális előrejelzés az USA-ban, majd Európában is. A korszerű meteorológiai modellek spektrális megoldási módszereket alkalmaznak, mely segíti a szférikusan periodikus tartomány kezelését a globális modellekben. A spektrális megoldók hatékony működése érdekében egyszerű rácstopológiával jellemezhető, struktúrált numerikus háló alkalmazása szükséges, ezért a komplex városi felszín, például az épületek körüli áramlás vizsgálata nehézséget okoz. További korlátot képez a turbulencia modellezésének módszere, mely a meteorológiai modellekben elsősorban az atmoszférikus határrétegben lejátszódó fizikai folyamatok leírására szolgál. Az épületek környezetében kialakuló turbulenciát más fizikai hatások uralják – például a határréteglevválás és a turbulencia lecsengése a szabad nyírórétegekben – melyeket a meteorológiai modellek nem vesznek figyelembe.

A mérnöki numerikus áramlásmodellek (Computational Fluid Dynamics, CFD modellek) fejlődése a személyi számítógépekkel egyidős. A James Swithenbank és csoportja által a sheffieldi egyetemen kifejlesztett FLUENT szoftver első értékesítése két évvel a Microsoft MS-DOS operációs rendszerrel rendelkező IBM-PC megjelenése után, 1983-ban történt. Már a program első változata is lehetővé tette háromkomponensű égésmodell alkalmazását háromdimeziós, turbulens áramlási térben, diszperz fázis és természetes konvekció figyelembevételét, továbbá felhasználóbarát, interaktív kezelőfelülettel rendelkezett. A CFD modellekkel szemben, a geometriai komplexitás és az összetett turbulens jelenségek kezelése alapvető igényként jelentkezett, ezért a térbeli felbontásban legnagyobb szabadságot

biztosító, ugyanakkor hatékony párhuzamos feldolgozásra is alkalmas véges térfogatok módszere (Finite Volume Method, FVM) domináns szerephez jutott. Az épületek körüli – szélcsatornás vizsgálatokhoz hasonló – kényszerített áramlás modellezése a CFD szoftverekkel egyszerűen megvalósítható.

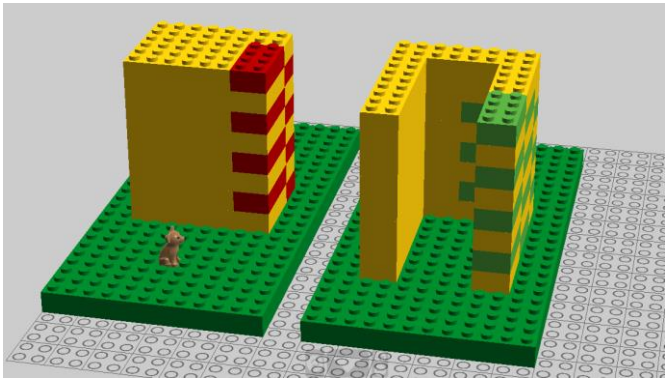
A legtöbb ismert CFD megoldó (például FLUENT, STAR-CCM+, CFX, OpenFOAM) a nyomásmezőt prognosztikai mennyiségként alkalmazza, mely a mozgásegyenlet divergenciája és a kontinuitási egyenlet kombinálásával előállított Poisson-egyenlet numerikus megoldása. A nyomásgradiens ugyanakkor – a gravitációs erő mellett – fontos tagot képez a mozgásegyenletben: a hidrosztatikai egyensúly csak a nyomásból származó erő és a gravitációs erő tökéletes egyezése esetében jöhet létre. Nagy hibák léphetnek fel, amennyiben a megoldásban a tehetetlenségi erőt jelentősen meghaladó hidrosztatikus erők vannak jelen; így például stabil rétegződésű folyadékok esetében, mivel a változó sűrűségből adódóan függőleges irányban változó intenzitású hidrosztatikai erőket a legtöbb CFD megoldó nem képes leválasztani a modellegyenletekről. A városi cirkuláció (UHIC) kialakulásában a stabil rétegződésen kívül további mezoskálás légköri hatások is szerepet játszanak, melyeket az általános célú CFD megoldók modellegyenletei nem vesznek figyelembe.

Dolgozatom **1. és 2. tézisei** olyan transzformációs eljárást mutatnak be, mellyel az általános célú CFD megoldók alkalmassá tehetők stabil rétegződésű folyadékban kialakuló áramlások vizsgálatára és a mezoskálás légköri hatások figyelembevételére. A módszer lényeges eleme az energiaegyenletben alkalmazott, vertikális sebességkomponenssel arányos negatív hőforrás, amellyel figyelembe vehetők a hőmérsékleti rétegződés és a nyomásváltozás okozta adiabatikus hőmérsékletváltozás hatásai a hidrosztatikai erők teljes mértékű eltávolítása mellett. Az 1.2. ábrán látható módon, T abszolút hőmérséklettől eltérően, a numerikus modell alapját képező munkaegyenletekben alkalmazott $\tilde{T}$ transzformált hőmérséklet konstans profillal adható meg az egyensúlyi állapotban. A felemelkedő légáramlásban $\tilde{T}$ csökkenését a járulékos hőforrás hozza létre.

A városi hősziget konvekció (UHIC) vizsgálata mellett a javasolt transzformációs eljárás megnyitja a lehetőséget további, a hőmérsékleti rétegződéssel összefüggő atmoszférikus áramlási jelenségek, például hegyvidéki szélhatások elemzésére is. Az átlagos atmoszférikus állapotra jellemző stabil rétegződés következtében – eltérően a szélcsatornában megfigyelhető áramképtől – az áramlás sokkal inkább a hegy mellett, mint a hegy fölött halad át, így például létrejöhetnek az egyes vulkanikus szigetek mögött megfigyelhető Kármán-féle örvénysorok, továbbá a hegy szél mögötti oldalán – egy kiálló sziklát követően fodrozódó patakvízhez hasonló módon – gravitációs belső hullámok jönnek létre a szélmezőben. Alpesi környezetben az atmoszférikus rétegződés jelentősen befolyásolja a hasznosítható szélenergiát, így célszerű annak

hatását a tervezés során figyelembe venni, melyhez a javasolt modell a meteorológiai leírási móddal való kompatiblitás biztosításával járulhat hozzá (Schneiderbauer és Pirker, 2010). A légköri szennyezők terjedésének vizsgálata, így az erdőtüzek okozta füst, vulkanikus csóvák, az ipari eredetű légszennyezés, vagy akár a nagyvárosok szennyezőanyag csóvájának modellezése a javasolt transzformációs módszer hasznosításának további lehetséges területei. A módszer előnyös tulajdonsága, hogy a figyelembe vett fizikai hatások egyedileg ki- és bekapcsolhatók, módot adva az egyes effektusok (például az anelasztikus sűrűségváltozás vagy a Coriolis-erő) szerepének értékelésére, továbbá a víztartályban végzett modellkísérletek (Cenedese és Monti, 2003; Fan és társai, 2019) érvényességi határainak feltárására.

1.3 Levegőminőség szempontjából kedvező beépítési formák keresése periodikus terjedésmodell segítségével



1.3. ábra Adott épülettérfogat, különféle elrendezésekben, eltérő légellenállásra és felszíni szennyezőanyag koncentrációra vezethet.

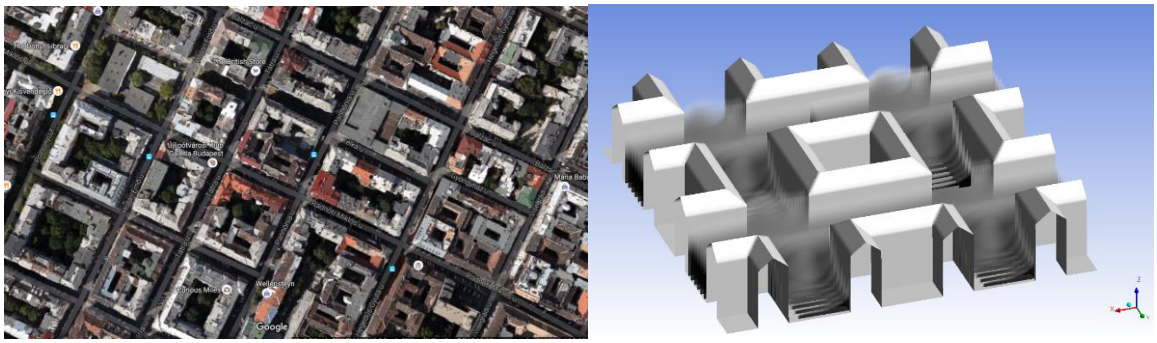
A városi légszennyezés jelentős társadalmi költségekkel jár, beleértve a rövid- és hosszútávú egészségkárosító hatást és a mortalitás növekedését. Legfőbb légszennyezőként a szilárd részecskék (PM10), a nitrogén-oxidok (NO_x) és az ózon (O_3) említhetők. Alapvetően, kétféle lehetőség kínálkozik a városi levegőminőség javítására: a kibocsátás csökkentése és az átszellőzés javítása. Néhány ésszerű, a kibocsátás korlátozására alkalmas módszer lehet az egyedi fűtési rendszerek korszerűsítése, az autópark korszerűsítése, védett (csak alacsony emissziójú járművekkel megközelíthető) zónák kialakítása nagyvárosokban és az alacsony kibocsátású ipari technológiák támogatása. Miranda és társai (2016) tanulmánya szerint Porto városában a légszennyezés gazdasági kárai reálisan évente 0.3 millió euróval csökkenthetők a fenti beavatkozásokkal. A költség-haszon elemzés szerint a lakossági fűtés korszerűsítése mutatkozott a leggazdaságosabb beavatkozásnak.

A városi beépítésben keletkező légszennyezés elsődlegesen az épületek fölötti szél által hajtott turbulens keveredés útján távozik a közvetlen életterünkként szolgáló utcakanyonokból. Az épületek egyúttal légellenállást is képeznek, lassítva a

légmozgást az áramlás irányában soron következő utcák fölött, ezzel korlátozva azok átszellőzését. A közlekedési eredetű légszennyezők hígulása egy érdes felszín feletti turbulens impulzus- és anyagátadási folyamatként fogható fel, melyben a felszín geometriai kialakítása döntő szerepet játszik.

A levegőminőség és a légellenállás szempontjából is a zérus értékű épületmagasság lenne a legkedvezőbb, azonban tekintettel kell lennünk az épületek hasznos térfogatára: adott beépítési raszterben (azaz egyidejűleg beépíthető, összefüggő területen), adott hasznos épülettérfogat legkedvezőbb elrendezését célszerű keresnünk az 1.3. ábrán illusztrált elv szerint.

Levegőminőség szempontjából optimális beépítési formák kereséséhez mindenekelőtt csökkenteni kell a geometriai paraméterek számát. Ennek egy lehetséges módja, ha a várost az 1.4. ábrán látható módon, ciklikusan ismétlődő, egyszerű geometriai mintázattal közelítjük, feltételezve, hogy a szennyezőanyag források eloszlása is a geometriai mintázathoz hasonló periodicitást követ. Végtelenbe nyúló mintázat feltételezése esetén, valamiképpen ki kell vezetni a felszín közelében bevitt légszennyezést a modelltartományból.



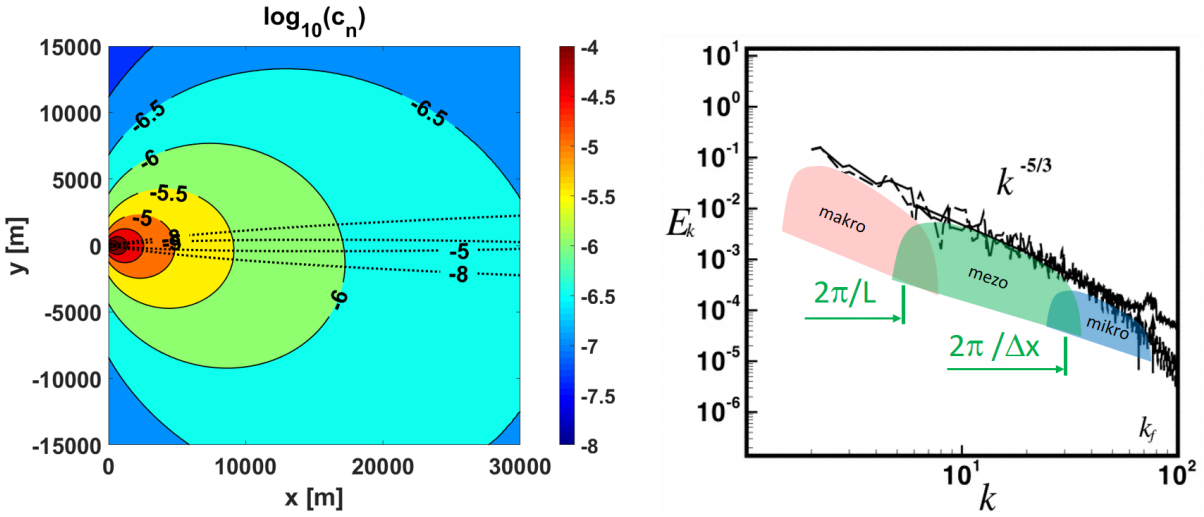
1.4. ábra Balra: Budapest egy részletének (13. kerület) műholdas képe. Jobbra: Tipikus közép-európai beépítési forma.

Dolgozatom **3. tézise** egy periodikus modelltartományban alkalmazható szennyezőanyag transzport modellt mutat be, mely lehetővé teszi a turbulens anyagátadási tényező és a felszín ellenállásának meghatározását tetszőleges szélirány esetén. A periodikus terjedésmodellre építve, dolgozatom **4. tézisében** definiáltam a dimenziótlan k* hígítási tényezőt, mely az adott beépítés átszellőzési hatékonyságát a kibocsátás intenzitásától és a szélerősségtől függetlenül minősíti. k* viszonylag magas értékeihez tartozhat például: adott kibocsátás és felszíni ellenálláserő esetén alacsonyabb felszíni koncentráció, vagy adott kibocsátás és felszíni koncentráció esetén, kisebb felszíni ellenálláserő. k* felhasználásával, dolgozatom **5. tézisében** megfogalmaztam egy optimalizálási feladatot, valamint egy hasonlósági elvet, melyek alkalmazása levegőminőség szempontjából kedvező beépítési formákat eredményezhet.

Négyzetrácsos formában elrendezett, négyzetes oszlop alakú épületek esetében a periodikus tartományban végzett optimálás ésszerű eredményre vezetett: az épületek magasságát úgy célszerű megválasztani, hogy a közöttük fennmaradó utcákra jellemző épületmagasság-utcaszélesség arány (H/W) minimális legyen. A nagy Reynolds-számú áramlások önhasonlósága alapján, a városközpont felé haladva egyre kevesebb, azonban szélesebb utca létrehozása látszik célszerűnek a városi levegőminőség szempontjából.

A dolgozatomban bemutatott periodikus terjedésmodell felhasználható a porózus felszínmodellek fejlesztésére, valamint nagyobb méretskálájú meteorológiai modellek felszínparamétereinek behangolására a városi komplex geometriai adatainak figyelembevételével. Az energiaegyenlettel kiegészítve, a modell alkalmassá tehető a légszennyezés szempontjából legkritikusabb szélcsendes és gyenge szeles meteorológiai állapotok vizsgálatára.

1.4 A makroszkopikus turbulencia hatásának figyelembevétele mért sebesség idősorok felhasználásával, kisméretű tartományban végzett áramlás- és terjedésvizsgálatokban



1.5. ábra Balra: A sík terepen végzett terjedésvizsgálatok alapján illesztett átlagos koncentráció felszíni eloszlása (folytonos szintvonalak) a Gauss-fáklya modellel (szaggatott szintvonalak) összevetve (Füle és Kristóf, 2018). x és y: szélirányú és szélirányra merőleges koordináták. Jobbra: A turbulens mozgási energia tipikus eloszlása k hullámszám függvényében; a turbulens spektrum modellezés szempontjából makroszkopikusnak, mezoszkopikusnak és mikroszkopikusnak tekintett tartományai. L és Δx a periodikus modelltartomány hossza és a numerikus háló jellemző elemmérete.

Érdes síkfelület fölött a Gauss-fáklya modell meglehetősen pontosan képes visszaadni a pontforrásból kibocsátott nyomgáz szélcsatornában megfigyelhető koncentráció-eloszlását. Ha azonban a modelleredményeket a terepi méréseken megfigyelt

koncentráció-eloszlásokkal vetjük össze (lásd 1.5. ábra bal oldali része), már néhány száz méteres távolságban is igen jelentős, nagyobb távolságban pedig drasztikus eltéréseket figyelhetünk meg. Az eltérések fő oka, hogy modellezés alapját képező szélcsatornás kísérlet csak korlátozott méretű turbulens áramlási struktúrák előállítására képes. Emellett az atmoszférikus turbulencia kialakulásában szerepet játszanak olyan mezoskálás légköri hatások, melyeket sem a szélcsatorna vizsgálatok, sem az általánosan alkalmazott CFD modellek nem vesznek figyelembe. Ilyen például a felszín feletti sebességprofil irányváltozása az Ekman-rétegben: magasabb rétegekből a felszín közelébe keveredő légtömegek a felszíni széltől eltérő irányban mozognak, ezért rövid időre, jelentős szélirányváltozást okoznak a felszín közelében. Szélcsatornában a szélsebesség iránya – a természetes szélhez képest – kevésbé változik.

Egy pontforrásból impulzusszerűen kibocsátott szennyezőanyagok viszonylag hosszú idő alatt távoznak a városi utcakanyonból, ezért vélhetően a szélirány természetes változékonysága jelentős hatással van a terjedési folyamatra. Szélcsatornában a szélirány gyors változtatására nincs ismert műszaki megoldás, így továbblépés az időfüggő numerikus modellek alkalmazásától várható.

A turbulencia hatásának figyelembevételére alkalmazott modelleket három fő kategóriába sorolhatjuk: 1) algebrai, 2) Reynolds-átlagolt és 3) skálafelbontó turbulenciamodellek (lásd Menter, 2012). Az algebrai turbulenciamodellek, a modellegyenletben alkalmazott vezetési tényezőket az adott pontra jellemző deformációsebesség, termikus és geometriai paraméterek felhasználásával határozzák meg. A módszer jól illeszthető a határréteg turbulenciához, továbbá csekély számítási költséggel jár, ezért széles körben alkalmazzák a mezo- és makroskálás meteorológiai modellekben. Nem alkalmas a módszer komplex felszín feletti áramlások részleteinek vizsgálatára, mert ilyen esetekben az áramlás által szállított turbulenciának, azaz a turbulencia „előéletének" jelentős hatása van. Ezt a problémát a Reynolds-átlagolt modellek úgy orvosolják, hogy a turbulencia állapotjelzőit transzportegyenletek megoldásával határozzák meg. Ebbe a csoportba sorolhatók a mérnöki áramlásmodellekben elterjedt, különféle k-ε és k-ω modellváltozatok, melyek állandósult áramlás esetén általában elfogadható időátlagolt áramlási jellemzőket eredményeznek. Skálafelbontó modellek, például Direct Numerical Simulation (DNS), Large Eddy Simulation (LES), Detached Eddy Simulation (DES) vagy Scale Adaptive Simulation (SAS) esetében, a turbulencia egy része időbeli ingadozásként jelenik meg a modelleredményekben. A modellben felbontható turbulens mozgási energia részarányát a modell térbeli és időbeli felbontása szabja meg. Nagyörvény szimuláció (LES) esetében a számításigény a Reynolds-átlagolt modellekhez képest jellemzően 10-50-szeres. Ennek eredményeképpen többletinformáció nyerhető az áramlási jellemzők

időbeli ingadozásáról, továbbá a Reynolds-átlagolt modellekhez képest pontosabb átlagértékeket is eredményezhet a módszer tompa testeket tartalmazó áramlási terekben, különösen, ha az áramlást a termikus hatások is befolyásolják, így például tűzvédelmi számítások esetében (lásd FDS szoftver).

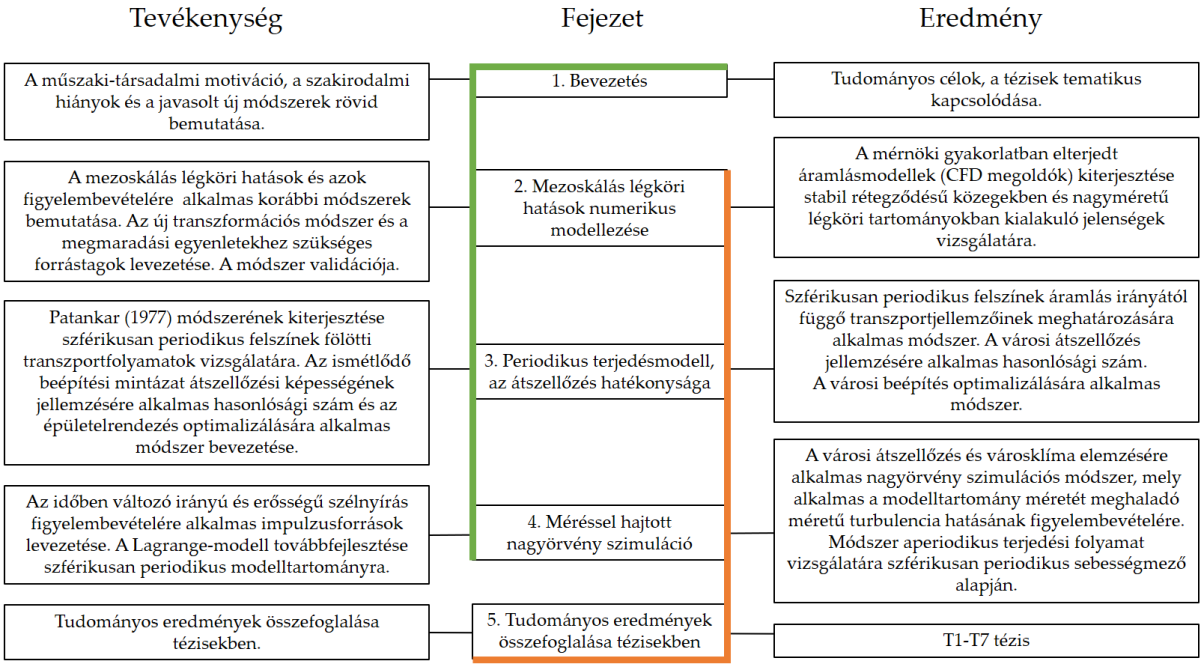
Nagymértékben egyszerűsíti a nagyörvényszimulációs (LES) módszert, ha a felszínalak és az időfüggő áramlási tér periodikus függvényekkel közelíthető. Ebben az esetben a számítási tartomány oldalsó határain periodikus peremfeltételek alkalmazhatók, ami paraméterezést nem igényel, így egyúttal kiküszöbölhető a peremfeltételek megadásából adódó modellbizonytalanság is. A modelleredmények továbbra is függenek azonban a tartomány méretétől és a numerikus felbontástól.

A nagyörvényszimuláció – az 1.5. ábra jobb oldali részén látható módon – csak a turbulens mozgási energiaspektrum egy részét (mezoszkopikus turbulencia) képes felbontani a tartomány hossza és a numerikus háló elemmérete által szabott határok között. Mégis van lehetőség a teljes turbulens spektrum figyelembevételére. A hálóméretnél kisebb turbulens struktúrák (mikroszkopikus turbulencia) hatásának figyelembevételére egyszerű algebrai turbulenciamodellek – például a háló elemméretétől és a fal távolságától függő Smagorinsky-Lilly modell (lásd Menter, 2012) – alkalmazása a gyakorlatban elterjedt módszer. A tartomány méretét meghaladó méretű turbulens struktúrák (makroszkopikus turbulencia) hatását, dolgozatom **6. tézisében** bemutatott modell szerint, az áramlás létrehozása céljából bevezetett térfogati hajtóerő irányának és intenzitásának időbeli változtatásával vehetjük figyelembe. A hajtóerőt úgy szabályozzuk, hogy a tartomány egyetlen pontjában – ahol a vízszintes sebességkomponensek mért idősorai is rendelkezésre állnak – a modell alapján számított sebességmező a mérési adatsornak megfelelő értékekhez közelítsen. A hajtóerő térbeli megoszlását és a szabályzás relaxációs idejét a makroszkopikus turbulenciára jellemző hossz és időléptékek alapján határozzuk meg. Átlagsebesség és turbulenciaintenzitás szempontjából jó egyezést mutattak a modelleredmények a Sun Yat-sen Egyetem munkatársai által, párhuzamos utcakanyon-modelleken végzett terepi mérésekkel, az illesztési ponttól eltérő négy további megfigyelési pontban.

Lényeges kérdés, hogy a makroszkopikus turbulencia, melyet a szélcsatornás kísérletek és klasszikus numerikus modellek csak korlátozott mértékben képesek figyelembe venni, miként befolyásolja a légszennyezők terjedését a forrás környezetében, és attól távolabb. Dolgozatom **7. tézisében** egy Lagrange-módszerre épülő modellt mutatok be, mely korlátlan, aperiodikus tartományban végzett terjedésvizsgálatot tesz lehetővé, a nagyörvény szimulációval, periodikus tartományban meghatározott sebességmező alapján, a makroszkopikus turbulencia hatásának figyelembevételével, vagy annak elhanyagolásával. Összehasonlító

vizsgálataink szerint a makroszkopikus turbulencia jelentős hatással van a forrást tartalmazó utcakanyon szennyezőanyag koncentrációjára is, és a szennyezőanyag-fáklya alakjára is. A forrás közelében megnőtt a keveredés intenzitása az utcakanyon hossza mentén, a szennyezőanyag fáklya pedig jelentősen szélesedett. További vizsgálatot igényelnek egyes, a gyakorlati alkalmazás szempontjából lényeges kérdések, például hogy milyen mértékeben alkalmazhatók a terepi mérésen meghatározott sebesség-idő sorok egy átépítési tervezet hatásának vizsgálatára, továbbá, hogy miként állítható elő a városi beépítésnek legjobban megfelelő periodikus mintázat.

A dolgozat felépítése, az elvégzett modellfejlesztések és vizsgálatok, valamint azok eredményeinek rövid összefoglalása az 1.6. ábrán látható.



1.6. ábra A dolgozat felépítése, tevékenységek és eredmények.

Bízom benne, hogy a dolgozatban bemutatott eredmények hozzájárulnak a mérnöki és meteorológiai leírási módok közelítéséhez, a modellek közötti átjárhatóság megteremtésével segítve a szélesebb méretskálát átfogó városklíma és levegőminőség vizsgálatok elvégzését, és hosszú távon, az élhetőbb városok tervezését.

2. Mezoskálás légköri hatások numerikus modellezése

A nagyvárosok átszellőzését alapvetően befolyásoló városi hősziget konvekció (Urban Heat Island Convection, UHIC) numerikus modellezésére, a kifejezetten erre a célra kidolgozott megoldók alkalmazása (lásd: Yoshikado 1992; Lu és társai 1997; Kurbatskii 2001; Reinert és társai 2007), valamint a városi felszínhez illesztett mezoskálás meteorológiai szoftverek alkalmazása (pl. MM5, Meso-NH and WRF) tekinthető gyakorlatnak. A mezoskálás modellek illesztése elsősorban a városokra jellemző felszíni érdesség és termikus felszínparaméterezés figyelembevételét jelenti. A felszínparaméterek megfelelő behangolásával a mért hőmérsékleteloszlások kielégítő pontossággal reprodukálhatók (Kinouchi és Yoshitani, 2001), azonban e modellek nem nyújtanak lehetőséget a városi légszennyezés megfelelő részletességű vizsgálatára, mivel a koncentráció eloszlása az épületek körüli áramlások és utcakanyon örvények okozta helyi keveredési folyamatok miatt rendkívül inhomogén (Pullen és társai 2005), és a mezoskálás meteorológiai modellek nem alkalmasak az épületek közvetlen környezetében kialakuló áramlások felbontására.

A legtöbb modern CFD megoldó a véges térfogatok módszerére épül, mely általános topológiával rendelkező numerikus hálók kezelése és a turbulencia általánosabb leírása révén alapvetően bármilyen komplex felszín kezelésére képes. E sajátosságok miatt a városi átszellőzés vizsgálatokhoz széles körben alkalmaznak CFD megoldókat (Lajos és társai 2003, 2005, Neophytou és társai 2006, Blocken, 2014). Az általános célú CFD megoldók további előnyei a turbulencia modellezésre alkalmazható sokféle megközelítés, a többkomponensű, többfázisú és reaktív áramlások modellezésének lehetősége, a sugárzásos hőtranszport modellezése, továbbá a párhuzamos feldolgozásra alkalmas, hatékony numerikus megoldási módszerek.

A CFD modell peremfeltételei előállíthatók egy mezoskálás szimulációval, melybe a CFD tartomány egyirányú vagy kétirányú csatolással ágyazható be. E módszer hátrányaként említhető, hogy az eltérő fizikai leírás és a rácsok közötti interpoláció miatt numerikus hibák és bizonytalanságok lépnek fel (Sarma és társai, 1970). Olyan légköri áramlások vizsgálatára, melyekben közeli és távoli hatások erős csatolásban jelentkeznek – így például a városi hősziget konvekció esetében – célszerű lehet a tartomány egészén azonos fizikai leírást alkalmazni. Erre kétféle lehetőség kínálkozik: a mezoskálás elemzésre alkalmas meteorológiai megoldási módszerek továbbfejlesztése komplex felszínek vizsgálatához, vagy a CFD modellek kiegészítése a mezoskálás hatásokkal.

Mezoskálás modellekben figyelembe vehető az épületek hatása a porozitásnak megfelelően paraméterezett, térfogatban megoszló erőkkel. E a módszer egyes esetekben még a határréteg leválását és az épületek mögötti visszaáramlás jelenségét

is képes megragadni (Yamada, 2003), azonban az épületek körüli áramlás és szennyezőanyag terjedés CFD megoldók segítségével lényegesen pontosabban vizsgálható. Jelenleg, még a legnagyobb számítástechnikai erőforrások alkalmazása is csak a nagyvárosi beépítés egyes részein teszi lehetővé épületszintű felbontás alkalmazását (lásd Ashie és társai, 2004), azonban a fejlődés irányát egyértelműen a több fizikai hatásra kiterjedő, finomabb térbeli felbontást alkalmazó modellek mutatják. Egyre nagyobb igény látható a mezoskálás modellezési képességekkel rendelkező CFD megoldókra.

Montavon (1998) tett elsőként kísérletet egy mérnöki gyakorlatban elterjedt általános célú CFD szoftver (CFX) mezoskálás kiterjesztésére. Modelljében az energiaegyenletet a potenciális hőmérsékletre oldja meg, tehát az egyensúlyi nyomásmezőt az adiabatikus atmoszféra alapján definiálja, anelasztikus anyagmodellt alkalmaz, továbbá figyelembe veszi a Coriolis-erő hatását is. Ezekkel a módosításokkal, sikeresen alkalmazta a CFX megoldót a hegyvidéki szélenergia hasznosítás támogatására.

A Montavon által javasolt módszerhez képest a jelen dolgozatban javasolt módszer két szempontból tekinthető általánosabbnak:

- Tetszőlegesen megválasztható a referencia nyomás profil, mellyel javítható a nyomásgradiens izotrópiája;
- Nem módosítjuk a CFD megoldóban alkalmazott anyagegyenletet, és nem vezetünk be új transzportegyenleteket, csupán a felhasználó által definiált forrástagok alkalmazhatóságát kívánja meg, így a módszer általános célú CFD megoldóban egyszerűen implementálható.

Az alábbiakban bemutatott módszer a hőmérsékleti rétegződés, a Coriolis-erő, az összenyomhatóság és a vertikális áramlás okozta adiabatikus állapotváltozás hatásait egyszerű transzformációs összefüggésekkel és a megmaradási tételekhez hozzáadott forrástagokkal veszi figyelembe. A transzformáció két fő célja egy alkalmas referencia állapot (csak z koordinátától függő, hidrosztatikai egyensúlynak megfelelő profilok) leválasztása a megoldásról, valamint az összenyomhatóság figyelembevétele a z koordináta átskálázásával. Ily módon kiküszöbölhető a numerikus megoldás instabilitását okozó erőteljes hidrosztatikai nyomásgradiens, továbbá több kilométer magasságú számítási tartományban is alkalmazhatóvá válnak az inkompresszibilis folyadékáramlás alapegyenletei, melyek a mérnöki gyakorlatban bevált, általános célú CFD szoftverekkel hatékonyan megoldhatók.

A transzformációs összefüggések alkalmazása mellet szükséges az impulzus-, hő- és turbulencia-forrásokat meghatározó, a z koordinátától és egyes mezőváltozóktól függő, algebrai összefüggések implementálása a szimulációs rendszerben. Ezeket a

kifejezéseket úgy vezetjük le, hogy a munkaegyenleteinket (az inkompresszibilis áramlás transzformált alapegyenleteit) kivonjuk a légköri áramlást (mezoskálás hatásokkal együtt) leíró alapegyenletekből. A számítási modell gyakorlati alkalmazhatósága és hatékonysága érdekében néhány ésszerű egyszerűsítést végzünk, ami szükségessé teszi a modell érvényességének vizsgálatát szeparálteffektusos tesztekkel. Ennek keretében:

1) a Coriolis-erő hatásának megfelelő figyelembevételét az Ekman-spirál analitikus összefüggésével összevetve igazoljuk;
2) a nyomás okozta sűrűségváltozás helyes számítását egy sűrűségkülönbség által keltett, kompresszibilis kétdimenziós áramlás referencia-megoldás alapján mutatjuk be;
3) a hőmérsékleti rétegződést és a vertikális áramlás okozta adiabatikus expanziót leíró forrástag működését kísérleti eredmények alapján ellenőrizzük, egy városi hősziget konvekció (UHIC) vizsgálatára korábban végzett laboratóriumi kísérletekből megismert sebesség- és hőmérsékletprofilok alapján.

Az alábbiakban bemutatott modell első konferencia megjelenését – 6th Conference on Urban Air Quality, Cyprus (Kristóf és társai, 2007a) – követő meghívott folyóirat publikáció (Kristóf és társai, 2009) a transzformációs módszer részletes leírását és a szeparált effektusos validációkat foglalta magában. Ebben a megfogalmazásban a modell felső határa a troposzférára korlátozódott, ami meg is felelt az akkor kitűzött alkalmazási céloknak: lehetővé tette a városi hősziget konvekció és más lokális szellők modellezését, továbbá a szélenergia hasznosítás tervezésének támogatását. Tovább kerestük azonban a lehetőséget olyan, jól megfigyelhető légköri jelenségek vizsgálatára, melyek lehetővé teszik a modelleredmények összevetését terepi mérésekkel és más modellek eredményeivel. E tekintetben a gravitációs belső hullámok és lejtőviharok témaköre látszott a legalkalmasabbnak, mely területen egy jól dokumentált időjárási jelenség (Lilly és Zipser, 1972; Brinkman, 1974), valamint összehasonlításra alkalmas numerikus modelleredmények (Doyle és társai, 2000) is rendelkezésre állnak. A hullámjelenségek vizsgálata céljából elvégeztem a modell sztratoszférikus kiterjesztését (Rácz és társai, 2013).

2.1. Matematikai modell

A CFD megoldóban alkalmazott munkaegyenletek

Számos gépészeti alkalmazási területen, ahol a természetes konvekció fontos szerepet tölt be, az általános célú CFD megoldóra épülő numerikus modellekben, bevált gyakorlatnak tekinthető az alábbi modellegyenletek alkalmazása: (2.1) az állandó sűrűségű áramlásokra érvényes kontinuitási egyenlet, (2.2) mozgásegyenlet a folyadék hőtágulása okozta felhajtó erőt leíró (2.6) Bussinesq-féle összefüggéssel kiegészítve,

(2.3) az állandó sűrűségű folyadékra vonatkozó energiaegyenlet a viszkózus erők munkájának elhanyagolásával, továbbá (2.4)-(2.5) a Shih és társai (1995) által kidolgozott realizable k-ε turbulencia modell alapegyenletei.

$$\nabla \cdot \tilde{\mathbf{v}} = 0, \tag{2.1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_0 \tilde{\mathbf{v}}\right) + \nabla \cdot \left(\rho_0 \tilde{\mathbf{v}} \otimes \tilde{\mathbf{v}}\right) = -\nabla \tilde{p} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \left(\tilde{\rho} - \rho_0\right)\mathbf{g} + \mathbf{F}, \tag{2.2}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_0 c_p \tilde{T}\right) + \nabla \cdot \left(\tilde{\mathbf{v}} \rho_0 c_p \tilde{T}\right) = \nabla \cdot \left(K_t \nabla \tilde{T}\right) + S_T, \tag{2.3}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_0 k\right) + \nabla \cdot \left(\rho_0 \tilde{\mathbf{v}} k\right) = \nabla \cdot \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \nabla k\right) + G_k + G_b - \rho_0 \varepsilon + S_k, \tag{2.4}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_0 \varepsilon\right) + \nabla \cdot \left(\rho_0 \tilde{\mathbf{v}} \varepsilon\right) = \nabla \cdot \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon\right) + \rho_0 C_1 S \varepsilon - \rho_0 C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} +$$

$$+ C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b + S_\varepsilon, \tag{2.5}$$

$$\tilde{\rho} = \rho_0 - \rho_0 \beta\left(\tilde{T} - T_0\right), \tag{2.6}$$

A fenti összefüggésekben β a levegő köbös hőtágulási együtthatója. A sűrűség változását csak a felhajtóerő szempontjából vesszük figyelembe, egyébként állandó ρ_0 sűrűséget alkalmazunk. Az y koordináta észak felé, az x koordináta kelet felé, a z koordináta pedig tengerszinttől mérve, függőlegesen fölfelé irányul. A mozgásegyenletben található $\boldsymbol{\tau}$ tenzor a viszkózus és turbulens eredetű nyírófeszültségeket tartalmazza, $\mathbf{g} = -g\,\mathbf{k}$ pedig az egységnyi tömegre ható gravitációs erő (g = 9.807 ms^{-2}). $K_t = K + c_p \mu_t \mathrm{Pr}_t^{-1}$ az effektív hővezetési tényező, melyet a lamináris és turbulens hővezetési tényezők összegeként számolunk. c_p az állandó nyomáson értelmezett fajhő, Pr_t a turbulens Prandtl-szám (melynek értékét 0.85-re választottuk), μ_t pedig a turbulens dinamikai viszkozitási tényező. μ_t értékét a turbulencia modell $\rho_0 C_\mu k^2 / \varepsilon$ alakban számítja, k turbulens kinetikus energia és ε turbulens kinetikus energia disszipáció függvényében, $C_1, C_2, C_{1\varepsilon}, C_{3\varepsilon}, C_\mu$ modellkonstansok. A turbulenciamodell alapegyenleteiben található G_k és G_b forrástagok az átlagos deformációsebességet és az instabil sűrűségi rétegződés okozta produkciót fejezik ki. A realizable k-ε turbulencia modellt számos szakirodalmi forrás részletesen ismerteti, például ANSYS Inc. (2019). T_0 a szabványos (ICAO) légköri egyensúlynak megfelelő tengerszinti léghőmérséklet. $\mathbf{F}$, S_T, S_k és S_ε valamely külső hatás leírására a felhasználó által definiált térben megoszló erő, hő, turbulens kinetikus energia és turbulens kinetikus energia-disszipáció források.

(2.1)-(2.6) egyenletek numerikus megoldására számos általános célú CFD szoftver képes – néhány példát említve: ANSYS FLUENT, ANSYS CFX, ANSYS AIM, OpenFOAM, STAR-CD – ezzel lehetővé téve a tervezők számára többek között elektronikus vagy gépészeti berendezések hűtésének elemzését vagy épületeken belüli klíma-komfort vizsgálatok elvégzését. Ugyanezek a szimulációs szoftverek alkalmassá tehetők mezoskálás atmoszférikus áramlások modellezésére, amennyiben a modellben szereplő fizikai mennyiségeket az alábbi módon értelmezzük, ezzel módosítva az alapegyenletek eredeti fizikai jelentését:

1. ρ sűrűség, $\mathbf{v}$ sebesség, p nyomás és T hőmérséklet helyett $\tilde{\rho}, \tilde{\mathbf{v}}, \tilde{p}, \tilde{T}$ transzformált jellemzőkre oldjuk meg (2.1)-(2.6) alapegyenleteinket. A transzformációs összefüggéseket a 2.3. táblázatban foglaljuk össze. A sebességvektor $\mathbf{v} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j} + w\mathbf{k}$ komponensei közül csak a függőleges irányú összetevőt transzformáljuk: $\tilde{\mathbf{v}} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j} + \tilde{w}\mathbf{k}$. A kezdeti és peremfeltételeket a transzformált jellemzőkre vonatkozólag kell definiálni. Megoldást követően a mezőváltozók eredeti fizikai jelentése inverz transzformációs összefüggésekkel állítható helyre.
2. z transzformációjával ($z \to \tilde{z}$) függőleges irányban torzítjuk a számítási tartományt, majd a numerikus megoldást a torzított hálón végezzük. Az eredmények kiértékelésének megkönnyítése érdekében, megoldást követően a háló a megfelelő inverz transzformációs képlet alkalmazásával vissza is alakítható a valóságos mérettartományba.
3. $\mathbf{F}$, S_T, S_k és S_ε forrástagokat a 2.3. táblázatban felsorolt összefüggések alapján definiáljuk. A forrástagok kifejezéseit a megoldó minden iterációs lépésben kiértékeli a mezőváltozók függvényében.

A legtöbb általános célú CFD szoftver nyomásalapú megoldási eljárást alkalmaz, melynek során a kontinuitási egyenlet és a mozgásegyenlet felhasználásával levezetett, nyomáskorrekcióra vonatkozó Poisson-egyenlet oldja meg a mozgásegyenlettel csatolt valamely iteratív eljárással (pl. SIMPLE, SIMPLEC, PISO). A nyomás-sebesség iterációs eljárások leírása a téma szakirodalmában megtalálható (Ferziger és Perić, 2002). E módszerek a mozgásegyenlet megoldásához szükséges nyomásgradiens értékét a Poisson-egyenlet numerikus megoldásából számított nyomásmező numerikus hálón képzett gradienseként állítják elő. Ha a megoldásban jelentős mértékű hidrosztatikai nyomásgradiens van jelen, akkor a nyomásgradiens irányában elkövetett apró hibák következtében – melyek létrejöhetnek például a Poisson-egyenlet iteratív megoldása, vagy a komplex numerikus hálón képzett gradiens művelet miatt – elfogadhatatlan mértékű, fals áramlások alakulhatnak ki a hidrosztatikai egyensúlyi állapot közelében. Példaként említhető, hogy a Duna folyamra jellemző átlagos esés (mely a nyomásgradiens és a gravitációs erő által bezárt

szög tangensének felel meg) mindössze 0.3%; ez a mederesés 1 ms^{-1} körüli átlagsebességű vízmozgást képes létrehozni.

A nyomásgradiens hibájából adódó probléma megoldása érdekében a mozgásegyenletből le kell vonnunk a hidrosztatika alapegyenletét, tehát a nyomást a hidrosztatikai nyomástól való eltéréseként értelmezzük. Az így módosított modellben, a nyugvó állapotú folyadékban ébredő nyomásgradiens zérus. Az ismert, általános célú CFD programok a nyomáseloszlást az állandó sűrűségű folyadék hidrosztatikai nyomásprofiljával kompenzálják, ezért a kis Froude-számú áramlások szimulációja – állandó folyadéksűrűség esetén – megvalósítható. Továbbra is problémát jelent azonban a stabil sűrűségi rétegződés figyelembevétele, mivel a sűrűség változása következtében görbült hidrosztatikai nyomásprofil alakul ki. A hidrosztatikai nyomás kompenzációjának hibája a tartomány magasságának növekedésével növekszik, ezért több kilométer magasságú légköri modelltartományban pontosabb egyensúly alapprofilt kell alkalmaznunk.

A légkör vonatkoztatási állapota

A transzformált mezőváltozókat egy alkalmasan megválasztott, egyensúlyi légköri állapottól való eltérés (zavarás) és egy tengerszintre jellemző állandó referenciaérték összegeként értelmezzük. A referenciaprofil állandói akár esetenként is optimalizálhatók, azonban eddigi tapasztalataink arra utalnak, hogy az ICAO standard atmoszféra alapján az alábbi konstansokkal definiált vonatkoztatási állapot (Manual of the ICAO Standard Atmosphere, Doc 7488, 1993) kielégítő eredményre vezet.

A troposzférában lineárisan csökkenő hőmérsékletet, a sztratoszférában pedig állandó hőmérsékletet feltételezünk, így a γ hőmérsékleti gradiens z magasság lépcsős függvényeként adható meg:

$$\gamma = \begin{cases} \gamma_t \text{ , ha } z \le z_{tp} \\ 0 \text{ , ha } z > z_{tp} \end{cases} \tag{2.7}$$

ahol $\gamma_t = 0.0065\,\mathrm{K\,m^{-1}}$, z_{tp} pedig a tropopauza tengerszint feletti magassága. A nehézségi gyorsulás és a levegő specifikus gázállandójának értéke: $g = 9.8055\,\mathrm{N\,kg^{-1}}$, $R = 287.05\,\mathrm{J\,kg^{-1}K^{-1}}$.

A hőmérséklet, nyomás és sűrűség standard tengerszinti értékei: $T_0 = 288.15\,\mathrm{K}$, $p_0 = 101325\,\mathrm{Pa}$, $\rho_0 = 1.225\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$. E paraméterekkel a 2.1. táblázatban felsorolt egyensúlyi profilok vezethetők le a hidrosztatika alapegyenletének és az ideális gázok állapotegyenletének felhasználásával.

2.1. táblázat Az ICAO szabványnak megfelelő hidrosztatikai profilok.

	Ha $z \leq z_{tp}$	**Ha $z > z_{tp}$**
$\overline{T}$	$T_0 - \gamma_t\, z$	T_{tp}
$\overline{p}$	$p_0 \left(\frac{T_0 - \gamma_t\, z}{T_0} \right)^{\frac{g}{R\gamma_t}}$	$p_{tp}\, e^{-\zeta_s (z - z_{tp})}$
$\overline{\rho_{std}}$	$\rho_0 \left(\frac{T_0 - \gamma\, z}{T_0} \right)^{\frac{g - R\gamma_t}{R\gamma_t}}$	$\rho_{tp}\, e^{-\zeta_s (z - z_{tp})}$

A 2.1. táblázatban T_{tp}, p_{tp}, ρ_{tp} a hőmérséklet, nyomás és sűrűség tropopauza magasságában ($z=z_{tp}$) felvett értékei, ζ_s pedig $g/(RT_{tp})$ alakban határozható meg. A további számítások egyszerűsítése érdekében a 2.1. táblázatban látható sűrűségprofilt a (2.8) képlettel definiált, két, egymáshoz szakadásmentesen csatlakozó exponenciális profillal közelítjük.

$$\overline{\rho} = \rho_0 C\, e^{-\zeta z} \tag{2.8}$$

A hidrosztatikai egyenlet analitikus megoldása a 2.1. táblázatban található hatványfüggvény, ezért a troposzférára jellemző sűrűségprofil-kitevőt az alábbi módon közelítjük:

$$\zeta_t = -\left(\frac{g - R\gamma_t}{z\, R\, \gamma_t} \right) \ln\left(1 - \frac{\gamma_t\, z}{T_0} \right) \cong 10^{-4}\ \mathrm{m}^{-1}. \tag{2.9}$$

ζ értéke tehát két konstans értékből álló (2.10) lépcsős függvénnyel adható meg.

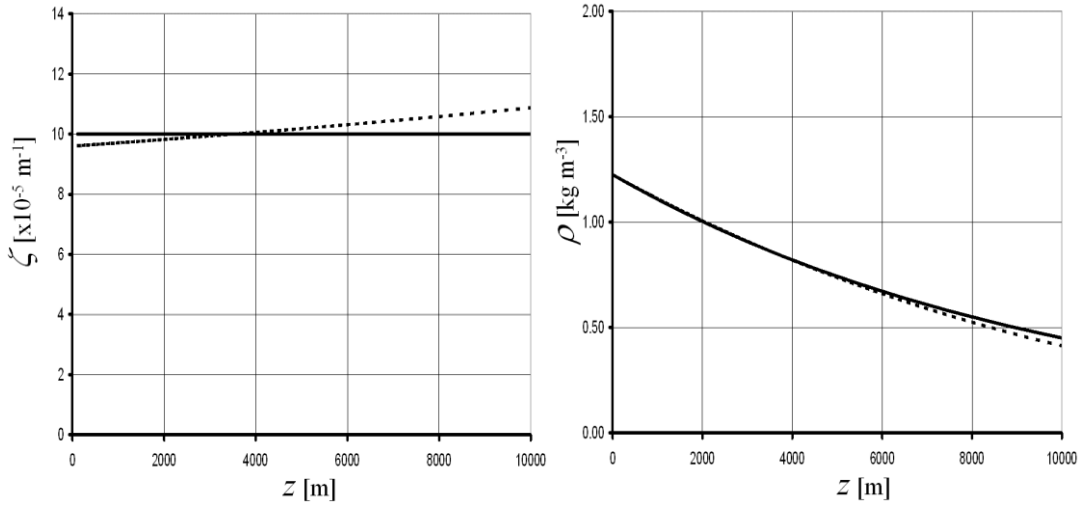
$$\zeta = \begin{cases} 10^4\ \mathrm{m}^{-1}, \text{ha } z < z_{tp} \\ \dfrac{g}{RT_{tp}}, \quad \text{ha } z \geq z_{tp} \end{cases} \tag{2.10}$$

A sűrűségprofil folytonossága érdekében C értékét (2.11) lépcsős függvénnyel kell előírnunk.

$$C = \begin{cases} 1, & \text{ha } z < z_{tp} \\ e^{(\zeta_s - \zeta_t) z_{tp}}, & \text{ha } z \geq z_{tp} \end{cases} \tag{2.11}$$

Amint 2.1. ábrán látható, ζ pontos értékei a troposzférában kissé eltérnek a közelítésként alkalmazott állandó értéktől, azonban ez nem okoz jelentős hibát az

egyensúlyi sűrűségprofilban, z<4000m esetén például az eltérés mértéke 0.4%-nál kisebb, és még 10000 m magasságban sem haladja meg a 10%-ot.



2.1. ábra Balra: a ζ sűrűségprofil-kitevő pontos értéke a tengerszint feletti z magasság függvényében (pontozott vonallal) és a közelítésként alkalmazott állandó (folytonos vonallal). Jobbra: a szabványos egyensúlyi sűrűségprofil és annak közelítése.

A sűrűségprofil töréspontjának z_{tp} magassága jelentősen változhat (többek között a földrajzi szélességtől függően), ezért célszerű lehet a mért értékhez illeszteni, amennyiben a modellezési tartomány a sztratoszférára is kiterjed. z_{tp} szabványos értéke 11 km.

A z vertikális koordináta transzformációja

A hidrosztatikai nyomás okozta sűrűségváltozás hatásának figyelembevétele érdekében a vertikális koordináta dz differenciálja és annak transzformált megfelelője között $d\tilde{z}$ olyan kapcsolatot feltételezünk, hogy az egyensúlyi atmoszféra adott rétegében az egységnyi vízszintes felület fölött tárolt tömeg azonos legyen az állandó sűrűségű modell megfelelő térfogatában megjelenő tömeggel, tehát:

$$\bar{\rho}\, dz = \rho_0\, d\tilde{z} \tag{2.12}$$

A (2.12) kapcsolat alapján, a hidrosztatikai sűrűségprofil integrálásával meghatározható a geometriai transzformáció összefüggése és annak inverze. A transzformáció $J(\tilde{z}) = dz / d\tilde{z}$ Jakobi deriváltjának kifejezését is célszerű kiszámítani. A feltételezett hidrosztatikai sűrűségprofiltól függően a transzformációs képletek többféle alakot ölthetnek, melyeket a 2.2. táblázatban foglalunk össze.

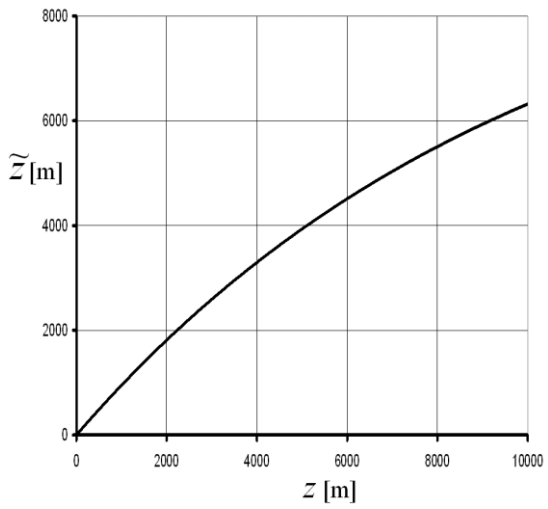
2.2. táblázat A vertikális koordináta transzformációjának összefüggései.

	Analitikus megoldás ha $z \le z_{tp}$	**Exponenciális közelítéssel ha $z \le z_{tp}$**	**Exponenciális közelítéssel ha $z \le 25$ km**
$\frac{d\tilde{z}}{dz} = \frac{\overline{\rho}}{\rho_0}$	$\left(1-\frac{\gamma}{T_0}z\right)^{\frac{g}{R\gamma}-1}$	$e^{-\zeta z}$	$Ce^{-\zeta z}$
$\tilde{z}$	$\frac{RT_0}{g}\left(1-\left(1-\frac{\gamma}{T_0}z\right)^{\frac{g}{R\gamma}}\right)$	$\frac{1}{\zeta}\left(1-e^{-\zeta z}\right)$	$K-\frac{C}{\zeta}e^{-\zeta z}$
z	$\frac{T_0}{\gamma}\left(1-\left(1-\frac{g}{RT_0}\tilde{z}\right)^{\frac{R\gamma}{g}}\right)$	$-\frac{1}{\zeta}\ln\left(1-\zeta\tilde{z}\right)$	$-\frac{1}{\zeta}\ln\left(\frac{\zeta}{C}\left(K-\tilde{z}\right)\right)$
$J=\frac{dz}{d\tilde{z}}$	$\left(1-\frac{g}{RT_0}\tilde{z}\right)^{\frac{R\gamma}{g}-1}$	$\left(1-\zeta\tilde{z}\right)^{-1}$	$\left(\zeta K-\zeta\tilde{z}\right)^{-1}$

$\tilde{z}$ koordináta folytonossága érdekében a K paramétert két állandó értékből álló lépcsős függvényként kell értelmeznünk:

$$K=\begin{cases}\frac{1}{\zeta_t}, & \text{ha } z \le z_{tp}\\ \frac{1}{\zeta_t}\left(1-e^{-\zeta_t z_{tp}}\right)+\frac{1}{\zeta_s}e^{-\zeta_t z_{tp}}, & \text{ha } z>z_{tp}\end{cases} \tag{2.13}$$

Modellünkben tehát az atmoszférát $0 \le \tilde{z} \le K$ kiterjedésű, állandó sűrűségű tartományba képezzük le. A fenti módon bevezetett $\tilde{z}$ koordináta jelentése a meteorológiában használatos nyomás-koordinátához hasonló. $\tilde{z} \to 0$ esetén $J \to 1$, tehát tengerszinthez közeli magasságban a transzformáció elhanyagolható mértékű torzítást okoz. $\tilde{z}$ troposzférikus tartományra vonatkozó grafikonja a 2.2. ábrán látható.



2.2. ábra A geometriai transzformáció grafikonja troposzférikus tartományban.

A mezőváltozók transzformációja

A hőmérséklet, nyomás, sűrűség és vertikális sebességkomponens (T, p, ρ, w) transzformált megfelelőit ($\tilde{T}$, $\tilde{p}$, $\tilde{\rho}$, $\tilde{w}$) az alábbi összefüggésekkel definiáljuk:

$$T = \tilde{T} - T_0 + \overline{T}, \tag{2.14}$$

$$p = \frac{\overline{\rho}}{\rho_0}\,\tilde{p} + \overline{p} = J^{-1}\,\tilde{p} + \overline{p}, \tag{2.15}$$

$$\rho = \tilde{\rho} - \rho_0 + \overline{\rho} = \rho_0\left(J^{-1} - \beta\left(\tilde{T} - T_0\right)\right), \tag{2.16}$$

$$w = \frac{\rho_0}{\overline{\rho}}\,\tilde{w} = J\,\tilde{w}\ . \tag{2.17}$$

Tengerszinten a transzformált fizikai jellemzők – és ebből kifolyólag a modellegyenletek is – az eredeti fizikai jellemzőkhöz és modellegyenletekhez simulnak.

A légköri áramlásra érvényes kontinuitási egyenlet teljesülése

Mezoskálás légköri áramlások esetében nem tekinthetünk el a levegő összenyomhatóságától. Kihasználható azonban, hogy a sűrűségzavarások elhanyagolhatóan kicsik a hidrosztatikai nyomás okozta sűrűségváltozáshoz képest, azaz

$$\rho \cong \overline{\rho} \ \text{ és } \ \tilde{\rho} \cong \rho_0 \tag{2.18}$$

ezért elfogadható közelítést jelent a kontinuitási egyenlet következő alakja:

$$\nabla \cdot \left(\overline{\rho}\,\mathrm{v}\right) = 0 \tag{2.19}$$

$\bar{\rho}$ nyomászavarástól való függetlensége révén a (2.19) közelítés egyben biztosítja az akusztikus hullámok kiszűrését, melyek követését a meteorológiai modellek időbeli felbontása nem tenné lehetővé.

A numerikus modellben alkalmazott egyszerűbb kontinuitási egyenlet (2.1) a z koordináta és w sebességkomponens transzformációja révén (2.19) egyenlettel egyenértékű, mert az alábbi átalakítások lehetségesek:

$$\frac{\partial \bar{\rho} u}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} v}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\rho} w}{\partial z} = 0 \tag{2.20}$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} u}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} v}{\partial y} + \frac{\partial \rho_0 \tilde{w}}{\partial z} = 0 \tag{2.21}$$

$$\bar{\rho}\frac{\partial u}{\partial x} + \bar{\rho}\frac{\partial v}{\partial y} + \rho_0 \frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} = 0 \tag{2.22}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\rho_0}{\bar{\rho}}\frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} = 0 \tag{2.23}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{dz}{d\tilde{z}}\frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} = 0 \tag{2.24}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{dz}{d\tilde{z}}\frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} = 0 \tag{2.25}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial \tilde{z}} = 0 \tag{2.26}$$

$$\nabla \cdot \tilde{\mathbf{v}} = 0 \tag{2.27}$$

A légköri áramlások mozgásegyenletének kielégítése

Mezoskálás légköri áramlások a mozgásegyenlet alábbi alakjával írhatók le:

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F}_{\mathrm{C}}, \tag{2.28}$$

melyben dv/dt teljes (szubsztanciális) derivált a folyadékrész gyorsulását képviseli, $\mathbf{F}_{\mathrm{C}} = \rho(f\,v - \ell\,w)\mathbf{i} - \rho\,f\,u\,\mathbf{j} + \rho\,l\,u\,\mathbf{k}$ a Föld forgásából adódó Coriolis-erő, melyben $f = 2\Omega \sin\varphi$ és $\ell = 2\Omega \cos\varphi$, továbbá φ a földrajzi szélességet, Ω pedig a Föld szögsebességét jelenti. A numerikus modellben megoldott (2.2) mozgásegyenletben szereplő $\mathbf{F} = S_u\mathbf{i} + S_v\mathbf{j} + S_w\mathbf{k}$ erő komponenseit úgy választjuk meg, hogy (2.2) egyenlet kellő pontossággal közelítse (2.28) összefüggést.

A (2.28) mozgásegyenlet horizontális és vertikális komponensei esetében eltérő módon kell eljárnunk. Az x komponens egyenlet az alábbi módon írható fel:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + f\,v - \ell\,w + V.T. \tag{2.29}$$

A jobb oldalon látható $V.T.$ a viszkózus és turbulens erőket tartalmazó tagot jelöli. E tagok esetében feltételezzük, hogy csak a turbulens határrétegben játszanak domináns szerepet, ahol pedig az összenyomhatóságnak csekély hatása van.

u szubsztanciális deriváltját kifejtve és a (2.17) definíciót felhasználva megállapítható, hogy a folyadékrész gyorsulásának vízszintes komponense azonos formában számítható a transzformált és az eredeti rendszerben:

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + \tilde{w}\frac{\partial u}{\partial \tilde{z}} \tag{2.30}$$

(2.15) és (2.17) definíciók felhasználásával (2.29) egyenlet az alábbi alakra hozható:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\bar{\rho}}{\rho_0}\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} + fv - \ell\,\tilde{w}\frac{\tilde{\rho}}{\rho} + V.T. \tag{2.31}$$

A sűrűségzavarás elhanyagolásával, azaz (2.18) összefüggés alkalmazásával, a referencia sűrűséggel való szorzás után a következő egyenlet adódik:

$$\rho_0\frac{du}{dt} = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} + \rho_0 fv - \rho_0\ell\,\tilde{w}\,J + V.T. \tag{2.32}$$

Az S_u tagot (2.2) egyenlet x komponensének a (2.32) egyenlettel való összehasonlítása alapján határozhatjuk meg. Hasonlóan járhatunk el a mozgásegyenlet y komponense esetében is, így S_u és S_v tagokra az alábbi kifejezéseket kapjuk:

$$S_u = \rho_0 fv - \rho_0\ell\,\tilde{w}\,J\ , \tag{2.33}$$

$$S_v = -\rho_0 fu\ . \tag{2.34}$$

(2.29) mozgásegyenlet z komponense az alábbi alakban írható fel:

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} - g + \ell\,u + V.T. \tag{2.35}$$

(2.35) egyenletet sűrűséggel szorozva, majd alkalmazva a (2.15)-(2.16) definíciókat, a következő összefüggésre jutunk:

$$\rho\frac{dw}{dt} = -\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\bar{\rho}}{\rho_0}\tilde{p} + \bar{p}\right) - \left(\tilde{\rho} - \rho_0 + \bar{\rho}\right)g + \rho\,\ell\,u + V.T. \tag{2.36}$$

A vonatkoztatási nyomás és sűrűségprofilok a hidrosztatikai egyensúlynak eleget tesznek:

$$0 = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial z} - \overline{\rho}\, g \tag{2.37}$$

(2.37)-et (2.36)-ból kivonva, majd alkalmazva a (2.18) közelítést az alábbi egyenletre jutunk:

$$\overline{\rho}\frac{dw}{dt} = -\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\overline{\rho}}{\rho_0}\tilde{p}\right) - \left(\tilde{\rho} - \rho_0\right) g + \overline{\rho}\,\ell\, u + V.T. \tag{2.38}$$

A tehetetlenségi erő átalakításának első lépéseként a $\partial w / \partial z$ deriváltat alakítjuk át:

$$\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\rho_0}{\overline{\rho}}\tilde{w}\right) = \frac{\rho_0}{\overline{\rho}}\frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} + \tilde{w}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\rho_0}{\overline{\rho}}\right) \tag{2.39}$$

melyből (2.12) összefüggés alkalmazásával a (2.40) egyenletet kapjuk:

$$\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\partial \tilde{w}}{\partial \tilde{z}} + \rho_0 \tilde{w}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{\overline{\rho}}\right) \tag{2.40}$$

A vonatkoztatási sűrűségprofil (2.8) kifejezését behelyettesítve, majd a deriválást elvégezve (2.41) összefüggés adódik:

$$\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\partial \tilde{w}}{\partial \tilde{z}} + \zeta\, \tilde{w} J \tag{2.41}$$

A tehetetlenségi erőben található szubsztanciális deriváltat a következőképpen alakíthatjuk át:

$$\overline{\rho}\frac{dw}{dt} = \overline{\rho}\left(\frac{\partial w}{\partial t} + u\frac{\partial w}{\partial x} + v\frac{\partial w}{\partial y} + w\frac{\partial w}{\partial z}\right) \tag{2.42}$$

(2.17) definíció felhasználásával, valamint kihasználva, hogy a vonatkoztatási profil csak a *z* koordinátától függ, az alábbi összefüggésre jutunk:

$$\overline{\rho}\frac{dw}{dt} = \rho_0\left(\frac{\partial \tilde{w}}{\partial t} + u\frac{\partial \tilde{w}}{\partial x} + v\frac{\partial \tilde{w}}{\partial y} + \tilde{w}\frac{\partial \tilde{w}}{\partial \tilde{z}}\right) + \rho_0 \zeta \tilde{w}^2 J \tag{2.43}$$

(2.43) egyenletet tömörebb formában felírva kapjuk meg a tehetetlenségi erő vertikális komponensének transzformációjára szolgáló összefüggést:

$$\overline{\rho}\frac{dw}{dt} = \rho_0\frac{d\tilde{w}}{dt} + \rho_0 \zeta \tilde{w}^2 J \tag{2.44}$$

A nyomásgradiens (2.38) egyenletben található függőleges komponensét szintén át kell alakítani:

$$-\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\bar{\rho}}{\rho_0}\tilde{p}\right)=-\frac{\bar{\rho}}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial \tilde{z}}\left(\frac{\bar{\rho}}{\rho_0}\tilde{p}\right) \tag{2.45}$$

(2.44) és (2.45) képleteket behelyettesítve (2.38) egyenletbe a mozgásegyenlet következő alakja adódik:

$$\rho_0\frac{d\tilde{w}}{dt}+\rho_0\zeta\tilde{w}^2J=-\frac{\bar{\rho}}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial \tilde{z}}\left(\frac{\bar{\rho}}{\rho_0}\tilde{p}\right)+\rho_0\beta\left(\tilde{T}-T_0\right)g+\rho_0\,\ell\,u\,J^{-1}+V.T. \tag{2.46}$$

A numerikus modellben implementált (2.2) mozgásegyenlet vertikális komponense az alábbi ekvivalens alakban írható fel:

$$\rho_0\frac{d\tilde{w}}{dt}=-\frac{\partial\tilde{p}}{\partial \tilde{z}}+\rho_0\beta\left(\tilde{T}-T_0\right)g+V.T.+S_w \tag{2.47}$$

(2.46) egyenletet kivonva (2.47) egyenletből meghatározhatjuk az S_w függőleges térfogati erő kifejezését:

$$S_w=\Pi+\rho_0\,\ell\,u\,J^{-1}-\rho_0\zeta\tilde{w}^2J\,, \tag{2.48}$$

(2.48) kifejezésben Π – a nyomásgradiens függőleges komponensének korrekciójára szolgáló tag – algebrai úton történő kiszámítása további közelítést igényel.

$$\Pi=\frac{\partial\tilde{p}}{\partial \tilde{z}}-\frac{\bar{\rho}}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial \tilde{z}}\left(\frac{\bar{\rho}}{\rho_0}\tilde{p}\right) \tag{2.49}$$

A $\bar{\rho}\,\tilde{p}$ szorzat deriváltját felírva, ρ_0-al való osztás után a következő képletre jutunk:

$$\frac{\partial\tilde{p}}{\partial \tilde{z}}=\frac{\rho_0}{\bar{\rho}}\frac{\partial}{\partial \tilde{z}}\left(\frac{\bar{\rho}}{\rho_0}\tilde{p}\right)-\frac{\tilde{p}}{\bar{\rho}}\frac{\partial\bar{\rho}}{\partial \tilde{z}} \tag{2.50}$$

A függőleges mozgásból adódó tehetetlenségi erő és a viszkózus erő elhanyagolhatóvá válnak nagy magasságokban, ahol a nyomásgradiens dilatációját leíró tag jelentős szerepet kap, ezért a nyomásgradiens függőleges komponensét S_w számításához az alábbi közelítéssel számítjuk:

$$\frac{\bar{\rho}}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial \tilde{z}}\left(\frac{\bar{\rho}}{\rho_0}\tilde{p}\right)\cong\rho_0\beta\left(\tilde{T}-T_0\right)g+\rho_0\,\ell\,u\,J^{-1} \tag{2.51}$$

(2.49) összefüggésbe behelyettesítve (2.50), majd (2.51) egyenleteket, a nyomásgradiens korrekciója a következő alakot ölti:

$$\Pi = \left(\frac{\rho_0^2}{\bar{\rho}^2} - 1\right)\left(\rho_0\, \ell\, u\, J^{-1} + \rho_0 \beta\left(\tilde{T} - T_0\right) g\right) - \frac{\tilde{p}}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \tilde{z}} \tag{2.52}$$

$$\Pi = \rho_0 \left(J^2 - 1\right)\left(\ell\, u\, J^{-1} + \beta\left(\tilde{T} - T_0\right) g\right) + \zeta\, \tilde{p}\, J \tag{2.53}$$

(2.53) képletet (2.48)-ba behelyettesítve adódik az S_w függőleges térfogati erő kifejezése:

$$S_w = \rho_0 \left(J^2 - 1\right)\left(\ell\, u\, J^{-1} + \beta\left(\tilde{T} - T_0\right) g\right) + \rho_0\, \ell\, u\, J^{-1} + \zeta\, J\left(\tilde{p} - \rho_0 \tilde{w}^2\right). \tag{2.54}$$

ℓ és ζ kicsik, továbbá $J \to 1$, ha $\tilde{z} \to 0$, tehát tengerszint közelében S_w elhanyagolható mértékű korrekciót eredményez, így a mozgásegyenlet függőleges komponense az összenyomhatatlan áramlást leíró alapegyenlethez közelít. Tekintve, hogy S_w kiértékelése jelentős számítási költséggel jár, célszerű lehet ezt a tagot elhanyagolni a finoman felbontott felszíni térrészekben, például városok belső terében, amennyiben a felszín tengerszint feletti magassága csekély. A $-\zeta\, J\, \rho_0 \tilde{w}^2$ tagnak nagy magasságban is viszonylag csekély hatása van.

A hőmérsékleti rétegződés és a száraz adiabatikus állapotváltozás hatásainak figyelembevétele az energiaegyenletben

A numerikus modellben megoldott (2.3) energiaegyenletünk – S_T forrástag nélkül – nem tartalmazza az expanziós hatást, ezért a függőlegesen mozgó levegőrész $\tilde{T}$ hőmérséklete nem változik, tehát (2.14) értelmében a T hőmérséklet a vonatkoztatási hőmérséklet profil γ gradiensének megfelelően változik.

Valóságos atmoszférában egy fölemelkedő levegőrész hőmérséklete az expanziós munka következtében $\Gamma = g / c_p = 0.00976\ \mathrm{K\,m^{-1}}$ száraz adiabatikus hőmérsékleti gradiensnek megfelelően változik, ezért a numerikus modellben implementált energiaegyenletben egy $\Gamma - \gamma$ értékével arányos többlethőforrást szükséges alkalmazni.

A (2.3) energiaegyenlet utolsó tagjaként megjelenő S_T hőforrást úgy kell megválasztanunk, hogy – a meteorológiában szokásos módon (Götz és Rákóczi, 1981) – a potenciális hőmérsékletre felírt (2.55) energiaegyenlet teljesüljön.

$$\rho c_p \frac{T}{\Theta} \frac{d\Theta}{dt} = \nabla \cdot \left(K_t \nabla \Theta\right) + S_\Theta \tag{2.55}$$

A fenti egyenletben S_Θ [W m^{-3}] forrástag a sugárzás vagy látens hőfelszabadulás okozta nemadiabatikus hőközlés hatását képviseli. Θ potenciális hőmérsékletet – mely az adott magasságból és légállapotból tengerszintre adiabatikusan leszállított

levegőrész hőmérsékletét fejezi ki – az alábbi Exner-függvény alapján határozhatjuk meg:

$$\Theta = T\left(\frac{p_0}{\overline{p}}\right)^{\frac{R}{c_p}} = T\left(\frac{\overline{T}}{T_0}\right)^{-\frac{g}{\gamma c_p}}. \tag{2.56}$$

A szubsztanciális derivált kifejtését követően a (2.55) energiaegyenlet a következő alakot ölti:

$$\frac{\partial\Theta}{\partial t} + u\frac{\partial\Theta}{\partial x} + v\frac{\partial\Theta}{\partial y} + w\frac{\partial\Theta}{\partial z} = \frac{S_\Theta}{\rho c_p \pi} + C.T. \tag{2.57}$$

ahol *C.T.* a konduktív és turbulens hőtranszportot leíró tagokat képviseli. Ezeket a tagokat a (2.29) mozgásegyenletben található konduktív tagokhoz hasonló módon kezeljük, feltételezve, hogy a turbulens keveredés csak a felszín közelében jelentős, az erőteljes nyírás hatása miatt. A fenti összefüggésben π a z koordinátától alábbi módon függő Exner-függvényt jeleníti meg:

$$\pi = \frac{T}{\Theta} \cong \frac{\overline{T}}{\overline{\Theta}} = \left(1 - \frac{\gamma z}{T_0}\right)^{\frac{g}{\gamma c_p}} \tag{2.58}$$

π-vel beszorozva a (2.57) egyenlet az alábbi alakra hozható:

$$\frac{dT}{dt} + wT\pi\frac{\partial\pi^{-1}}{\partial z} = \frac{S_\Theta}{\rho c_p} + C.T. \tag{2.59}$$

$$\frac{dT}{dt} + w\frac{g}{c_p}\frac{T}{\overline{T}} = \frac{S_\Theta}{\rho c_p} + C.T. \tag{2.60}$$

A (2.60) egyenlet bal oldalán található abszolút hőmérséklet közelítőleg azonos az egyensúlyi hőmérséklettel, ezért a második tag $w\Gamma$ szorzattá egyszerűsíthető. A hőmérséklet szubsztanciális deriváltjába behelyettesítve a hőmérséklet transzformációs képletét, egy $-w\gamma$ tagot hozunk létre az egyenlet bal oldalán, így az alábbi összefüggésre jutunk:

$$\frac{d\tilde{T}}{dt} + w(\Gamma - \gamma) = \frac{S_\Theta}{\rho c_p} + C.T. \tag{2.61}$$

$$\rho_0 c_p \frac{d\tilde{T}}{dt} = \frac{\rho_0}{\overline{\rho}} S_\Theta - \rho_0 c_p w(\Gamma - \gamma) + C.T. \tag{2.62}$$

$J = \rho_0 / \overline{\rho} = w / \tilde{w}$ alkalmazásával a (2.63) egyenlet adódik

$$\rho_0 c_p \frac{d\tilde{T}}{dt} = J S_\Theta - \rho_0 c_p \tilde{w}(\Gamma - \gamma) J + C.T., \tag{2.63}$$

mely alapján, *C.T.* elhanyagolásával, a (2.3) energiaegyenlet forrástagját az alábbi képlet szerint számíthatjuk:

$$S_T = J S_\Theta - \rho_0 c_p \tilde{w}(\Gamma - \gamma) J \tag{2.64}$$

S_Θ száraz adiabatikus állapotváltozások esetén zérusértékű.

A termikus peremfeltételek pontos számítása érdekében össze kell hasonlítanunk a turbulens hőfluxus függőleges komponensét (2.65):

$$q = -\rho c_p K_t \frac{\partial \Theta}{\partial z}, \tag{2.65}$$

a numerikus modell által kiértékelt turbulens hőfluxussal (2.66), amely:

$$\tilde{q} = -\rho_0 c_p K_t \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tilde{z}}. \tag{2.66}$$

(2.66) képletet összehasonlítva a fizikailag helyes (2.65) képlettel, látható, hogy a két hőáramsűrűség közötti kapcsolat:

$$q = \tilde{q} J^{-2} \pi^{-1} - \rho_0 c_p K_t (\Gamma - \gamma) \pi^{-1}. \tag{2.67}$$

Tengerszinthez közeli felszínen J és π is 1-hez közelít, a $\Gamma - \gamma$ hőmérsékleti gradiens pedig általában elhanyagolható a termikus határrétegre jellemző hőmérsékleti gradienshez képest, ezért a $q \cong \tilde{q}$ közelítéssel élhetünk.

A transzformált turbulenciamodell-egyenletek korrekciója

A folyadékstabilitás hatással van a turbulens produkcióra: az instabil rétegződés a k turbulens mozgási energia termelődéséhez, a stabil rétegződés k csökkenéséhez vezet. A numerikus modellben alkalmazott (2.4) és (2.5) turbulenciamodell-egyenletek tartalmaznak egy stabilitási állapottól függő – a felhajtóerő okozta produkció hatását leíró – G_b tagot, mely a $\tilde{T}$ hőmérséklet gradiensével arányos. A turbulencia általában alacsony légköri rétegekben jellemző, ezért a vertikális koordináta transzformációjának hatását elhanyagoljuk:

$$G_b = -\beta g \frac{\mu_t}{\mathrm{Pr}_t} \frac{d\tilde{T}}{d\tilde{z}} \cong -\beta g \frac{\mu_t}{\mathrm{Pr}_t} \frac{d\tilde{T}}{dz}. \tag{2.68}$$

A transzformált hőmérséklet gradiense a fizikai hőmérséklet gradiense alapján az alábbi módon fejezhető ki:

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial z} + \gamma \tag{2.69}$$

A hőmérsékleti rétegződés turbulenciára gyakorolt hatásának semleges stabilitási állapot esetén kell eltűnnie, mely esetben $\partial T / \partial z = \Gamma$. Ebből adódóan a turbulens kinetikus energia transzportegyenletében az alábbi forrástag szükséges:

$$S_k = -\beta g \frac{\mu_t}{\mathrm{Pr}_t} (\Gamma - \gamma) . \tag{2.70}$$

S_k forrástag negatív, ezért a figyelembevétele a turbulenciát csökkenti. Hasonló korrekciót kell alkalmazni ε transzportegyenletében is:

$$S_\varepsilon = -C_{1\varepsilon} C_{3\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \beta g \frac{\mu_t}{\mathrm{Pr}_t} (\Gamma - \gamma) \tag{2.71}$$

$C_{1\varepsilon}$ és $C_{3\varepsilon}$ állandók értékei a numerikus áramlástan szakirodalmában megtalálhatók (ANSYS Inc., 2019).

Egyensúlyi kezdeti feltételek előírása

Amennyiben a szabványos nyugalmi légállapot alkalmas kezdeti állapotnak tekinthető, a szimuláció egyszerűen $\tilde{p}_{init} = 0, \tilde{T}_{init} = T_0$, $\tilde{\mathbf{v}} = 0$ állapotból indítható.

Amennyiben a szimulációt a vonatkoztatási légállapottól eltérő hidrosztatikus egyensúlyból szükséges indítani, $\tilde{T}_{init}$ és $\tilde{p}_{init}$ között az alábbi kapcsolat biztosítása szükséges:

$$\frac{\partial}{\partial \tilde{z}} \left(J^{-1} \tilde{p}_{init} \right) = \rho_0 \beta \left(\tilde{T}_{init} - T_0 \right) g J . \tag{2.72}$$

Nyugalmi légállapot helyett a konvergencia gyorsítása érdekében célszerű lehet a szimulációt a határréteg feletti (geosztrofikus) szélsebesség u_g és v_g komponenseinek a tartomány minden pontjában történő előírásával megkezdeni. Ebben az esetben a nyomásmező a tartományban a Coriolis-erő hatására az alábbi módon változik:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\tilde{p}_{init} \right) = \rho_0 f v_g \tag{2.73}$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\tilde{p}_{init} \right) = -\rho_0 f u_g \tag{2.74}$$

Nyomás peremfeltételek alkalmazása esetén a nyomásprofilok (2.73) és (2.74) összefüggésekkel megadhatók a tartomány oldalsó határfelületein.

Mezoskálás hatások figyelembevétele mikroskálás légköri áramlásmodellekben, transzformációs eljárás segítségével – **T1. tézis**

Nyomás alapú háromdimenziós, időfüggő inkompresszibilis Boussinesq-féle sűrűségmodellre és a k-ε turbulencia modell valamely változatára épülő numerikus áramlástani modellek alkalmassá tehetők mezoskálás atmoszférikus áramlások elemzésére az alábbi módosítások alkalmazásával:

1. A 2.3. táblázat bal oldalán felsorolt képletek szerint $\tilde{T}$, $\tilde{p}$, $\tilde{\rho}$, $\tilde{w}$ transzformált mezőváltozók alkalmazása a numerikus modellben.
2. Megoldás előtt a numerikus háló függőleges irányú torzítása a 2.3. táblázatban megadott $z \to \tilde{z}$ transzformációs összefüggés szerint. (Az eredmények kiértékelése előtt az eredeti numerikus háló a $\tilde{z} \to z$ inverz transzformáció alkalmazásával helyreállítható.)
3. A mozgásegyenletben, energiaegyenletben, valamint k és ε transzportegyenleteiben a 2.3. táblázat jobb oldalán felsorolt $\mathbf{F} = S_u\mathbf{i} + S_v\mathbf{j} + S_w\mathbf{k}$, S_T, S_k és S_ε addicionális forrástagok alkalmazása.

A transzformációs eljárás céljai:

A. A hidrosztatikai nyomásgradiens csökkentése a modellegyenletekben.
B. A hőmésékleti rétegződés és a vertikális áramlással járó (száraz) adiabatikus hőmérsékletváltozás figyelembevétele.
C. A Coriolis-erő figyelembevétele.
D. A sűrűség hidrosztatikai nyomás okozta változásának figyelembevétele.

2.3. táblázat A transzformációs eljárás összefüggései.

Transzformációs összefüggések	**Forrástagok**
$T = \tilde{T} - T_0 + \overline{T}$	$S_u = \rho_0 f v - \rho_0 \ell \tilde{w} J$
$p = J^{-1}\tilde{p} + \overline{p}$	$S_v = -\rho_0 f u$
$\rho = \tilde{\rho} - \rho_0 + \overline{\rho}$	$S_w = \rho_0\left(J^2 - 1\right)\left(\ell u J^{-1} + \beta\left(\tilde{T} - T_0\right)g\right) + \rho_0 \ell u J^{-1} + \zeta J\left(\tilde{p} - \rho_0 \tilde{w}^2\right)$
$w = J\tilde{w}$	$S_T = J S_\Theta - \rho_0 c_p \tilde{w}(\Gamma - \gamma) J$
$z = -\frac{1}{\zeta}\ln\left(\frac{\zeta}{C}\left(K - \tilde{z}\right)\right)$	$S_k = -\beta g \frac{\mu_t}{Pr_t}(\Gamma - \gamma)$
$\tilde{z} = K - \frac{C}{\zeta}e^{-\zeta z}$	$S_\varepsilon = -C_{1\varepsilon} C_{3\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \beta g \frac{\mu_t}{Pr_t}(\Gamma - \gamma)$

A 2.3. táblázatban T [K] abszolút hőmérséklet, p [Pa] abszolút nyomás, ρ [kg m^{-3}] sűrűség, u, v és w [m s^{-1}] az x, y és z irányú sebességkomponensek, f és ℓ [s^{-1}] a Föld szögsebességének z és y komponenséhez tartozó Coriolis paraméterek, c_p az állandó nyomáson mért fajhő, β [K^{-1}] köbös hőtágulási együttható, g [N kg^{-1}] gravitációs gyorsulás, μ_t [Pa s] turbulens viszkozitási tényező, Pr_t turbulens Prandtl-szám, Γ [K m^{-1}] szárazadiabatikus hőmérsékleti gradiens, γ [K m^{-1}] hidrosztatikus hőmérsékleti gradiens, k [m^2 s^{-2}] turbulens kinetikus energia, ε [m^2 s^{-3}] turbulens kinetikus energia disszipáció, $C_{1\varepsilon}$ és $C_{3\varepsilon}$ a k-ε turbulencia modell állandói. A hidrosztatikai egyensúlyhoz tartozó $\overline{T}, \overline{p}, \overline{\rho}$ (hőmérséklet, nyomás, sűrűség) profilok és további modellkonstansok értelmezése a 2.4. táblázatban található.

2.4. táblázat A hidrosztatikus profil összefüggései troposzférikus és szratoszférikus tartományra. T_0 [K], p_0 [Pa] és ρ_0 [kg m^3] az abszolút hőmérséklet, nyomás és sűrűség tengerszinti referencia értékei, γ_t [K m^{-1}] troposzférikus hőmérsékleti gradiens ($z < z_{tp}$ esetén $\gamma = \gamma_t$), egyébként $\gamma = 0$), z_{tp} [m] a tropopauza magassága, $T_{tp} = \overline{T}(z_{tp})$, $p_{tp} = \overline{p}(z_{tp})$.

	$z < z_{tp}$	$z \geq z_{tp}$
$\overline{T}$	$T_0 - \gamma_t z$	T_{tp}
$\overline{p}$	$p_0 \left(\frac{T_0 - \gamma_t z}{T_0} \right)^{\frac{g}{R\gamma_t}}$	$p_{tp} e^{-\zeta_s (z - z_{tp})}$
$\overline{\rho}$	$\rho_0 C\, e^{-\zeta z}$	$\rho_0 C\, e^{-\zeta z}$
ζ	$\zeta_t = 10^4\ \mathrm{m}^{-1}$	$\zeta_s = \frac{g}{RT_{tp}}$
C	1	$e^{(\zeta_s - \zeta_t) z_{tp}}$
J	$(\zeta K - \zeta \tilde{z})^{-1}$	$(\zeta K - \zeta \tilde{z})^{-1}$
K	$\frac{1}{\zeta_t}$	$\frac{1}{\zeta_t}\left(1 - e^{-\zeta_t z_{tp}}\right) + \frac{1}{\zeta_s} e^{-\zeta_t z_{tp}}$

A tézishez kapcsolódó publikációk: Kristóf és társai (2009), Kristóf és társai (2007)$_a$, Kristóf és társai (2007)$_b$, Rácz és társai (2013), Rácz és társai (2007).

2.2. Validációs vizsgálatok, a módszer alkalmazása stabil rétegződésű, összenyomhatatlan folyadékokra

Az ellenőrző vizsgálatokat túlnyomó részben Dr. Rácz Norbert és Dr. Balogh Miklós munkatársaim végezték, ezek részletes leírása közös publikációinkban (Kristóf és társai, 2009; Rácz és társai, 2013) és Dr. Rácz Norbert doktori értekezésében megtalálható, azonban az előző fejezetben leírt modell alátámasztása megkívánja az ellenőrzővizsgálatok bemutatását, ezért a következő fejezetben röviden összefoglalom a vizsgált fizikai folyamatokat és az elért eredményeket.

A Coriolis-erő, az összenyomhatóság, a hőmérsékleti rétegződés és a hidrosztatikus nyomás okozta adiabatikus állapotváltozás hatásainak helyes leírását először szeparált effektusos teszteken, majd ezt követően komplexebb légköri jelenségeken keresztül mutatjuk be.

A validációs vizsgálatokon túlmenően e fejezetben bemutatom a transzformációs eljárás alkalmazását stabil rétegződésű víztartályban végzett kísérletek modellezésére, melynek révén a szimulációs eljárás felhasználhatóvá válik a víztartályban végzett laboratóriumi kísérletek és a valós atmoszférikus áramlási jelenségek közötti hasonlóságok és eltérések feltárására, továbbá egy adott jelenség vizsgálatára alkalmas víztartályos kísérletek előkészítésére.

Ekman-spirál

A Coriolis-erő helyes implementációját egy analitikusan is megoldható egyszerű problémán ellenőrizzük. Feltételezzük, hogy a nyomásgradiensnek csak egy nem-zérus komponense van $\partial p/\partial y$=állandó, a turbulencia modellt pedig μ_t=állandó turbulens viszkozitási tényezővel helyettesítjük. Vízszintes áramlásirányt és állandó sűrűségű atmoszférát feltételezünk, ezért $\gamma = \Gamma = 0$, $z = \tilde{z}$, $S_w = 0$. A négyzetes oszlop alakú modelltartomány minden oldalsó határán periodikus peremfeltételt alkalmazunk. Az alsó határfelületen tapadási, a tartomány tetején pedig szimmetria peremfeltételt írunk elő. Hidrosztatikai egyensúlyból kiindulva, iterációs közelítéssel határoztuk meg az állandósult megoldást, mely ezután az alábbi analitikus megoldással (Ekman, 1905) összevethető:

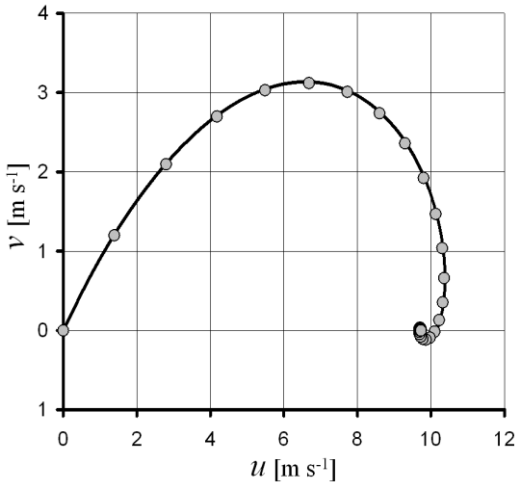
$$u = U\left(1 - e^{-az}\cos(az)\right) , \tag{2.75}$$

$$v = U\, e^{-az}\sin(az) , \tag{2.76}$$

melyben $U = -(\rho_0 f)^{-1}\partial p/\partial y$ a határrétegen kívüli, x irányú geosztrofikus szél, továbbá $a = \sqrt{\dfrac{f\rho_0}{2\mu_t}}$. A további modellkonstansok esetében is realisztikus értékek

választására törekedtünk: $\rho_0 = 1\ \mathrm{kg\,m^{-3}}$, $f = 1.0279\ \mathrm{x10^{-4}\ s^{-1}}$, $\partial p / \partial y = -10^{-3}\ \mathrm{Pa\,m^{-1}}$, $\mu_t = 10^{-2}\,\mathrm{Pa\,s}$.

A numerikus megoldás eredményeként minden cella középpontjában előállt a vízszintes irányú sebességvektor, melyet az 2.3. ábrán hasonlítunk össze az analitikus megoldással az 500 m magas modelltartományban. Az analitikus megoldással való kiváló egyezés alátámasztja a Coriolis-erő helyes számítását S_u és S_v forrástagokban, továbbá a viszkózus erők pontos számítását az ANSYS FLUENT 6 megoldóban.



2.3. ábra A szimulációs cellák középpontjában értelmezett vízszintes sebességvektorok (u,v) (szürke pontok) az analitikus megoldással (vastag fekete görbe) összehasonlítva.

Hideg légtömeg lecsapódása

Straka és társai (1993) számos különböző szimulációs modellt hasonlítottak össze egy leszálló hideg légtömeg által keltett áramlásra vonatkozó kétdimenziós teszteseten. Az értékelés alapjául szolgáló hálófüggetlen referencia megoldást a későbbiek során is felhasználták kompresszibilis áramlásmodellek validációjára (Reinert és társai 2007).

Az áramlást egy nagy magasságból indított hideg légbuborék hozza létre, mely a felszínnel való ütközést követően x irányba halad, melynek során a nyírórétegben örvények jönnek létre a Kelvin-Helmholtz instabilitás következtében. A referencia megoldáshoz hasonló módon állandó viszkozitást írunk elő és nem vesszük figyelembe a Coriolis-erőt. Az oldalsó határokon szimmetria peremfeltételeket alkalmazunk. A tartomány méretei vízszintes irányban 25.6 km, függőleges irányban 6.4 km. A potenciális hőmérséklet ($\Theta_{init} + \Delta T$) kezdeti értéke egy ellipszoid alakú hideg buborék belsejét kivéve térben állandó. Az állandók értékét a referenciamegoldásnak (Straka és társai, 1993) megfelelően vettük fel: $R = 287\ \mathrm{J\,kg^{-1}K^{-1}}$, $c_p = 1004\ \mathrm{J\,kg^{-1}K^{-1}}$, $\mu_t / \rho_0 = 75\ \mathrm{m^2\,s^{-1}}$, $g = 9.81\ \mathrm{m\,s^{-2}}$ $T_0 = \Theta_{init} = 300\ \mathrm{K}$, $p_0 = 10^5\ \mathrm{Pa}$, továbbá

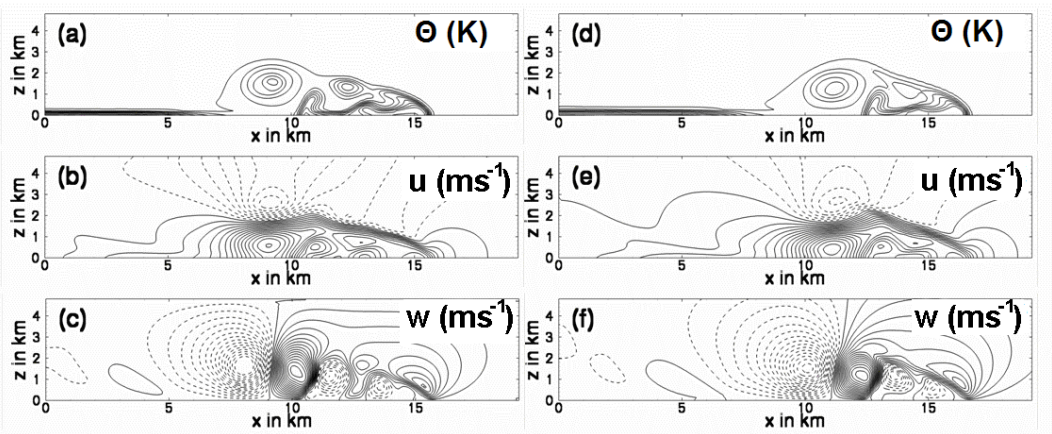
$$\Delta T = \begin{cases} 0 & \text{, ha } L > 1 \\ -15\left(\cos(\pi L)+1\right)/2 \text{ [K]} & \text{, ha } L \le 1 \end{cases} \tag{2.77}$$

$$L = \sqrt{\left(\frac{x - x_c}{x_r}\right)^2 + \left(\frac{z - z_c}{z_r}\right)^2}\,, \tag{2.78}$$

amelyben $x_c = 0$, $x_r = 4$ km, $z_c = 3$ km, $z_r = 3$ km.

Egyenközű, 100 méteres felbontást alkalmaztunk a transzformált modelltartományban. E vizsgálatban a vonatkoztatási profilokat a konstans potenciális hőmérsékletnek megfelelően vettük fel $\gamma = \Gamma = g / c_p$ és $\zeta = 0.9\,\mathrm{x}10^{-4}\,\mathrm{m}^{-1}$ állandók alkalmazásával.

Kihasználva a transzformációs eljárás nyújtotta lehetőséget, a numerikus megoldást állandó sűrűség feltételezésével is megismételtük, melynek során nem alkalmaztuk ($z = \tilde{z}$ és $\zeta = 0$) a geometriai transzformációt és kiiktattuk a forrástagokat: $S_u = S_v = S_w = S_T = S_k = S_\varepsilon = 0$. A hidrosztatikai nyomás okozta adiabatikus hőmérsékletváltozást – az állandó potenciális hőmérsékletnek megfelelően megválasztott vonatkoztatási hőmérsékletnek köszönhetően – ez az egyszerűsített modell is figyelembe veszi.



2.4. ábra Hideg légtömeg lecsapódása összenyomható (a-c) és összenyomhatatlan áramlásmodell alapján számítva. Potenciális hőmérséklet (a, d) u sebesség komponens (b, e) és w sebesség komponens (c, f) t = 900 s időpontban. A szintvonal lépcsők: 1 K és 2 ms^{-1}.

2.5. táblázat A sűrűségfront helye t = 900 másodpercnél a 25 m felbontású hálófüggetlen megoldás (REFQ25: Straka és társai, 1993), 100 m felbontású nagyörvény szimulációs modell (LES100: Reinert és társai, 2007), jelen modell alapján (CFDA100) és jelen modell egyszerűsített, összenyomhatatlan változata (CFDB100).

	REFQ25	LES100	CFDA100	CFDB100
x_{front} (m)	15509	15200	15753	16816

A modelleredményeket 2.5. táblázatban a front pozíciója alapján hasonlítjuk össze, mert a modellhibák integrált formában jelentkeznek ebben a fizikai jellemzőben, ugyanakkor kevésbé érzékeny az esetleges numerikus lengések okozta pontszerű hibák hatására. Az eredmények alapján látható, hogy a transzformációs módszer kompresszibilis változata a meteorológiai kutatás céljára kifejlesztett (LES100) modellhez hasonló pontossággal produkálja a front helyét. 2.4. ábra és 2.5. táblázat adatai alapján megfigyelhető ugyanakkor, hogy még a módszer egyszerűsített, állandó sűrűségű változata (CFDB100) is minőségileg helyes eredményre vezet.

Laboratóriumi léptékű városi hősziget cirkuláció

Cenedese és Monti (2003) a városi hősziget okozta áramlást vizsgálta, továbbá annak kölcsönhatását a parti szellővel. Kísérleteiket alulról hűtött, felülről fűtött, stabil rétegződésű víztartályban végezték, a termikus konvekciót a fenékre ragasztott, D = 100 mm átmérőjű elektromos fűtőlappal állították elő. A sebességmező mérésére Particle Image Velocimetry (PIV) eljárást alkalmaztak a kísérleti berendezés középsíkjában, a hőmérséklet eloszlást pedig a fűtőlap felett függőleges sorokban elrendezett hőmérő szenzorok segítségével figyelték meg. t = 0 s pillanatban a kísérlet a fűtőfelület bekapcsolásával kezdődött. A fűtőlap továbbiakban állandó 1250 W m^{-2} teljesítménnyel működött. A PIV rendszerrel mért pillanatnyi sebességmegoszlásokat 850 – 1150 s időintervallumban átlagolták. Az összehasonlíthatóság érdekében a szimulációs modellben ugyanezt az eljárást alkalmaztuk.

A víztartályos kísérletre jellemző gyenge turbulencia miatt a transzformációs eljárásban alkalmazott realizable k-e turbulencia modellt ki kellett iktatni, helyette nagyörvény szimulációt (LES) alkalmaztunk, ezért S_k és S_ε forrástagok helyességét nem vizsgáltuk. A Coriolis-erőnek a kísérletekben nem volt számottevő hatása, ezért a modellben a koordinátarendszer szögsebességét zérusértékűre választottuk: $\Omega = 0$. Az összenyomhatóság szintén nem játszott szerepet a kísérletekben, ennek megfelelően a modellben $\Gamma = 0\,\mathrm{K\,m^{-1}}$, $z = \tilde{z}$, $\zeta = 0$ és $\overline{p} = p_0 - \rho_0\, g\, z$ beállításokat alkalmaztunk. A fenti egyszerűsítő körülményeknek köszönhetően a transzformációs eljárás elemei közül csupán az alábbi egyszerűsített hőforrás működött:

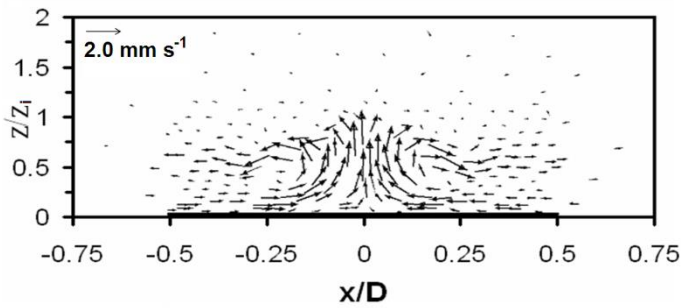
$$S_{T,incomp.} = \rho_0\, c_p\, w\, \gamma \tag{2.79}$$

Definíciójából adódóan $\gamma = -d\overline{T}/dz$ negatív értékű a víztartályos kísérlet modellezése esetében. A további modell konstansokat a víztartályos kísérlet adatai alapján $\gamma = 200\ \mathrm{K\,m^{-1}}$, $c_p = 4180\ \mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$, $\beta = 0.00025\ \mathrm{K^{-1}}$, $T_0 = 300\ \mathrm{K}$ értékűre vettük fel. A kezdeti állapotban $\tilde{T}$ értéke mindenhol 0.

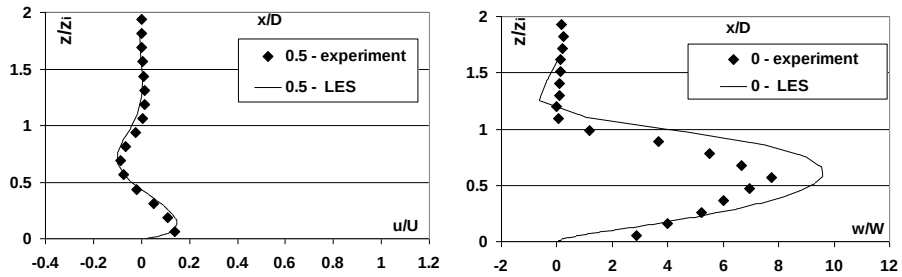
Háromdimenziós, időfüggő szimulációs modellünk elemszáma 920 000, az időlépés nagysága 0.05 s, a Courant-szám legnagyobb értéke 0.4, a dimenzió nélküli faltávolság értéke pedig y^+=0.2 volt. A térbeli diszkretizáláshoz a numerikus diffúzió csökkentése érdekében Bounded Central Differencing sémát alkalmaztunk. A hálóméretnél kisebb turbulens ingadozások hatását a Smagorinsky modell (Ferziger és Perić, 2002) segítségével vettük figyelembe.

A kísérleti eredményekkel összehasonlított nagyörvény szimuláció eredményei a 2.5-2.7. ábrákon láthatók. z_i a keveredési zóna magasságát jelöli, U és W vonatkoztatási sebességek $U = (g\beta DH_0/\rho_0 c_p)^{1/3}$, $Fr = U/ND$, $W = UFr$ összefüggésekkel meghatározva. A dimenziónélküli hőmérséklet-zavarást $T' = (T - \overline{T})/(T_{x=0,z=0} - \overline{T})$ alakban számítottuk, ahol $\overline{T}$ a kezdeti (egyensúlyi) hőmérsékleti profil.

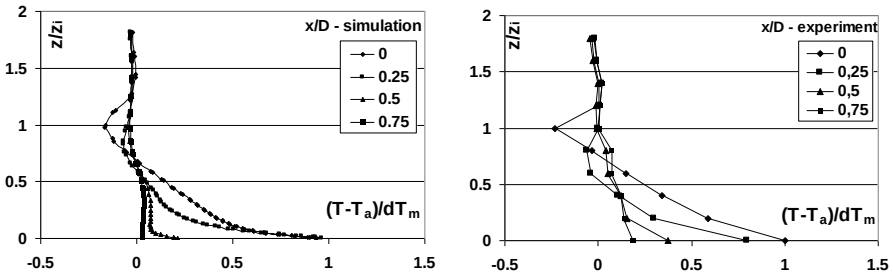
A 2.5. ábrán bemutatott kvalitatív összehasonlítás alapján kimondható, hogy az időátlagolt sebességmezőre vonatkozó modelleredmények a Cenedese és Monti (2003) által mért sebességvektorokhoz hasonló sebességmezőt eredményeztek. A csóva szélessége, magassága, valamint a sebesség iránya és nagysága általában jól közelíti a kísérleti megfigyeléseket. A 2.6. ábra bal oldalán látható, hogy a város pereme fölötti függőleges vonal mentén a vízszintes sebességkomponens nagyságát sikeresen reprodukálta a szimuláció. A csóva maximális emelkedési sebességét a modell kb. 20%-kal túlbecsülte, mely eltérés valószínű oka, hogy a modellünkben alkalmazott numerikus háló nem tette lehetővé a turbulencia tökéletes felbontását, azonban a föláramlás tendenciáját és a maximum helyét a modell helyesen határozta meg. A 2.7. ábrán látható összehasonlítás szerint a mért hőmérsékleti profilokat a modell figyelemreméltó pontossággal produkálta, ami igazolja a hőmérsékleti rétegződés figyelembe vételét és az S_T hőforrás megfelelő működését.



2.5. ábra Számított sebességmező a modell szimmetriasíkjában 300 másodperces időtartamban átlagolva.



2.6. ábra A vízszintes (bal oldalon) és függőleges (jobb oldalon) dimenzió nélküli sebességmező mért (pontokkal) és nagyörvény szimulációval számított (folytonos vonallal feltüntetett) értékei.



2.7. ábra A dimenziótlan hőmérsékleti zavarás függőleges profiljai a fűtőlap fölött mérés (jobb oldalon) és numerikus modell (bal oldalon) alapján meghatározva.

Gravitációs belső hullámok stabil rétegződésű, összenyomhatatlan folyadékban

Gyüre és Jánosi (2003) egy víztartály fenekén vontatott szimmetrikus és aszimmetrikus akadályok segítségével állítottak elő kétdimenziós gravitációs belső hullámokat egy stabil rétegződésű víztartályban. A stabil sűrűségi rétegződés előállítása érdekében a szerzők felfelé lineárisan csökkenő só-koncentrációt hoztak létre.

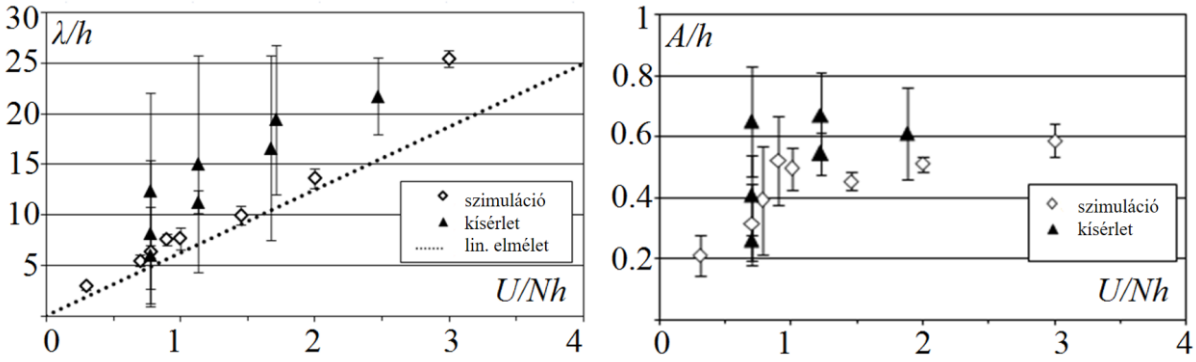
A plexiből készített víztartály méretei: 2.4 m · 0.087 m · 0.4 m, az akadály magassága 0.02 – 0.04 m tartományban, míg az *U* vontatási sebesség 0.01 – 0.15 m s^{-1} tartományban

változott. Az áramlásra jellemző Brunt-Väisälä frekvencia $N = \sqrt{-g/\rho \cdot d\rho/dz}$ értéke 1.09 – 1.55 s^{-1} tartományba esett. A kísérleti paraméterek atmoszférikus méretre skálázva 5 – 10 km magasságú tartományban lévő 600 m magasságú dombnak, továbbá 10 – 70 m s^{-1} értékű szélsebességnek felelt meg.

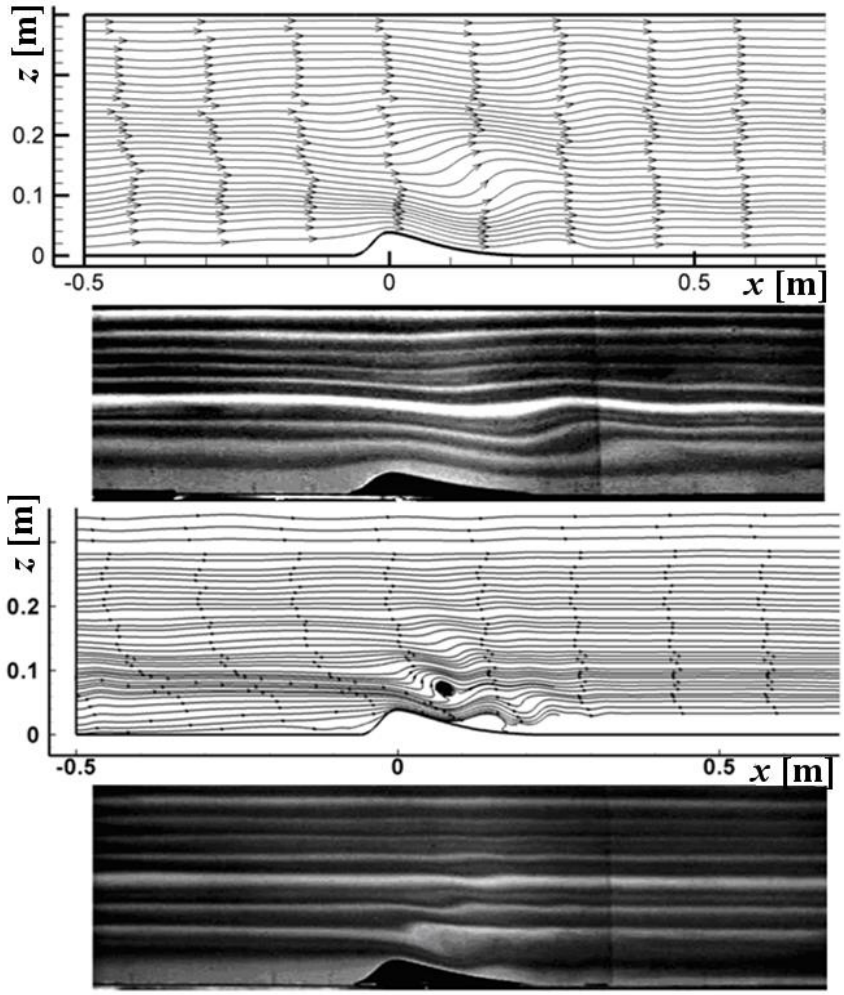
Az alacsony Reynolds-szám tartomány miatt az áramlás laminárisnak feltételezhető. A numerikus modellben négyszög elemekből álló, struktúrált, felszínkövető hálót alkalmaztunk függőlegesen 150, vízszintesen 800 elem alkalmazásával. A numerikus modellt az akadállyal együtt mozgó rendszerben készítettük el, ezért a tartomány elején, a vontatási sebességgel ellentétes, állandó sebességű beáramlást írtunk elő, az akadály pozíciója pedig állandó a numerikus hálón. A térbeli diszkretizálásra Second Order Upwinding sémát alkalmaztunk. A numerikus modellben a transzformációs eljárás egyszerűsített változatát alkalmaztuk a (2.64) képlet szerinti hőforrás felhasználásával, építve a folyadék-hőmérséklet és a só-koncentráció analógiájára a sűrűségváltozás szempontjából. N azonosságának biztosítása érdekében az analóg hőmérsékletváltozás gradiensét $\gamma = -(g\,\beta)^{-1} N^2$ összefüggés szerint írjuk elő, melyben β [K^{-1}] a víz köbös hőtágulási együtthatója. A szimulációs modellben $\Gamma = 0\,\mathrm{K\,m^{-1}}$ értékadással és a (2.64) képlet szerinti hőforrás alkalmazásával vettük figyelembe. $\tilde{T}$ értéke a kezdeti állapotban mindenhol 0.

A hullámhossz és az amplitúdó értékét az akadály feletti és akadály követő (alvízi) térrészben grafikus módszerrel határoztuk meg több hullám megfigyelésével és a paraméterek átlagolásával. A 2.8. ábrán a méréssel és numerikus modellel meghatározott hullámparaméterek láthatók a szórásintervallumok feltüntetésével.

Aszimmetrikus akadályok esetében, ahol az akadály hátsó oldala kevésbé meredek – ezért határréteg leválási buborék nem, vagy csak csekély mértékben jön létre – a numerikus modell minőségileg helyesen produkálta az áramképet. A 2.9. ábrasoron bemutatott áramképeken megfigyelhető, hogy kisebb vontatási sebesség (alsó ábrák) esetén a lejtő oldalon hullámtörés alakul ki. Ebben az áramképben létrejön egy – a vitorlázó repülők számára igen veszélyes, gyors leáramlást okozó „rotor”, melyet a szimulációs modell sikeresen reprodukált. A 2.6. táblázatban megadjuk a Chang és társai (2004) által kidolgozott, széles körben elfogadott modell értékelési útmutató alapján számított minőségi mérőszámok értékét az 2.8. ábrához tartozó adatsorra. A modelleredmények a mérési adatokkal „jó” kategóriába sorolható egyezést adtak a Chang és Hanna (2004) által javasolt metrikák (R, FB, NMSE, HR és FAC2) szerint.



2.8. ábra Dimenzió nélküli átlagos hullámhossz (balra) és dimenzió nélküli átlagos hullámamplitúdó (jobbra) a dimenzió nélküli vontatási sebesség függvényében alvízi oldalon enyhe lejtéssel jellemzett esetekben. A numerikus modell alapján számított értékek üres jelölőkkel a kísérleti eredmények kitöltött jelölőkkel megjelenítve láthatók. A hibasávok mérete az eltérő helyeken mért paraméterek szórását és a grafikus mérési módszer bizonytalanságát együttesen jellemzik. A pontozott vonal a lineáris elmélet alapján, $\lambda = 2\pi U / N$ szerint (Scorer, 1949) meghatározott hullámhossz értékét mutatja.



2.9. ábra Számított áramvonalak a kísérletben megjelenített (Gyüre és Jánosi, 2003 – engedélyével) hullámtérrel összehasonlítva Nh/U = 0.69 (fentebb) és Nh/U = 3.33 (lentebb) dimenziótlan hullámszám esetén.

2.6. táblázat Numerikus modell alapján meghatározott hullámhossz és amplitúdó mérési adatokkal való egyezés a Chang és Hanna (2004) által javasolt statikus értékelési módszerek alkalmazásával.

Értékelési módszer	Rövidítés	Cél	λ/h	A/h	Értékelés
Correlation coefficient	R	>0.8	0.95	0.99	jó
Fractional bias	FB	±0.3	0.317	0.21	jó
Normalized mean square error	NMSE	0–4	0.12	0.05	jó
Hit rate	HR	>0.66	0.75	1	jó
Fraction of predictions within a factor of two of observations	FAC2	>0.5	1	1	jó

Áramlások numerikus modellezése stabil rétegződésű, összenyomhatatlan folyadékban – **T2. tézis**

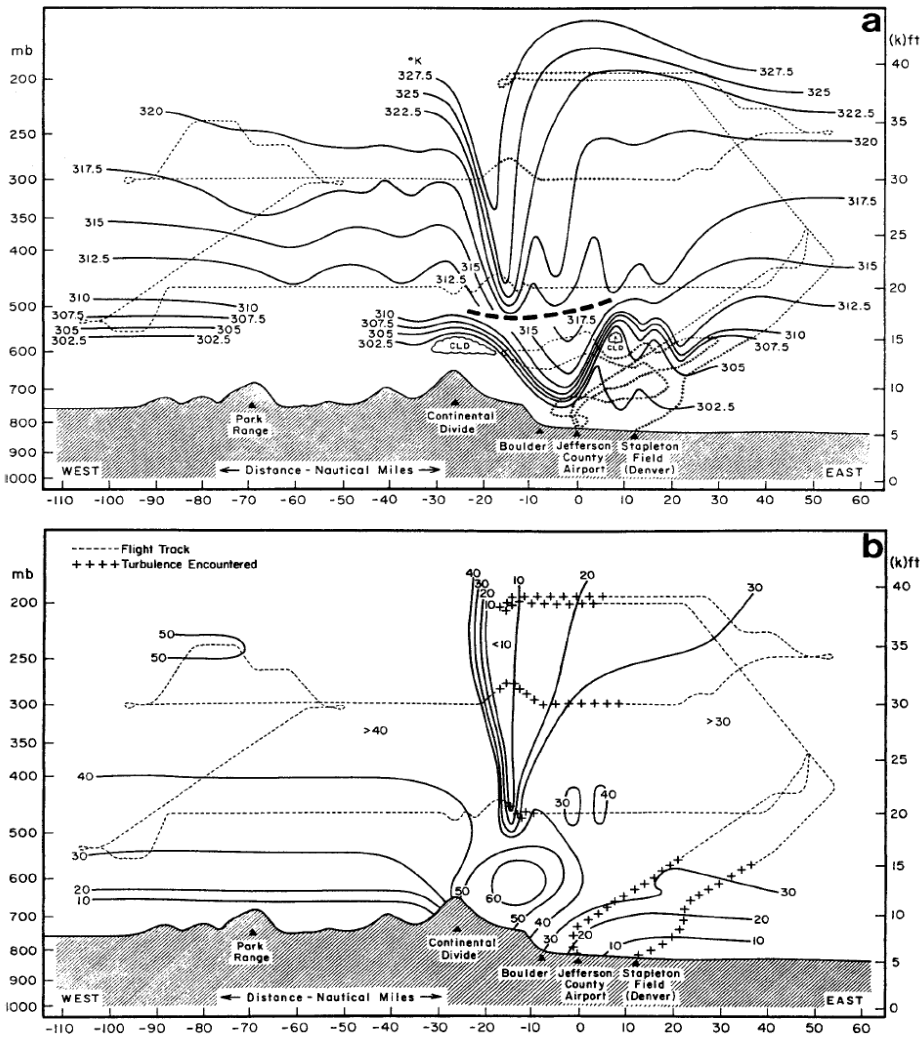
A nyomáskorrekciós módszerekre és Boussinesq-féle sűrűségmodellre épülő (inkompresszibilis), háromdimenziós, időfüggő numerikus áramlásmodellek alkalmassá tehetők állandó N [s^{-1}] Brunt-Väisälä frekvenciával és pozitív értékű köbös hőtágulási együtthatóval jellemzett, stabil rétegződésű, inkompresszibilis folyadékban kialakuló áramlások modellezésére az alábbi analógiák alkalmazásával:

1) Az energiaegyenletet a $\tilde{T}$ transzformált hőmérsékletre oldjuk meg, melynek fizikai jelentése:
   a) amennyiben a stabil sűrűségi rétegződést az egyensúlyi **hőmérséklet-megoszlás** hozza létre: $\tilde{T}$ a hőmérsékleti zavarás (egyensúlyi állapottól való eltérés) értékét fejezi ki;
   b) amennyiben a stabil sűrűségi rétegződést **változó koncentrációjú oldott anyag** hozza létre: $\tilde{T}$ értéke a koncentráció zavarással a sűrűségváltozás szempontjából egyenértékű hőmérsékleti zavarást fejez ki. Ebben az esetben a numerikus modellben a folyadék hőmérsékletvezetési tényezőjének [$m^2\,s^{-1}$] meg kell egyeznie az oldott anyag azonos mértékegységű diffúziós tényezőjével.
2) Az energiaegyenletben az alábbi addicionális forrástag (hőforrás) alkalmazása: $S_{T,inc} = \rho_0\, c_p\, w\gamma$, ahol $\gamma = -(g\,\beta)^{-1} N^2$ negatív hőmérsékleti gradiens, w [$m\,s^{-1}$] vertikális sebességkomponens, továbbá g, ρ_0, c_p és β, a gravitációs gyorsulás [$N\,kg^{-1}$], a folyadékra jellemző sűrűség [$kg\,m^{-3}$], az állandó nyomáson mért fajhő [$J\,kg^{-1}\,K^{-1}$] és a folyadék köbös hőtágulási együtthatója [K^{-1}].

3) k-ε turbulencia modell valamely változatának alkalmazása esetén k és ε transzportegyenleteiben az $S_k = -\beta g \frac{\mu_t}{\mathrm{Pr}_t}\gamma$ és $S_\varepsilon = -\beta C_{1\varepsilon} C_{3\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} g \frac{\mu_t}{\mathrm{Pr}_t}\gamma$ addicionális forrástag alkalmazandó.
Nagyörvény szimuláció alkalmazása esetén a sűrűségi rétegződés hálóméret alatti (fel nem bontott) turbulenciára gyakorolt hatás elhanyagolható.

A tézishez kapcsolódó publikációk: Kristóf és társai (2009), Kristóf és társai (2007)a, Kristóf és társai (2007)b, Rácz és társai (2013), Rácz és társai (2007).

Lejtővihar



2.10.ábra A potenciális hőmérséklet (a) és a szélsebesség (b) repülőgépes megfigyelések során rögzített értékei az 1972. január 11-én Boulder térségében kialakult lejtőviharban. A pontozott vonalak a repülési útvonalakat, az ezek mentén keresztekkel jelölt szakaszok pedig az erőteljes turbulencia észlelések helyét jelölik. (Doyle és társai, 2000)

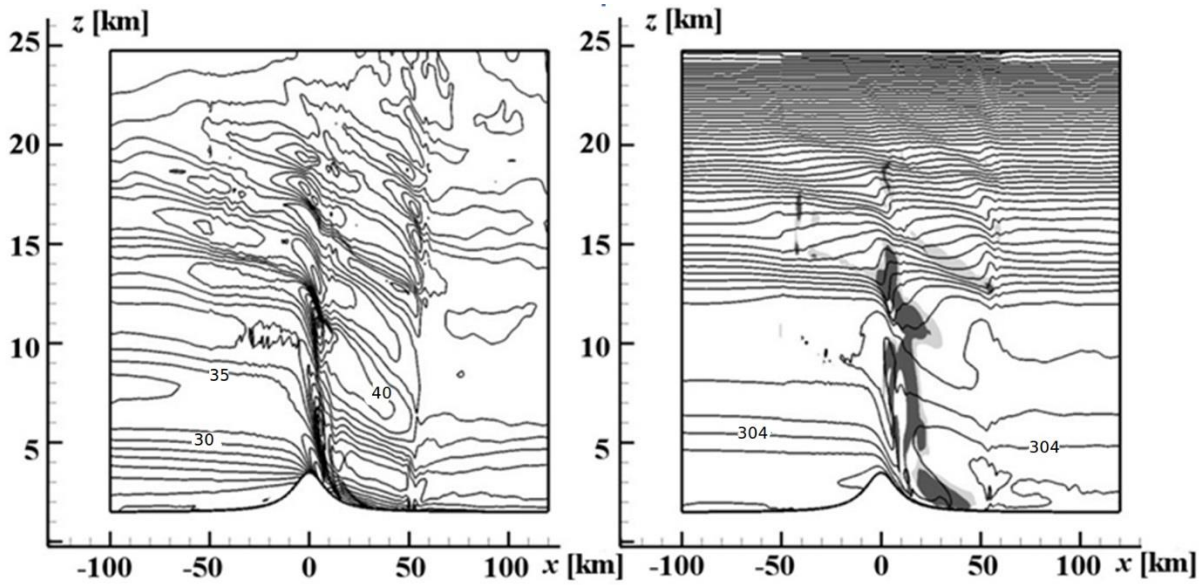
1972-ben egy jelentős környezeti károkat is okozó lejtővihar alakult ki a Colorado állambeli Boulderben, melyet sikerült nagy részletességgel dokumentálni (Lilly and Zipser, 1972; Brinkman, 1974). A 2.10. ábrán feltüntetett potenciális hőmérséklet szintvonalakon jól látható a magas troposzférából származó légtömeg leereszkedése, melynek során a felszíni megfigyelők rendkívül nagy szélsebességet tapasztaltak. A hegylánc mögött a szélsebesség drasztikus csökkenését eredményező ugrás (hydraulic jump) jött létre. A domborzat áramlás irányú metszetei egymáshoz nagyon hasonló képet mutatnak, így az áramlás kvázi-kétdimenziósnak tekinthető. Részben talán ennek az egyszerűsítő körülménynek is köszönhető, hogy az esemény a későbbiek során standard tesztesetté vált nem hidrosztatikus légkörmodellek értékeléséhez (Doyle és társai, 2000).

Jelen vizsgálatban a domborzat egyszerűsített geometriai modelljét, továbbá a belépő sebességet és potenciális hőmérséklet profilt a korábbi összehasonlító elemzéseknek megfelelően vettük fel. Doyle és társai (2000) szerint a numerikus modell eredménye erősen függ a felbontástól, ezért vizsgálatunkban a lejtő közelében viszonylag sűrű, 250 méteres vízszintes felbontást alkalmazunk, mely távolabb, két lépésben 1000 méteresre ritkul. A függőleges irányú felbontást a felszín közelében 10 méterig sűrítjük. A vizsgált tartomány felső határa 25 km, áramlás irányú terjedelme a koordinátarendszer kezdőpontjába helyezett hegygerinchez képest -115 km és +120 km. A hegygerinc egyszerűsített modelljének szélessége $2a$ = 20 km, magassága h = 2 km.

A tartomány felső határán szimmetria peremfeltételt alkalmaztunk. A kilépő keresztmetszetben az ANSYS FLUENT-ben rendelkezésre álló visszahatásmentes kiáramlási peremfeltételt (outflow) alkalmaztunk, mely lényegében zérusnak tekinti a sebesség és a nyomás felületre merőleges irányú deriváltjait. Időben és térben is másodrendű pontosságú numerikus sémát alkalmaztunk (az utóbbi Second Order Upwinding). A Coriolis-erő hatását elhanyagoltuk, a transzformációs eljárás többi elemét felhasználtuk, tehát jelen vizsgálatban figyelembe vesszük a levegő összenyomhatóságát is. A megoldáshoz ANSYS FLUENT 13 szimulációs rendszert alkalmaztunk. A vizsgálat dimenzió nélküli időtartama $t^*_{\max} = \overline{U}\, t / a = 43.2$, ami 4 órás fizikai időtartamnak felelt meg.

Az egyszerűsített domborzati modell alapján a szimulációval $t^* = 32.4$ pillanatra számított, 2.11. ábrán látható eredményeinket a 2.7. táblázatban számszerűen értékeljük a Doyle és társai (2000) által megadott referenciamegoldással való összehasonlításban. Az értékelés „jó” eredményt adott FB, NMSE és FAC2 metrikák alapján, ugyanakkor – főként sebességben – „nem kielégítő” egyezést tapasztaltunk R és HR alapján. A találati arányszámot (HR) sebességben 5 ms^{-1} abszolút és 10% relatív hibahatár alapján, hőmérsékletben 1 K abszolút és 5% relatív hibahatár alapján

állapítottuk meg. A korábbi összehasonlító vizsgálatok szerint az egyes modellek által produkált sebesség értékek egy 2-es szorzó erejéig térnek el. Ennek fő oka lehet, hogy az időben kissé változó áramképben a hullámtörés helye az áramlás irányában lassan eltolódik, és az aktuális pozíciót az egyes modellek jelentős eltérésekkel határozzák meg. Például DK83 és EULAG modellek alapján – a mi számítási eredményeinkhez hasonlóan – a hullámtörés közvetlenül a lejtő aljánál következik be, a MEDONH, RAMS és RIMS modellek pedig a hullámtörés helyét 10-25 kilométerrel áramlás irányában távolabb adják. Modellünk 51 ms^{-1} és 59 ms^{-1} közötti sebességértékeket eredményezett a felszín fölötti 50 m magasságú zónában, mely jól egyezik a referencia megoldással és a mérési eredményekkel is. A referencia megoldáshoz képest helyesen adja vissza a modell a hullámtörés okozta ugrás helyét és magasságát, a hullámok amplitúdóját a troposzférában és a sztratoszférikus tartományban, a sztratoszférikus levegő leszállásának mélységét és a hidraulikus ugrás okozta turbulenciacsúcsot.



2.11. ábra Az összehasonlító vizsgálatokban (Doyle és társai, 2000) alkalmazott, idealizált domborzattal, modellünk segítségével meghatározott sebesség (balra) és potenciális hőmérséklet (jobbra) szintvonalak $t^* = 32.4$ *pillanatban. A szintvonalak lépcsőzése 8 °C és 5* ms^{-1}*. A szürke árnyékolású területek az intenzív turbulenciát jelzik* $5 < k < 23$ m^2s^{-2} *értéktartományban. (Rácz és társai, 2013)*

2.7. táblázat A transzformációs eljárásra épülő CFD modellel U vízszintes sebességkomponens és Θ potenciális hőmérséklet eredményeinek értékelése a szokásos statisztikai mérőszámok szerint, a Doyle és társai (2000) által közölt NWP modelleredményekkel.

Értékelési módszer	Rövidítés	Határ	U	Θ	Értékelés
Correlation coefficient	R	>0.8	0.154	0.96	nem megfelelő
Fractional bias	FB	±0.3	–0.07	–0.056	jó
Normalized mean square error	NMSE	0–4	0.396	0.01	jó
Hit rate	HR	>0.66	0.29	0.56	nem megfelelő
Fraction of predictions within a factor of two of observations	FAC2	>0.5	0.7	1	jó

2.3. Összefoglalás, lehetséges felhasználások, továbbfejlesztések

Az úgynevezett városi szellő a külvárosoktól a belváros felé irányuló, a hősziget hatás által keltett lassú légmozgás, mely szélcsendes időben fontos szerepet játszik a városi légszennyezők elszállításában, azonban egyes meteorológiai állapotokban egy örvénygyűrű létrehozásával a légszennyezők csapdázódásához „városi kupola" (urban dome) kialakuláshoz is vezethet. Sok nagyváros tengerparton található, ahol – a szárazföld és a tenger eltérő termikus jellemzői miatt – napi ciklusban ismétlődő parti szellő képezi a városi szellőzés motorját. Az efféle lokális szellők meteorológiai értelemben kicsi, mérnöki gyakorlatban azonban óriási méretű, több kilométeres áramlások. Elemzésük megkívánja néhány mezoskálás légköri hatás figyelmebevételét is, melyek: a hőmérsékleti rétegződés, a vertikális légmozgás esetén fellépő adiabatikus hőmérsékletváltozás, a hidrosztatikus sűrűségváltozás és a Coriolis-erő. Emellett a számítási tartomány magasságának növelése numerikus problémákhoz vezet nyomásalapú áramlásmodellek alkalmazása esetén, a légkörre általában jellemző stabil rétegződés jelenlétében. E hiányosságok kiküszöbölésére új módszert javasoltam, melynek alkalmazásához a Boussinesq közelítésre épülő mikroskálás modellegyenleteket csupán a mezőváltozóktól függő algebrai forrásokkal szükséges kiegészíteni, így a módszer egyszerűen implementálható a mérnöki gyakorlatban elterjedt – forráskód formájában nem hozzáférhető – áramlásmodellekben is.

A mezoskálás hatások figyelembevételének helyességét szeparálteffektusos összehasonlító vizsgálatokkal ellenőriztük, analitikus modelleredmények, mérési adatok és általánosan elfogadott numerikus referenciamodellek eredményének fölhasználásával. Az új módszer más meteorológiai modellekhez hasonló pontosságú

eredményekre vezetett egy terepi mérésekkel dokumentált lejtővihar szimulációja során is.

Habár a modellt eredetileg a városi hősziget jelenség és a városi szellő vizsgálatára fejlesztettük ki, számos más légköri és rétegződött folyadékban kialakuló áramlás modellezésére is felhasználható, például:

- lokális szellők (parti szellő, völgyi szellő, városi szellő) modellezése,
- ipari és természetes forrásokból (pl. erdőtűzből, vulkanikus tevékenységből) eredő légszennyezés terjedésének vizsgálata,
- szélmező meghatározása hegyek környezetében, gravitációs belső hullámok,
- szélenergia előrejelzése.

Schneiderbauer és Pirker (2010) a transzformációs módszer egyszerűsített formáját felhasználva egy meteorológiai modellbe beágyazott, kapcsolt szimulációs módszert dolgoztak ki, mely lehetővé teszi magas hegy körüli szélmező pontosabb meghatározását a rétegződés és az adiabatikus hűtés-fűtés figyelembevételével. Modelleredményeikben a domborzat okozta gravitációs belső hullámok is realisztikus módon jelennek meg. Lehetséges alkalmazási területként az alpesi környezetben, a szélenergia előrejelzését, valamint hó transzportjának modellezését említi meg.

Rácz Norbert nedvességtranszport és fázisátalakulások figyelembevételével (Rácz és Kristóf, 2016) fejlesztette tovább a modellt, melynek révén alkalmassá vált felhőképződés és – például hűtőtornyok által keltett – nedves levegőcsóvák elemzésére is, amit további validációs vizsgálatokkal sikerült alátámasztani.

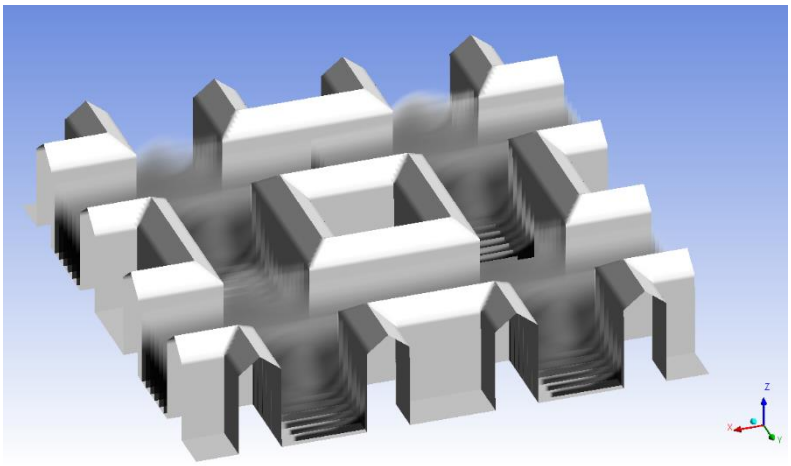
Wang és Li (2016) sikeresen alkalmazta a transzformációs eljárást városi hősziget okozta konvekció modellezésére, és továbbfejlesztette a modellt a magas légköri turbulencia pontosabb leírását biztosító vertikális impulzusforrással.

3. Periodikus terjedésmodell, az átszellőzés hatékonysága

A nagyvárosokban sok esetben tapasztalható rossz levegőminőség egyik fő oka, hogy az épített környezet és más tereptárgyak korlátozzák a légáramlást, és ezzel a közlekedési eszközök által kibocsátott szennyezőanyagok elszállítását. Az átszellőzési sajátosságokat mindenekelőtt olyan geometriai jellemzők befolyásolják, mint például a beépített terület aránya vagy az épületmagasság változékonysága. Célunk egy numerikus áramlásmodellre épülő, szimulációs eljárás létrehozása, mely lehetővé teszi az átszellőzés szempontjából optimális beépítési módok megkeresését és a várostervezés támogatását, levegő orientált tervezési irányelvek kidolgozásával. E modellben a városi beépítést 2D rácsozatban – azaz a két vízszintes irányban – periodikusan ismétlődő egyszerű beépítési mintázatokból álló végtelen felszínként közelítjük. Az elemi beépítési mintázat magában foglalja a szennyezőanyag-forrásokat is.

A modell alapján a szélirányok gyakoriságának figyelemebevételével meghatározzuk a turbulens anyagátadási tényezőt, melynek az egységnyi súrlódási sebességre vonatkoztatott, dimenziótlan formája, a hígítási tényező fölhasználható az átszellőzés hatásosságának jellemzésére. A modell peremfeltételei nem igényelnek bemenő adatokat, ezért az eredményül kapott átszellőzési hatásosság csak a geometriai kialakítástól függ.

A modell alapján számított sebesség és turbulencia profilok jó egyezést mutatnak a korábbi modelleredményekkel és a szélcsatornás mérési adatokkal. A hígítási tényező alkalmazását egy egyszerű beépítési mintázaton demonstráljuk, bemutatjuk továbbá a modell eredményeit az 3.1. ábrán látható, közép-európai városokra jellemző, összetettebb beépítési mintázat esetére is.



3.1. ábra Periodikus tartományban végzett numerikus kísérlet a közlekedési szennyezők terjedésének bemutatására közép-európai városokra jellemző beépítés esetén.

Az UNEP (Egyesült Nemzetek Szervezete, Környezetvédelmi Programok, 2015) felmérése szerint a városi légszennyezés közelítőleg évente 1 millió ember korai halálát okozza világszerte, továbbá társadalmi költségei a fejlett országok nemzeti össztermékének 2%-át, fejlődő országok GDP-jének pedig 5%-át teszik ki. Legkritikusabbnak a közlekedési eredetű légszennyezés tekinthető, mely a fejlődő országok városaiban a légszennyezés 90%-át teszi ki. A városi levegőminőség problémája egyfelől a szennyezés korlátozásával, másfelől az átszellőzés javításával kezelhető.

Amint Blocken (2014) szakirodalmi áttekintése alapján látható, a városi átszellőzés vizsgálata gazdag szakirodalmi bázissal rendelkezik, mégis meglepően kevés általános útmutatás található az átszellőzést segítő beépítés kialakítására. Oke (1988) a H épületmagasság és W_s utcaszélesség arányát javasolta 0.4 és 0.6 között tartani. 0.25-ös területi beépítési arány mellett $H/W_s = 0.65$ esetén az épületek fölött „súroló" áramlás alakul ki, melynek hatására jelentősen romlik az átszellőzés hatásossága. Ugyanakkor felhívja a figyelmet arra is, hogy a H/W_s maximális értékét majdnem minden nagyvárosban túllépik. Európai városokban az arányszám jellemző értéke 0.75 – 1.7, észak-amerikai városok esetében pedig 1.15 – 3.3. H/W_s alsó értékhatára a megfelelő szél és napárnyékoló hatás elérése érdekében javasolható (Oke, 1988).

Ismert tény, hogy egy egyedülálló magas épület friss levegőt juttat az utcákra, mert az épület szél felőli homlokzatán erőteljes leáramlás alakul ki (Heist és társai, 2009, Brixey és társai, 2009), továbbá az épület nyomában a szennyeződés fölemelkedik, ami szintén csökkenti a felszíni koncentrációt. Ha azonban a magas épületek túlságosan sűrű mintázatot alkotnak, akkor a nagy H/W_s viszonyhoz és megnövekedett porózus ellenálláshoz kapcsolódó kedvezőtlen hatások érvényesülnek. Ebből is látható, hogy a városi átszellőzés hatásosságára egyetlen épület körüli áramlás és terjedés vizsgálata alapján nem lehet következtetni: sok épületből, tereptárgyból és szennyező forrásból álló elrendezéseket szükséges vizsgálni.

Theurer (1999) Németország dél-nyugati részére jellemző beépítési mintázatokat vizsgált. Szélcsatornás vizsgálataival kimutatta, hogy az átszellőzés hatásossága erősen függ a H/W_s arányszámtól és az utcák jellemző L_s hosszúságától. Hang és társai (2009_a, 2009_b, 2009_c) numerikus modell alkalmazásával vizsgálták a beépítési mód és a makroszkopikus városi terjedési folyamatok közötti kapcsolatot vizsgálta különféle épület mintázat és utcaszerkezet esetében. Hang és társai (2012) vizsgálatai igazolták továbbá az épületmagasság változékonysága és az átszellőzés hatásossága közötti pozitív korrelációt.

Kétirányú periodicitás alkalmazásával a numerikus modellben egyszerűen figyelembe vehető az épületek kölcsönhatása, emellett a következtetések általánossága érdekében

minimalizálható a geometriai paraméterek száma is. Ugyanakkor, állandósult áramlás feltételezése esetén elvész – a korlátos terjedelmű (periodizálás nélküli) modelltartományban végzett vizsgálatokkal szemben – a határréteg-fejlődés megfigyelésének lehetősége, mely alapján az eredmények összevethetők a nagyméretű modellépületeken végzett terepi mérések (Yee and Biltoft, 2004; Narita és társai, 2006) eredményeivel. Periodikus modell alkalmazásával töredékére csökkenthető a számítási tartomány mérete és a modell memóriaigénye: egy periodikus mintázat akár egyetlen épülettel megadható. Sajnos a periodikus modellek ellenőrzéséhez kísérleti úton nehezen állíthatók elő megfelelő pontosságú referenciaadatok.

Martilli és társai (2002) a periodikus modellek alkalmazását javasolták az elosztott paraméterű (porózus) városmodellek fejlesztéséhez. Nyitott kérdés maradt azonban, hogy a „kialakult" áramkép alapján paraméterezett porózus modellek helyesen írják-e le az áramlást a város határainál. Ezt a kérdést vizsgálták Hang és Li (2010) porózus és épületfelbontó modellek eredményének összehasonlításával, és úgy találták, hogy a sebességmegoszlás viszonylag jó egyezést mutatott, azonban a turbulens kinetikus energia értékét a porózus modell erősen alábecsülte a tartomány határánál.

Santiago és társai (2008) vízszintes irányban átlagolt áramlási jellemzők függőleges irányú megoszlásait vizsgálta szabályos rácsban elhelyezett kockák körüli áramlás periodikus modellje alapján, standard k-ε modellel kapott ANSYS FLUENT eredmények és nagy pontosságú DNS (Direct Numerical Simulation) adatok összehasonlításával. Coceal és társai (2014) szintén periodikus modellben elrendezett kockák között végeztek terjedésvizsgálatot. E modellben a periodikus felületen áthaladó szennyezőanyag koncentrációját az oldalsó határ közelében zérussá tették. A megoldás hátránya, hogy csak a helyi kibocsátás hatásának vizsgálatára alkalmas, a szennyező forrás periodikus ismétlődésének hatása ezzel a módszerrel nem vizsgálható.

Hullámos vagy érdesített csatornák hidraulikai ellenállásának és hőátadási tényezőjének meghatározására, továbbá a felületi mintázat optimalizálására szintén előnyösen alkalmazhatók a periodikus áramlásmodellek (Lohász, 2009, Hernádi és Kristóf, 2014). Ehhez azonban a hőmérséklet mezőt a csatorna tengelyének irányában periodikussá kell tenni Patankar (1977) módszerének alkalmazásával. Dolgozatomban Patankar módszerének olyan továbbfejlesztését mutatom be, mely tetszőleges vízszintes szélirány esetében lehetővé teszi a periodikusan kibocsátott szennyezőanyagok transzportjának vizsgálatát, ezzel alapját képezve a városi átszellőzés kvantitatív értékelésének.

Bizonytalanságokat okoznak a numerikus áramlástani elemzés eredményeiben a geometriai egyszerűsítések, a turbulencia modellezése és a peremfeltételek hiányos ismerete, továbbá hibák lépnek fel a véges numerikus felbontásból, véges számú iterációból és a véges számábrázolásból adódóan. Az utóbbi három pontatlanságról azonban elmondható, hogy nagyságuk alkalmas módszerekkel (Roache, 1997; Casey és Wintergerste 2000; Rákai és társai, 2014) becsülhető és a számítási erőforrások növelésével csökkenthető. A hibabecslés ismert módszereit jelen dolgozatban is alkalmazzuk.

Az egyes fizikai jellemzőket terhelő pontatlanságok mértéke jelentősen eltérhet egymástól. A turbulencia modellek pontatlanságai például turbulens viszkozitáson keresztül bizonytalanságot okoznak a sebességmezőben, így a terjedés modell eredményeit nem csak a turbulens diffúzió bizonytalansága, hanem a szennyező szállításáért felelős sebességmező bizonytalansága is terheli. Ennek következtében a numerikus modellel meghatározott koncentrációeloszlás hibája általában jelentősen meghaladja a sebességmező és a nyomásmegoszlás hibáit (lásd többek között Schatzmann és társai, 2010). Jelen vizsgálat célját tekintve azonban a pontosság fogalmát nem elsősorban az áramlási jellemzők szempontjából kell értelmeznünk: optimalizálás esetében elsősorban az optimum helyének pontossága lényeges. Ilyen értelemben néha az egyszerűbb megközelítések bizonyulnak célravezetőnek, mert nem a költségfüggvény pontos értékére van szükség, hanem annak tendenciájára. Az a lényeges, hogy a kedvezőbb változatokat a modell valóban értékelje kedvezőbbnek.

Turbulens áramlások elemzése esetében mindig fölmerül az egyszerűség és a pontosság közötti kompromisszum kérdése. Tominaga és Stathopoulos (2013) szakirodalmi áttekintésében a különféle turbulenciamodellek szerepét és pontosságát értékeli. Az izotróp turbulenciát feltételező, Reynolds-átlagolt Navier-Stokes egyenlet megoldására épülő (RANS) modellek általában gazdaságos numerikus megoldást eredményeznek. Ebbe a csoportba tartoznak a numerikus áramlástan gyakorlatában széles körben alkalmazott k-ε és k-ω modellek. Ismert hátrányuk, hogy alábecsülik az oldalirányú turbulens diffúziót a városi környezetben (Eichhorn és Balczó, 2008), ennek ellenére a legtöbb terjedésvizsgálatban a k-ε modell különféle változatait alkalmazzák és számos sikeres validációs elemzés ismert. Többek között Donelli és társai (2009) WinMISKAM szimulációk eredményét valós méretű terepi mérések (MUST kísérlet) eredményeivel összevetve, kielégítő egyezést találtak a Chang és Hanna (2004) által javasolt indikátorok szerint. Santiago és társai (2008) a függőleges profilok tekintetében jó egyezést talált a k-ε modell eredményei és a DNS referenciamodell eredményei között. A Reynolds-átlagolt megoldáshoz képest több információ nyerhető a turbulenciáról nagyörvény szimuláció (LES) alkalmazásával és sok esetben az időben átlagolt jellemzők is pontosabban előrejelezhetők, azonban ezek

a modellek időben előre haladó (tranziens) megoldást igényelnek, ami nagymértékben növeli a megoldás költségét.

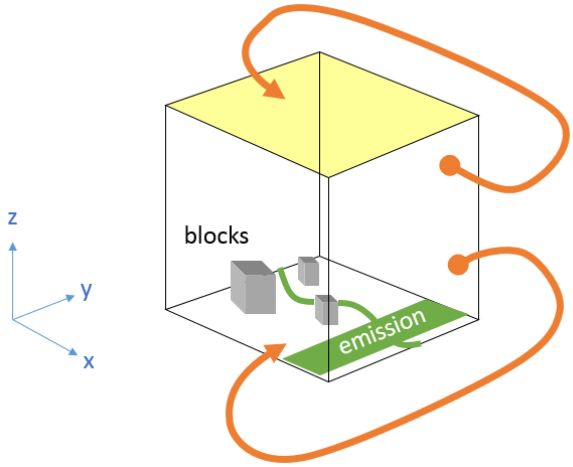
A további fejezetekben bemutatott terjedésmodellben a Shih és társai (1995) által kidolgozott realizable k-ε turbulenciamodellt alkalmazzuk, azonban a periodikus modell jó alapot képez a skálafelbontó turbulencia modellek alkalmazásához, mivel elkerülhető a belépő turbulencia szintetikus előállítása időfüggő, háromdimenziós áramlási struktúrák formájában, így nem lépnek fel az ezzel járó modellbizonytalanságok sem.

A városi beépítést egy végtelen síkrácsozatban ismétlődő mintázattal közelítjük, melynek alapeleme – a periodikus raszter geometriája – épületekből, egyéb tereptárgyakból és szennyezőforrásokból áll. Az egyes mintázatok átszellőzési hatásosságát az elemi mintázatból képzett periodikus modellen, állandó főtömegi nyomásgradiens feltételezésével végzett háromdimenziós áramlás- és terjedésszámítások alapján határozzuk meg. A 3.1. ábrán egy ilyen terjedésvizsgálat eredménye látható, 45°-os irányú áramlásirány (nyomásgradiens) feltételezésével, közép-európai belvárosi területre jellemző beépítési forma esetén. A modell részletes leírása az 3.7. fejezetben található.

Az épületelrendezés optimálásának módszerét egyetlen geometriai paramétert tartalmazó mintázaton mutatjuk be. Az optimalizálás során a hasznos épülettérfogatot és a beépítési rasztert (az elemi mintázat vízszintes befoglaló méreteit) adott állandóknak tekintetjük.

A téma kapcsán új tudományos eredménynek tekinthetjük a szennyezőanyag terjedés periodikus modellezését, az átszellőzés hatékonyságának számszerű jellemzését, továbbá a geometriai optimalizálás alapelvét.

3.1. Numerikus modell

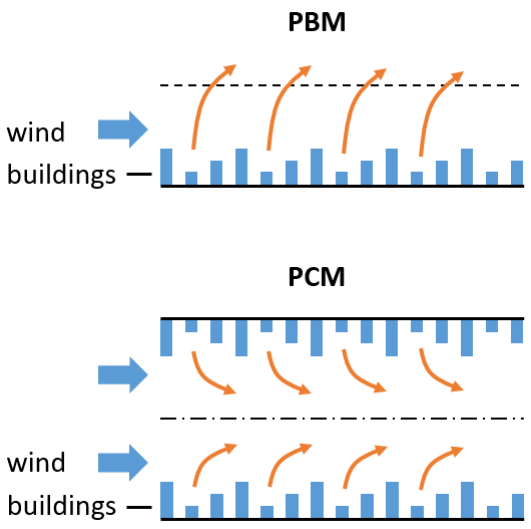


3.2. ábra Periodikus modelltartomány. A narancssárga nyilakkal összekapcsolt periodikus felületpárokon a mezőváltozók értékei az összetartozó pontokban megegyeznek.

Téglatest alakú modelltartományt alkalmazunk, amely – a 3.2. ábrán látható módon – tetszőleges számú épületet és térfogati szennyező forrást foglalhat magában. A városi beépítést az ábrán látható elemi mintázat x és y irányokban ismétlődő végtelen rácsozatával közelítjük. A numerikus modellben csak egyetlen elemi mintázat figyelembevétele szükséges, melynek oldalsó határain periodikus peremfeltételeket alkalmazunk.

A szennyezőanyagok kibocsátását egy, a járműveket magában foglaló térrészben vesszük figyelembe, melyben az intenzív keveredés következtében állandó koncentráció feltételezhető. Mivel az anyagátadási tényező meghatározásához csak a koncentráció különbség értéke szükséges, a forrászónára jellemző, rögzített koncentráció értéke akár zérusnak is tekinthető. A szennyezőanyag terjedését passzív skalár transzportegyenlet segítségével modellezzük, a szilárd határfelületeken zéró-gradiens (Neumann) peremfeltétel előírásával.

Az állandósult periodikus áramlásmodellben a felszín közelében elhelyezett szennyezőanyagforrások kibocsátását ellensúlyoznunk kell, mely megvalósítható akár a modelltérfogatban megoszló szennyezőanyag „nyelővel”, vagy akár a felső határfelületen kilépő turbulens szennyezőanyag áramokkal a 3.3. ábrán illusztrált elvek szerint. E két eltérő módszert a továbbiakban periodikus csatornamodellnek (Periodic Channel Model, PCM) és periodikus határréteg modellnek (Periodic Boundary Layer Model, PBM) nevezzük.



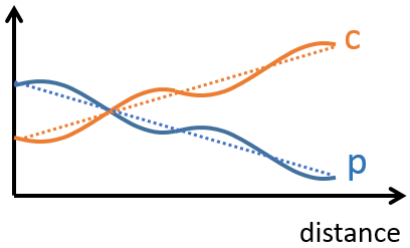
3.3. ábra A periodikus határréteg modell (PBM) és a periodikus csatornamodell (PCM) geometriai elrendezése.

A PBM modell nyitott felső határfelülettel rendelkezik. A modelltartomány csak a határréteg alsó részét tartalmazza, melyben állandó csúsztatófeszültséget feltételezhetünk az épületek magassága fölött. A városi beépítésben keletkező fékezőerővel és szennyező forrással egyensúlyt tartanak a felső határnál előírt impulzus- és passzívskalár fluxusok. Habár a felső határfelületen állandó szennyezőfluxus, zérusértékű függőleges sebesség, és zérusértékű függőleges nyomásváltozás írható elő, túlságosan sok lehetőség kínálkozik az impulzusáram és a turbulens jellemzők előírására. Ésszerűnek látszik például előírni a csúsztatófeszültség, továbbá k (turbulens kinetikus energia) és ε (turbulens kinetikus energia disszipáció) értékeit, azonban numerikus kísérleteink arra mutattak, hogy az eredmény rendkívül érzékeny e három jellemző összhangjára, mely az alkalmazott turbulencia modelltől is függ. Hasonló problémát vet föl a belépő sebesség, k és ε profilok összeegyeztetése véges tartományú atmoszférikus áramlásmodellek esetében (Balogh és társai, 2012; Balogh 2014; Balogh és Parente, 2015). Skálafelbontó turbulenciamodellek (például nagyörvény szimuláció) alkalmazása esetén a felső peremfeltételek megadásának problémája tovább mélyül, mivel ehhez időfüggő turbulens struktúrákat szükséges szintetizálni.

A PBM modell felső peremfeltételének megoldatlan problémája miatt további vizsgálatainkban a periodikus csatornamodellt (PCM) alkalmazzuk, melynek felső határfelülete egy szimmetriasík, így a turbulencia jellemzők megadásával kapcsolatos (meghatározhatatlan mértékű) modellbizonytalanságot a véges csatornamagasságból adódó hibával helyettesítjük. Ennek előnye, hogy a csatornamagasságból adódó hiba mértéke szisztematikus paramétervizsgálattal becsülhető.

Habár a csatornamagasság hatásának teljes körű elemzésére eddig még nem került sor, egy négyzetes alapterületű, 30 méter magas épületekből álló periodikus modellben a csatorna magasságot 150 méterről 100 méterre csökkentve azt tapasztaltuk, hogy az átszellőzés (k^*) hatékonysága 4%-ot változott (növekedett), ami jelzi a paraméter függés mértékét. A későbbiekben bemutatott optimalizálási példában minden modellváltozat esetében 5H (150 méter) magas modelltartományt alkalmaztunk.

A PCM modell alkalmazása esetén az állandó intenzitású szennyezőanyagforrások áramlás irányában lineárisan emelkedő középérték körül ingadozó koncentrációt eredményeznek, az áramlást pedig egy állandó átlagértékű nyomásgradiens tartja fent, ezért valamely áramvonal mentén a koncentráció és nyomás változása a 3.4. ábrával szemléltethető.



3.4. ábra A koncentráció és a nyomás tendenciája egy áramvonalon, a csatorna hossza mentén, a periodikus csatornamodell (PCM) alkalmazása esetén.

A 3.4. ábrán illusztrált tendenciák figyelembevételével p [Pa] nyomás és c [kg/kg] koncentráció mezők felbonthatók egy periodikus és egy főtömegi komponens összegére:

$$p = \tilde{p} + \overline{p}, \qquad c = \tilde{c} + \overline{c} \tag{3.1}$$

Az áramlás irányát a (3.2) szerint értelmezett vízszintes irányú, nyomásgradienssel ellentétes egységvektor segítségével definiáljuk.

$$\vec{d} = d_x \vec{i} + d_y \vec{j} \tag{3.2}$$

Feltételezzük, hogy a főtömegi nyomás és koncentráció gradiensek egymással párhuzamosak, így:

$$\nabla \overline{p} = -\vec{d}\,\Pi\,, \ \nabla \overline{c} = \vec{d}\,\sigma \tag{3.3}$$

melyben Π [Pa m^{-1}] és σ [m^{-1}] jelen vizsgálatban állandó értékű.

Állandó sűrűség feltételezése esetén a Navier-Stokes egyenlet és a passzív szennyező koncentrációjára felírt transzport egyenlet a (3.4) – (3.5) alakot ölti.

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p + \nabla \cdot \left(\nu_t \nabla \vec{v} \right) \tag{3.4}$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla c = \nabla \cdot \left(D_t \nabla c \right) \tag{3.5}$$

Az (3.4) – (3.5) egyenletekben $\vec{v}$ [m s^{-1}] a sebességvektort, ρ_0 [kg m^{-3}] az áramló levegő sűrűségét jelöli. ν_t és D_t [m^2 s^{-1}] kinematikus egységben kifejezett turbulens viszkozitási és diffúziós tényezők. A mezőváltozók (3.1) szerinti felbontásával (3.4) és (3.5) egyenletek az alábbi alakra hozhatók:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla \tilde{p} + \nabla \cdot \left(\nu_t \nabla \vec{v} \right) + \frac{1}{\rho_0} \Pi \vec{d} \tag{3.6}$$

$$\frac{\partial \tilde{c}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \tilde{c} = \nabla \cdot \left(D_t \nabla \tilde{c} \right) - \sigma \vec{v} \cdot \vec{d} \tag{3.7}$$

(3.6) és (3.7) összefüggések a numerikus modellünk periodizált alapegyenletei, tehát mezőváltozóik azonos értéket vesznek föl a periodikus határfelületek összetartozó pontjaiban. A nyomás és a koncentráció megoszlások lineárisan változó részének hatását a (3.6) – (3.7) egyenletek jobb oldalán látható forrástagok fejezik ki. E forrástagok egy – a gravitációhoz hasonló – állandó intenzitású térfogati erőként, továbbá egy, a helyi sebesség áramlásiránnyal párhuzamos komponensével arányos intenzitású, térfogatban megoszló szennyezőanyag-nyelőként értelmezhetők. Modellünk kiterjeszthető továbbá a periodikus hőmérsékletmezőre felírt energiaegyenlettel is, melyben szintén a (3.7) egyenlet jobb oldalán található forrástaghoz hasonló tagot szükséges alkalmazni. A periodikus alapegyenletek numerikus megoldását követően az aperiodikus nyomás és koncentráció megoszlások a (3.1) – (3.3) összefüggések alapján a lineáris komponensek hozzáadásával helyreállíthatók.

A szennyezőanyagot kibocsátó forrásokat (járműveket) magában foglaló térrészben a koncentráció értékének térbeli megoszlása írható elő. Jelen vizsgálatban a forrászóna teljes térfogatában állandó (0 értékű) koncentrációt feltételeztünk, melynek értelmében a rekonstruált aperiodikus koncentrációmegoszlás – a háttérkoncentrációt követve – áramlás irányában kissé változik, azonban ez a változás két nagyságrenddel kisebb a függőleges irányú koncentrációváltozáshoz képest, tehát az átszellőzés hatásosságának vizsgálatában elhanyagolható mértékű.

PCM modellben a felső határfelületen szimmetria peremfeltétel alkalmazható, tehát ott a függőleges irányú deriváltja minden mezőváltozónak zérus, kivéve a függőleges sebesség összetevőt, melynek értéke 0. A szimmetria peremfeltétel következtében szennyezőanyagkiáramlás a felső határfelületen nem lehetséges, ezért a

szennyezőanyag kibocsátás a (3.7) egyenletben található nyelő térfogati integrálja alapján határozható meg, a (3.8) összefüggés szerint.

$$E = \int_V \rho_0 \, \sigma \, \vec{v} \cdot \vec{d} \, dV \tag{3.8}$$

A (3.8) összefüggésből látható, hogy az E szennyezőanyagkibocsátás az adott σ nyomásgradiens hatására kialakuló sebességmezőtől függ, ezért nem kiinduló adatnak, hanem számítási eredménynek tekinthető.

A PCM modell sajátossága, hogy a csúsztatófeszültség vízszintes síkokban képzett átlagértéke a szimmetria síkban zérus, lefelé pedig lineárisan növekszik a beépítés felső határáig. A szilárd felszínnek átadott csúsztatófeszültség jellemző értékét két alternatív módon is meghatározhatjuk:

$$\tau = \Pi \frac{V}{A} = \frac{F_d}{A} \tag{3.9}$$

melyben V [m^3] a folyadéktér térfogata, A [m^2] a modell alapterülete (függőleges vetülete). F_d a szilárd akadályok összességére átadott ellenálláserő. A további numerikus kísérletekben az (3.9) egyenlet második összefüggését alkalmaztuk. A csúsztatófeszültség jellemző értékét $u^* = (\tau/\rho_0)^{0.5}$ súrlódási sebesség és q/u^* dimenzió nélküli vízszintes sebesség számítására is fölhasználjuk, melyben $q=(u^2+v^2)^{0.5}$.

A koncentráció mezőt tehát a (3.7) egyenlet utolsó tagjában megadott nyelő segítségével tesszük periodikussá, azonban ezt a célt más nyelő eloszlásokkal is elérhettük volna. A (3.7) összefüggés szerinti nyelőeloszlás különös előnye, hogy a koncentráció függőleges irányú változását nem módosítja. Ezt (3.3) definíció alapján egyszerűen beláthatjuk:

$$d_z = 0 \;\rightarrow\; \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} = 0 \tag{3.10}$$

A periodikus koncentráció mező és a fizikai koncentráció mező függőleges irányú megváltozásai azonosak, így az anyagátadási tényezőt közvetlenül a periodikus koncentráció mező alapján számíthatjuk.

Az anyagátadási tényező számításához szükséges két koncentrációt: a forrászónára jellemző c_{ng} és az áramlásra átlagosan jellemző c_{bulk} koncentrációt a jelenségre jellemző módon kell meghatározni. c_{ng} értékét felszín feletti 2 m magasságú rétegben képzett átlagos koncentráció alapján számoljuk (a szennyező forrás-zóna kivételével), mely a járókelők tartózkodási zónájának felel meg. c_{bulk} értékét az „elnyelődés helyén" kell értelmeznünk, ezért a PCM modell sajátosságainak megfelelően, a sebességgel súlyozott átlagértékkel definiáljuk:

$$c_{bulk} = \frac{\int_V c\,\vec{v}\cdot\vec{d}\,dV}{\int_V \vec{v}\cdot\vec{d}\,dV} \tag{3.11}$$

Az e fejezetben bemutatott vizsgálatokban az ANSYS Meshing hálózó programot és a FLUENT 15.5 szimulációs szoftvert alkalmaztunk. 1 m élhosszúságú kocka elemekből álló numerikus hálót alkalmazunk, kivéve az épület közvetlen környezetében, ahol az elemeket cellacsonkításos (cut-cell) hálózási módszerrel illesztettük a felülethez. A hálóméretet csak a hálókonvergencia elemzés során módosítottuk. A turbulencia modellezésére a Shih és társai (1995) által kifejlesztett realizable k-ε modellt alkalmaztuk alapértelmezett modellparaméterekkel és a fali határrétegben standard logaritmikus falfüggvény használatával. A szennyezőanyag terjedését egy passzív skaláris mezőváltozó (User Defined Scalar) transzportegyenletének megoldásával modelleztük. Ebben a transzportegyenletben a szennyeződés térfogati elnyelődését a (3.7) egyenletnek megfelelő (3.12) forrástag alapján implementált felhasználói függvénnyel (User Defined Function) számítottuk. S_c [kg m^{-3} s^{-1}] forrástag a forrászóna kivételével a tartomány minden részében működött. A forrászónában a koncentráció értékét zérus értékűvé tettük (a térfogati zónára „Fixed Value" előírásával).

A W_s utcaszélesség alapján számított Reynolds-szám (Re) értéke $5.5\cdot10^5$ – $1.8\cdot10^6$ tartományba esett a vizsgált esetekben. Re nagy értékének köszönhetően az eredmények Reynolds-szám függése elhanyagolható mértékű.

Anyagátadási tényező meghatározása Euler-módszerrel, szférikusan periodikus felületű síkcsatornában – Periodic Channel Model (PCM) – **T3.tézis**

Két párhuzamosan elhelyezett, érdes felület közötti csatornaáramlásban – tetszőleges irányú, adott nyomásgradiens és ismert fizikai jellemzőkkel rendelkező folyadék esetén – a felületi turbulens anyagátadási tényező meghatározható az alábbi módszerrel, ha a felületi érdesség és a forrásintenzitás két merőleges irányban (x és y koordinátairányok egymásra és a felületi normálisra merőlegesek) végtelen ciklusban ismétlődik (szférikusan periodikus) és az áramlási tér középsíkjára szimmetrikus:

1) A modelltartomány az egyik szilárd felület egy vagy több teljes ciklusát foglalja magában, és a felületre merőleges (z) irányban a szimmetriasíkig terjed;
2) Állandósult áramlás meghatározása az alapegyenletek numerikus közelítő megoldásával (CFD modell alkalmazásával), x és y irányokban periodikus peremfeltételek alkalmazásával;

3) Egy $c(x,y,z)$ tömegkoncentrációval [kg/kg] jellemezhető, passzív, skaláris megmaradó mennyiség transzportegyenletének numerikus megoldása, az alábbi járulékos forrástag figyelembevételével:

$$S_c = -\rho_0 \sigma (u d_x + v d_y), \tag{3.12}$$

melyben ρ_0 az áramló folyadék (például levegő) sűrűsége, d_x és d_y a hajtóerő irányába mutató (nyomásgradienssel ellentétes) egységvektor x és y irányú összetevői, u és v az x és y irányú sebességkomponensek az adott pontban, σ [m^{-1}] adott állandó;

4) A passzív skaláris jellemző forrása a szilárd felületen, vagy a felület közelében kijelölt valamely térrészben előírt koncentrációval adható meg, melynek átlagértéke c_{ng};
5) A passzív skaláris jellemző forrásának E intenzitása az S_c mennyiség teljes modelltartományra képzett térfogati integrálja;
6) A passzív skaláris mennyiség áramlásra jellemző c_{bulk} átlagos koncentrációja, a transzportegyenlet megoldásaként meghatározott $c(x,y,z)$ koncentráció-eloszlás S_c-vel súlyozott, teljes tartományban képzett térfogati átlaga;
7) A felületi anyagátadási tényező [kg m^2 s^{-1}] az alábbi összefüggés alapján számítható ki az A [m^2] alapterületű modelltartományban:

$$k_c = \frac{E}{A\left(c_{ng} - c_{bulk}\right)} . \tag{3.13}$$

A tézishez kapcsolódó publikáció: Kristóf és Füle (2017).

3.2. Az átszellőzés hatékonysága és a dimenzió nélküli koncentráció

Periodikus tartományban az anyagátadást meghatározó sebesség dimenziójú jellemző, a felületi erő alapján számított u^* súrlódási sebesség. A szennyezőanyagok hígulásának sebességét leíró dimenziótlan anyagátadási tényezőt, azaz tömeg Stanton-számot (a továbbiakban: hígítási tényezőt) az alábbi alakban definiáljuk:

$$k^* = \frac{k_c}{\rho_0 u^*} \tag{3.14}$$

k^* értékét tehát csökkenti, ha egy megadott anyagátadási tényező nagyobb ellenálláserő árán valósul meg, azaz a szabad atmoszférikus határrétegben az adott beépítés a szélre nagyobb mértékű fékezőhatást fejt ki, ezzel csökkentve a szélsebességet az áramlás irányában távolabbi városrészeken.

k^* mellett hasonló módon a teljes határrétegben érvényes c^* normált koncentráció is értelmezhető:

$$c^* = \frac{c - c_{bulk}}{c_{ref}}, \tag{3.15}$$

c_{ref} értéke ebben az összefüggésben:

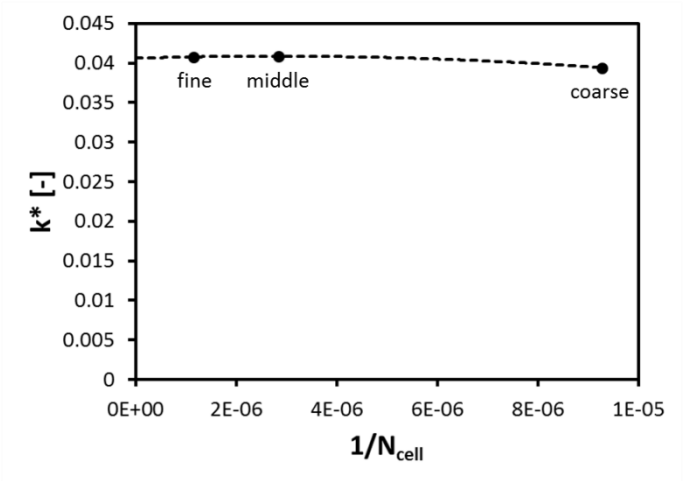
$$c_{ref} = \frac{E}{A\rho_0 u^*}. \tag{3.16}$$

A c^* mezőváltozó értékét vízszintes síkokban átlagolva előállítható annak függőleges megoszlása (profilja), mely alapján kiszámítható c^* „felszín közeli" forrászónára képzett c^*_{ng} átlagértéke is. A k^* és c^*_{ng} közötti kapcsolat a (3.17) összefüggéssel adható meg.

$$k^* = \frac{1}{c^*_{ng}} \tag{3.17}$$

3.3. A hálókonvergencia vizsgálata

A 3.6. fejezetben részletezett, 60 méter magas blokk-épületet tartalmazó modellen vizsgáltuk meg az eredmények numerikus felbontástól való függését, 0°-os szélirány feltételezésével, három eltérő sűrűségű (100-, 350- és 900-ezer elemű) háló alkalmazásával. A k^* hígítási tényező értékét Richardson-féle diagramon jelenítettük meg (3.5. ábra).



3.5. ábra k hígítási tényező a háló elemszáma reciprokának függvényében.*

Látható, hogy k^* értéke csekély mértékben függ a háló elemszámától: a közepes és finom háló esetében gyakorlatilag egyező eredmények adódtak, ami annak köszönhető, hogy a modell csak szögletes testeket tartalmazott, továbbá a térfogati szennyezőanyagforrások alkalmazása miatt nincs szükség anyagátadási tényező

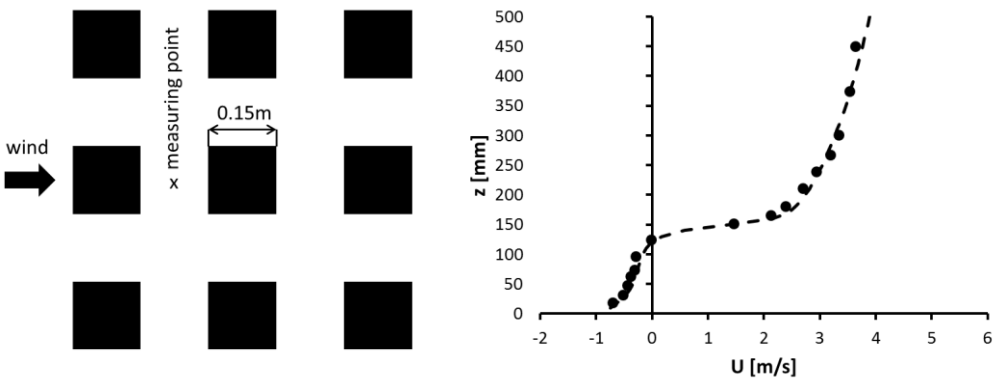
meghatározására, így a szilárd testeken kialakuló határrétegek nem kaptak jelentős szerepet a terjedési folyamatban. A Roache (1997) által javasolt hálókonvergencia-index (GCI) értéke a durva és a közepes háló között 1.6%, a közepes és a finom háló között 0.1%, így a további számításainkban a közepes felbontásnak megfelelő cellaméreteket alkalmaztunk.

3.4. Validáció

Modelleredményeinket három szakirodalmi adatsor (Lien és Yee, 2004; Santiago és társai, 2008; Kukacka és társai, 2012) alapján ellenőriztük.

Lien és Yee (2004) hat egymást követő, modellméretű utcakanyonban határozta meg az áramlást szélcsatornás kísérlettel, valamint Reynolds-átlagolt áramlásmodell segítségével. A modell szabályos rácsban elrendezett, H = 0.15 m élhosszúságú kockákat tartalmaz, λ_f = 0.25 homlokfelület-aránynak (összes homlokfelület / alapterület) megfelelő sűrűséggel telepítve. A belépő sebességmegoszlást a határréteg elmélet alapján határozták meg.

Periodikus csatornamodellünkben (PCM) a tartomány magasságát az épületmagasság tízszeresére választottuk, a nyomásgradiens nagyságát pedig úgy szabályoztuk, hogy a szélsebesség a modellépületek magasságában a referencia adatoknak megfeleljen. 0.01 m felbontású numerikus hálót alkalmaztunk. A geometriai elrendezés és a sebességprofilok összehasonlítása a 3.6. ábrán látható.



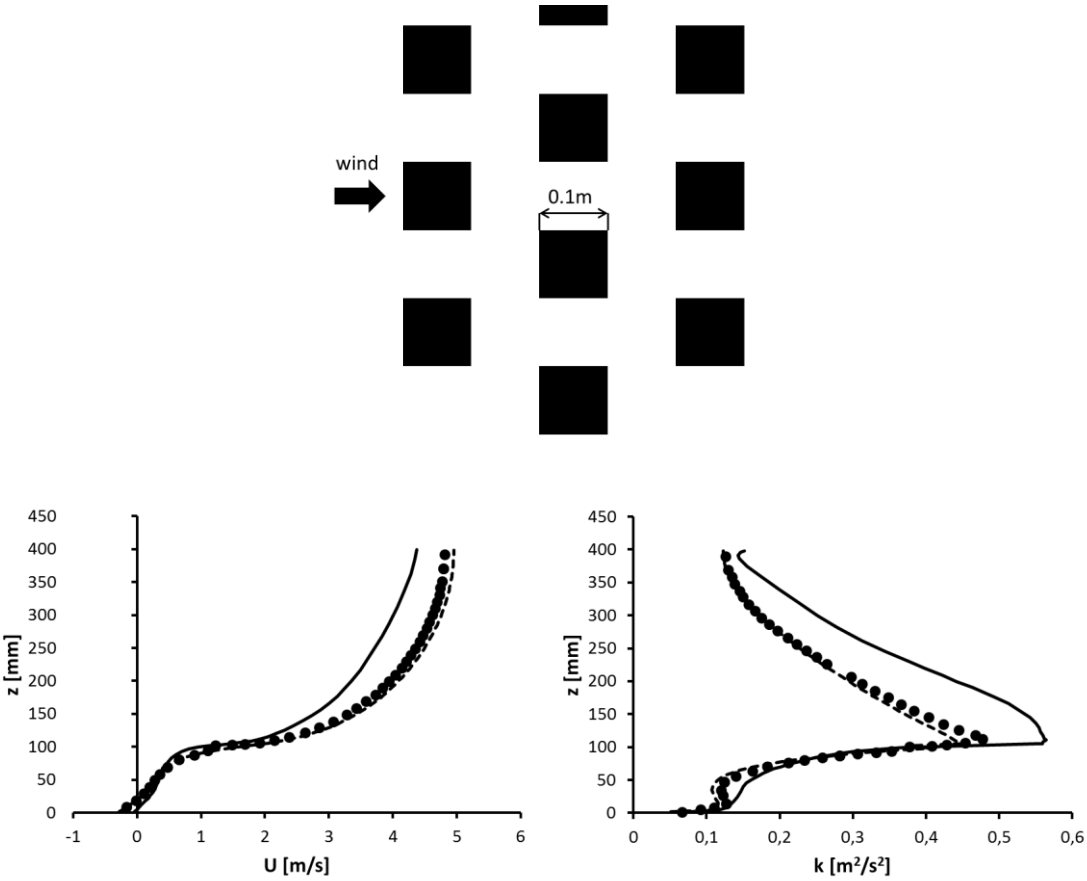
3.6. ábra Balra: az épületmodellek elrendezése felülnézetből a sebességprofil mérésének helyével (x). Jobbra: szélcsatornás kísérlettel (Lien és Yee, 2004) meghatározott sebességprofil – kerek jelölőkkel és a PCM modellel meghatározott sebességmegoszlás – szaggatott vonallal, z függőleges koordináta függvényében.

Amint a 3.6. ábrán látható, a modelleredmények a szélcsatornás mérésekre jellemző hibahatáron belül egyeznek a mérési adatsorral, tehát a periodikus csatornamodell

(PCM) alkalmazása nem torzította el a sebességmegoszlást az épületek között és közvetlenül a beépítés fölött.

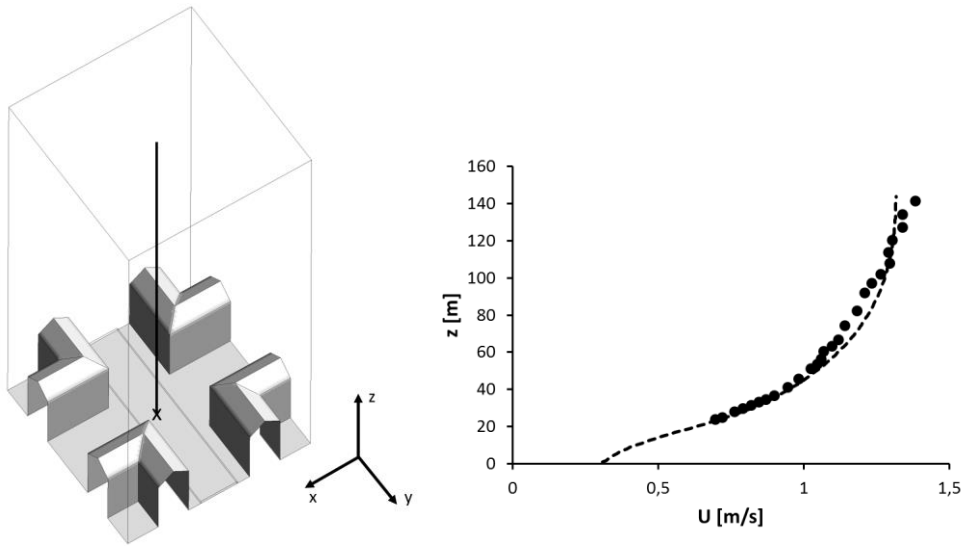
Santiago és társai (2008) összehasonlító számításokat végeztek Reynolds-átlagolt (RANS) áramlásmodell és nagy pontosságú direkt numerikus szimulációs modell (DNS) segítségével, háromszög rácsban periodikusan elrendezett H magasságú kockák körüli áramlásra, $4H$ magasságú tartományban (H = 0.1 m, λ_f = 0.25). PCM modellünkben 0.004 m elemméretű numerikus hálót alkalmaztunk. A nyomásgradiens értékét a Santiago és szerzőtársai által megadott súrlódási sebesség értéke alapján vettük fel.

A 3.7. ábra alapján látható, hogy a PCM modell a Santiago és társai (2008) által közölt RANS modelleredményekhez képest kis mértékben a DNS referencia megoldás irányában eltérő sebesség és turbulens kinetikus energia profilokat eredményezett. A fennmaradó eltérés a Reynolds-átlagolt turbulenciamodell alkalmazásából adódó modellbizonytalanságnak tulajdonítható.



3.7. ábra Fent: A modell geometriai kialakítása. Lent: vízszintes irányban átlagolt U sebesség és k turbulens kinetikus energia a z függőleges koordiánta függvényében. Jelen vizsgálat PCM modell eredményei kerek szimbólumokkal, a Santiago és társai (2008) által közölt RANS modelleredmények szaggatott vonallal, a DNS eredmények vastag folytonos vonallal megjelenítve.

Kukacka és társai (2012) közép-európai belvárosi beépítésre jellemző geometriai modellen végeztek szélcsatornás méréseket. PCM modellünk eredményeit a valós méretre átskálázott szélcsatornában mért sebességprofillal hasonlítjuk össze. A periodikus számítási tartomány méretei méterben kifejezve: 60 x 60 x 144 (hossz, szélesség, magasság), melyben az épület magassága H = 24 m. A tető aljának töréspontja 20 m magasságban található, az épület teljes térfogata 26400 m^3. A periodikus modell négy negyed-épületet, egy utca-kereszteződést, továbbá az y irányba haladó utca felületén elhelyezett szennyezőanyag forrászónát foglal magában. A numerikus háló elemmérete 0.8 m. A nyomásgradiens értékét úgy választottuk meg, hogy az áramlási sebesség az épület magasságában egyezzen meg a szélcsatornában mért értékkel.



3.8. ábra Balra: a PCM modell geometriai kialakítása a sebességprofil mérés helyével (vastag vonallal jelölve). Jobbra: szaggatott vonallal: a PCM modell alapján számított U sebességkomponens z magasság-koordináta függvényében; kerek jelölőkkel: szélcsatornás mérés (Kukacka és társai, 2012) eredményei.

A 3.8. ábra alapján látható, hogy a számított sebességprofil a viszonylag összetett geometriai kialakítású térben is kielégítő pontossággal követi a szélcsatornában mért sebességmegoszlást. A 2H feletti magasságban látható, viszonylag nagyobb eltérések okai részben a sebességprofil erőteljesebb görbülése lehet a periodikus modellben, részben pedig a szélcsatornás mérések növekvő hibája a nagyobb turbulens időlépték vagy a határréteg előállításának esetleges pontatlanságai miatt.

3.5. A beépítés optimálása

A területhasználat intenzitását a V_b [m^3] épülettérfogat és az A [m^2] beépítési rasztermeret η [m] hányadosával jellemezzük, mert ez a mennyiség jó közelítéssel arányosnak tekinthető a létrehozott lakó- és munkaterülettel és ezen keresztül a

beépítés fajlagos gazdasági értékével. η ugyanakkor kifejezhető a ζ beépített területarány, és H [m] jellemző épületmagasság szorzataként is.

$$\eta = \frac{V_b}{A} = \zeta H \tag{3.18}$$

A hatósági előírások általában ζ értékét korlátozzák szigorúbban, a gazdasági érdekek pedig η növekedéséhez vezetnek a városközpontokban, ami H erőteljes növekedéséhez és az ebből adódó átszellőzési problémákhoz vezethet, amennyiben a kibocsátást nem lehet megfelelően korlátozni.

Kedvezőbb lenne ζ rögzítése helyett k^* minimális értékének előírása, mivel így a hatóság a beruházókat az átszellőzés szempontjából legjobb beépítési módok megkeresésére ösztönözné. Adott k^* és beépítési raszter-méret (A) értékekhez megkereshető a maximális V_b, vagy ennek alternatívájaként, adott A és V_b érték esetén megkereshető a maximális k^* értéket biztosító elrendezés, az utóbbi feladat kérdésként megfogalmazva:

Milyen ismétlődő épületelrendezéssel biztosítható a legkedvezőbb átszellőzés adott területen, adott hasznos épülettérfogat mellett?

Az átszellőzés szempontjából optimális beépítési forma kiválasztásához egymástól, a V_b hasznos épülettérfogattól és a beépítési raszter A területétől független további p_i geometriai paramétereket szükséges bevezetni. H épületmagasság például önmagában nem tekinthető független geometriai paraméternek, csak abban az esetben, ha H módosítása mellett az épület alapterületét úgy változtatjuk, hogy a hasznos V_b épülettérfogat mérete állandó maradjon. Számos olyan geometriai paraméter is elképzelhető, mely a hasznos épülettérfogatot nem befolyásolja, például az utcákon elhelyezett határoló falak, növényzet vagy az út szélén parkoló járművek.

Az átszellőzés hatékonysága egy megadott beépítési mód esetében a szél irányától is függ. Az egyes szélirányok gyakoriságának eloszlása az építési terület sajátossága. Tengerparti települések esetében a parti szellő hatása két domináns szélirányt eredményez, míg síkvidéki városok esetében az egyes szélirányok valószínűsége kiegyenlítettebb. A változó szélirány hatásának figyelembevétele érdekében az átszellőzés hatékonyságát a szélrózsa megfelelő számú irányában szükséges elemezni a periodikus modell alkalmazásával.

Szférikusan periodikus beépítési mintázat átszellőzési képességének kvantitatív jellemzésére alkalmas hasonlósági szám (k^*) – **T4. tézis**

Egymásra merőleges x és y koordinátairányokban periodikusnak tekinthető geometriai mintázattal jellemezhető városi beépítésre adottak: a periodikus raszter méretei, az épületek meteorológiai szempontból reprezentatív geometriai modellje, az

utcaszinten kibocsátott (például közlekedési eredetű) légszennyező raszterenként ismétlődőnek feltételezhető forráserősség-eloszlása, és az áramlási tér azon V_{ng} össztérfogatú része, melyben a légszennyezők koncentrációja vizsgálandó. Adott továbbá a szélirány δ_m valószínűségeloszlása n diszkrét irány szerinti felbontásban ($\sum_{i=1}^{n} \delta_i = 1$).

A beépítési mintázat átszellőzésére jellemző k^* [-] hígítási tényező (tömeg Stanton-szám) az alábbi módon számítható:

$$k^* = \left(\sum_{i=1}^{n} \delta_i c^*_{ng,i} \right)^{-1}, \tag{3.19}$$

ahol $c^*_{ng,i}$ az i széliránnyal párhuzamos $\Pi \vec{d}_i$ [N m^{-3}] térfogati hajtóerővel, a PCM modell alapján meghatározott c_i koncentrációmező alapján V_{ng} térrészre átlagolt, normált koncentráció, az alábbi módon értelmezve:

$$c^*_{ng,i} = \frac{1}{V_{ng}} \int_{V_{ng}} \frac{c_i - c_{bulk,i}}{E_i} A \rho_0 u^* \, dV \tag{3.20}$$

melyben E_i [kg s^{-1}] és $c_{bulk,i}$ [kg/kg] a PCM modell által az i szélirányra eredményezett emisszió és főtömegi koncentráció, ρ_0 [kg m^{-3}] légsűrűség, $u^* = \sqrt{\Pi V / (A \rho_0)}$ súrlódási sebesség, és V [m^3] a modell légtérfogata, A [m^2] a modell alapterülete.

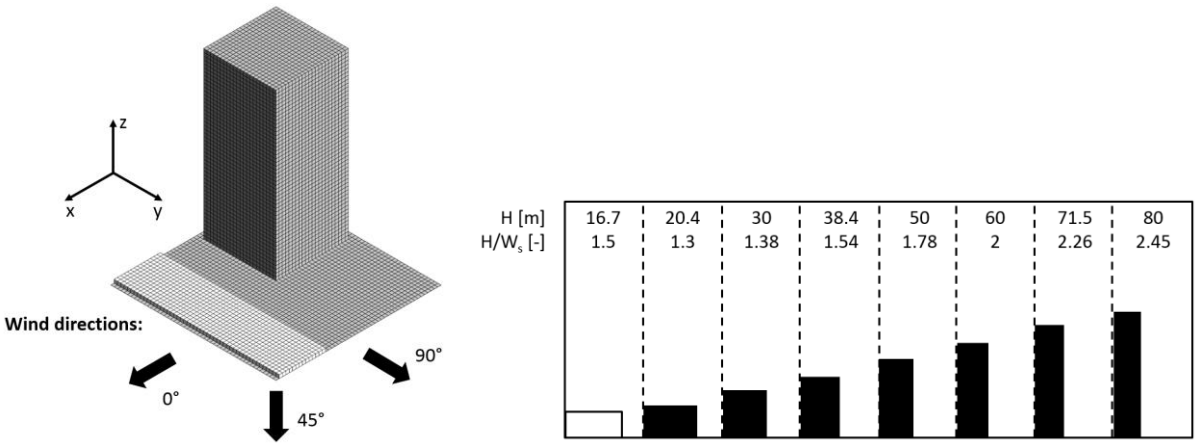
A nyomásgradiens Π nagyságát úgy szükséges megválasztani, hogy a modelleredmények alapján számított Reynolds-szám a vizsgált áramlásra jellemző legyen.

A tézishez kapcsolódó publikáció: Kristóf és Füle (2017).

3.6. A négyzetrácsos alapú épületmintázat optimális méretei

A fenti feladat megoldását az alábbiakban egyszerű, négyzetes oszlop alakú épületekből álló városi beépítés fő méreteinek optimalizálásával demonstráljuk. Egyszerűség kedvéért egyetlen geometriai paramétert alkalmazunk, mely a négyzet alapú épület H magassága. A beépítési rasztert és a hasznos épülettérfogatot 50 x 50 méterben, illetve 24000 köbméterben rögzítjük, tehát az épület alapterületét a H-val fordított arányban változtatjuk. A beépítés intenzitása η = 9.6 m átlagos magassággal jellemezhető, míg a beépített terület ζ aránya a H épületmagasság növekedésével csökken. Az eredmények általánosítása érdekében célszerű bevezetni továbbá a $V_b / A^{3/2}$ alakban felírható dimenzió nélküli épülettérfogatot, melynek értéke a vizsgált esetben 0.192.

A modellünkben alkalmazott geometriai elrendezés részletei a 3.9. ábrán láthatók. A vizsgált esetben feltételezzük, hogy a szélirányok gyakorisága egyenletesen oszlik meg.



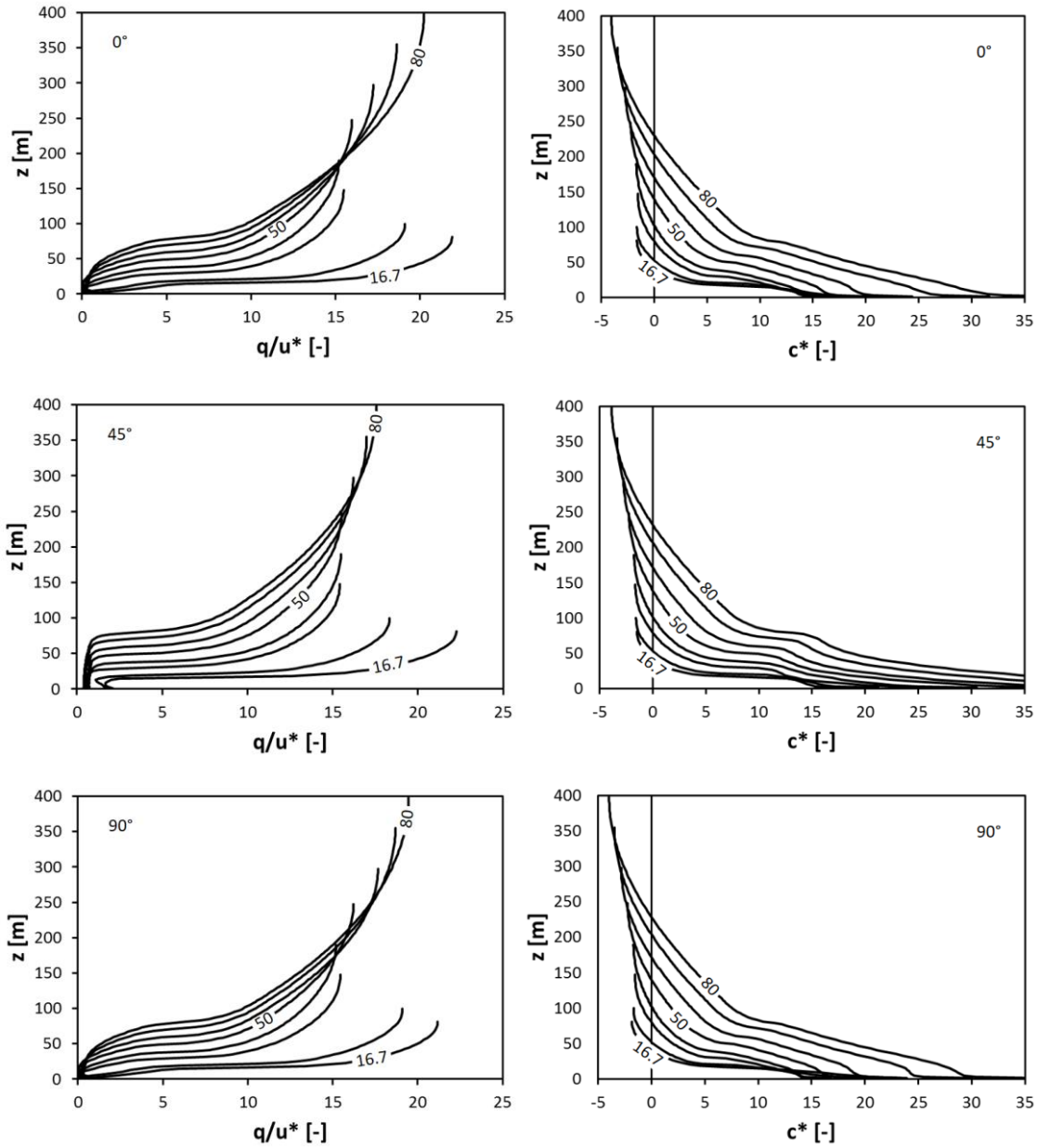
3.9. ábra Balra: a vizsgált épületelrendezés és szélirányok. A világos tónusú térrész a szennyezőanyag forrás helyét jelzi. Jobbra: a vizsgált épületkialakítások a H épületmagasság és W_s utcaszélesség arányának feltüntetésével.

3.1. táblázat. Méterben kifejezett geometriai paraméterek. P1 és D az egyes blokkok sarokpontját és terjedelmét jelölik a három koordinátairány mentén. W épületszélesség értékét az épület térfogata alapján $W=(V_b/H)^{0.5}$ összefüggés alapján határozzuk meg.

	Tartomány	Forrás	Épület
$P1_x$	0	35	2
$P1_y$	0	0	2
$P1_z$	0	0	0
D_x	50	14	W
D_y	50	50	W
D_z	5H	1	H

H / W_s arány városi levegőminőségre gyakorolt hatása már a korai szélcsatornás vizsgálatokból megmutatkozott (Oke, 1988). Vizsgált példánkban H / W_s aránynak minimuma van H_c = 20.4m épületmagasság esetén a fenti geometriai kényszerek alkalmazásával. $H < H_c$ esetén már az épületmagasság csökkentésénél gyorsabban csökken a fennmaradó utcakanyon szélessége, ezért H csökkentése H / W_s növekedését eredményezi. Ebben a tekintetben ζ beépített területarány értéktartományán belül is megadható egy szubkritikus (0, ζ_c) és egy szuperkritikus (ζ_c, 1) tartomány, ahol $\zeta_c \cong 0.47$. A szuperkritikus tartományban csak egyetlen geometriai változatot vizsgáltunk (H = 16.7 m), az ehhez tartozó épületet a 3.9. ábrán üres téglalappal jelöltük.

Minden épületmagasság esetében három szélirányt vizsgálunk: 0°, 45° és 90°. A 3.10. ábrán a dimenziótlan szélsebesség és koncentráció függőleges irányú eloszlásai láthatók szubkritikus és kritikus beépített területarányú esetekben. A függőleges profilok pontjait 2 m magasságú rétegekben átlagolva nyertük. $u^* = (\tau / \rho_0)^{0.5}$ súrlódási sebesség és c_{ref} koncentráció (18-as összefüggés szerint) értékei az egyes esetekben eltérőek.



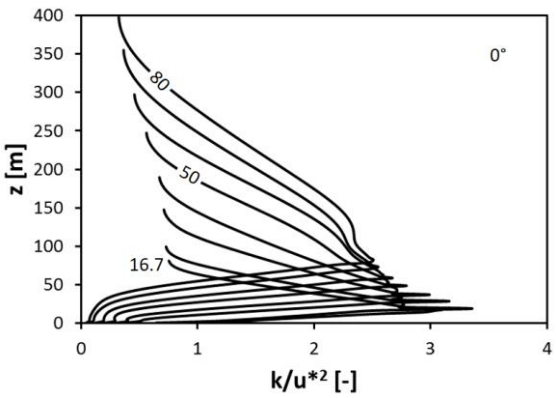
3.10. ábra Dimenziótlan vízszintes sebesség és koncentráció profilok 0° (fent), 45° (középen) és 90° (lent) szélirányok és különböző épületmagasságok (a görbéken méterben feltüntetett értékek) esetén.

Az épületek geometriai szimmetriája miatt a 0° és 90° szélirányban azonos sebességprofilok adódtak. A szennyezőanyag forrás hossztengelye a 90° irányban

található, ami akár jelentős eltérést is indokolna a 0° és 90° szélirányok esetében nyert koncentráció eloszlások között. Meglepő módon csak kisebb eltérések láthatók c^* értékében, ami arra utal, hogy ebben a geometriai paramétertartományban a koncentráció eloszlás meglehetősen érzéketlen a kibocsátás felszíni megoszlására.

45° szélirány esetében a szélsebesség profilok és a koncentrációprofilok is jelentős eltérést mutatnak az utcák irányával párhuzamos szélránnyal jellemzett esetekhez képest: az áramlási sebesség jellemzően kisebb értékű, és a beépített térrészen belül alig változik a z koordináta függvényében; a koncentráció megnő, melyet a k^* hígítási tényező (3.17) egyenlet alapján számított értékei is tükröznek.

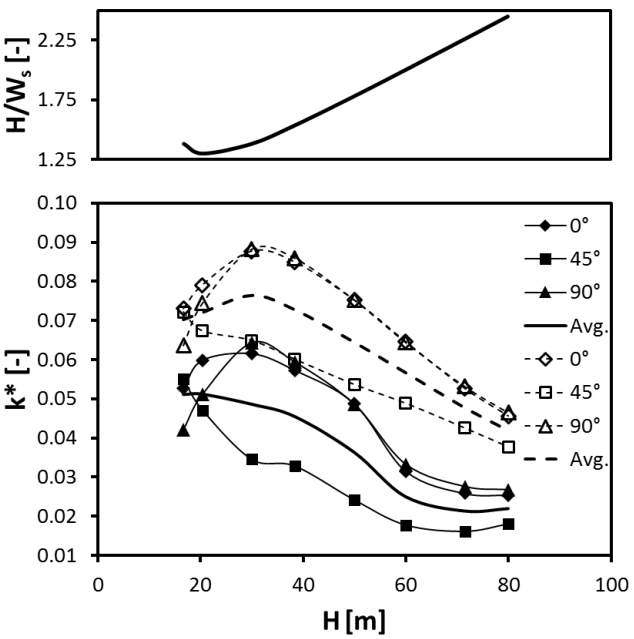
A 3.11. ábrán a dimenziótlan turbulens kinetikus energia függőleges eloszlásai láthatók 0°-os szélránnyal jellemzett esetekben. A turbulens kinetikus energia csúcsértéke, a várakozásnak megfelelően, az épületek tetejének közelében alakul ki. Az épületek fölötti térrészben, a tartomány teteje felé haladva a turbulencia fokozatosan csökken. A szimmetriasíkban felvett értékének és maximális értékének hányadosa egyben jellemzi a véges csatornamagasság hatását a modellben. Az arány 0.19 és 0.31 között változott a vizsgált esetekben.



3.11. ábra A dimenziótlan turbulens kinetikus energia függőleges megoszlása 0° szélirány és különféle, a görbéken számértékkel feltüntetett épületmagasságok esetében.

A 3.12. ábrán a k^* hígítási tényező értékei láthatók a H / W_s arány függvényében. k^* értékét mindhárom szélirány esetében meghatároztuk, továbbá kiszámítottuk k^* átlagosan jellemző értékét oly módon, hogy c^* felszínhez közeli zónában egyes szélirányokra képzett átlagértékeit a trapézszabály szerint (0.25, 0.5 és 0.25 súlyozással) átlagoltuk, majd képeztük az átlagérték reciprokát a (3.21) képlet szerint.

$$k^* = \left(0.25\,c^*_{0^\circ} + 0.50\,c^*_{45^\circ} + 0.25\,c^*_{90^\circ}\right)^{-1} \tag{3.21}$$



3.12. ábra Az utcakanyon H / W_s karcsúsága (fent) és a különböző szélirányok esetén számított k hígítási tényező (lent) H épületmagasság függvényében. A szaggatott vonallal ábrázolt görbék esetében k* értékét az átlagos felszíni koncentráció helyett a beépített térrész légtérfogatára jellemző átlagos koncentráció alapján határoztuk meg. A jelölő nélküli, vastagabb görbék k* irány szerint átlagolt értékeit jelenítik meg.*

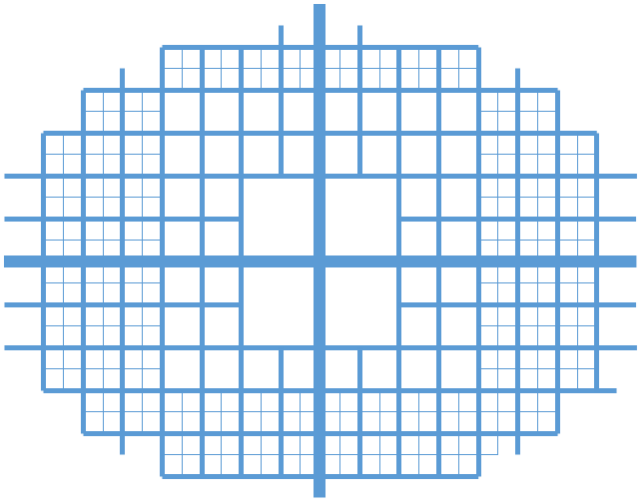
Az alsó grafikonon folytonos vonallal ábrázolt görbék alapján látható, hogy szubkritikus ζ tartományban (H > 20.4 m) közel azonos k* értékek adódtak az utcák irányával párhuzamos (0° és 90°) szélirányok esetében, és ezekhez képest kb. fele akkora k^* értékeket kaptunk a 45°-os szélirány esetében. Ez arra utal, hogy ebben a tartományban az átszellőzés hatásossága nem függ jelentősen a forrás helyétől, azonban jelentősen függ a frontfelület-sűrűség (A_{front}/A) paramétertől, melynek értéke jelentősen nagyobb a 45°-os szélirány esetében. A folytonos, vastag görbe alapján a leghatékonyabb átszellőzés a minimális utcakanyon karcsúság (H / W_s = 1.3) esetén jön létre, amennyiben nincsen kitüntetett gyakoriságú szélirány. Ha azonban a szélirány az utcák irányával párhuzamos (0° vagy 90°), akkor a legkedvezőbb átszellőzést a H / W_s = 1.38 arány közelében találjuk.

k^*-ra alternatív definíció adható oly módon, hogy a felszínközeli koncentráció helyett a beépített térrészre jellemző (az épületek közötti légtérfogatra képzett átlagos) koncentráció értéket alkalmazzuk az (3.17) összefüggésben. Ilyen módon értelmezve jelentősen nagyobb k^* értékek adódnak és H / W_s=1.38 közelében találjuk az optimális utcakanyon karcsúságot.

A fentebb leírt tendenciák alapján sejthető, hogy adott beépítési rasztermére és hasznos épülettérfogat esetében az épület magasságát úgy célszerű megválasztani,

hogy a szomszédos utcakanyonok H / W_s karcsúsága minimális legyen. Ennek igazolása összetettebb beépítési formák esetében további vizsgálatot igényel, azonban bizakodásra adhat okot, hogy a fent leírt objektív, kvantitatív optimálási módszer a vizsgált esetben (azonos magasságú, szabályosan elrendezett, négyzet alapú hasáb épületek esetén) ésszerű eredményre vezetett.

Feltételezhető, hogy a modelleredmények a Reynolds-számtól csekély mértékben függenek, ezért hasonló geometriai kialakítások esetén a dimenziótlan jellemzők jó közelítéssel azonosak, tehát a V_b / $A^{3/2}$ dimenziótlan épülettérfogat egyezése esetén az optimális beépítésre jellemző k^* hígítási tényező értéke azonosnak tekinthető. A területhasználat η [m] intenzitása a jellemző hosszmérettel arányos, ezért azonos k^* fenntartása mellett, nagyobb beépítési raszterméret esetén, magasabb η érték érhető el az optimális geometriai kialakítás fölnagyításával. Egy adott (pl. minimálisan elvárt) k^* érték elérése érdekében tehát a városközpont irányába haladva kevesebb, szélesebb utcát célszerű kialakítani. Ennek megközelítésére egy lehetséges utcaszerkezet a 3.13. ábrán látható.



3.13. ábra A városközpont irányába növekvő beépítési raszter és utcaszélesség, mely a központban intenzívebb területhasználatot tesz lehetővé azonos hatékonyságú átszellőzés mellett.

Ismétlődő beépítési mintázat optimálása az átszellőzés javítása céljából – T5. tézis

k^* hígítási tényező meghatározására alkalmas formában adottak egy ismétlődő beépítési mintázat fizikai jellemzői és a szélirányok valószínűségeloszlása. Adott továbbá a modell m darab dimenziótlan, korlátos geometriai paramétere, p_i, melyek függetlenek egymástól, a beépítési raszter A [m^2] területétől, továbbá a beépítési raszteren elhelyezett épületek V_b [m^3] össztérfogatától ($p_i \perp p_j$, $p_i \perp A$, $p_i \perp V_b$).

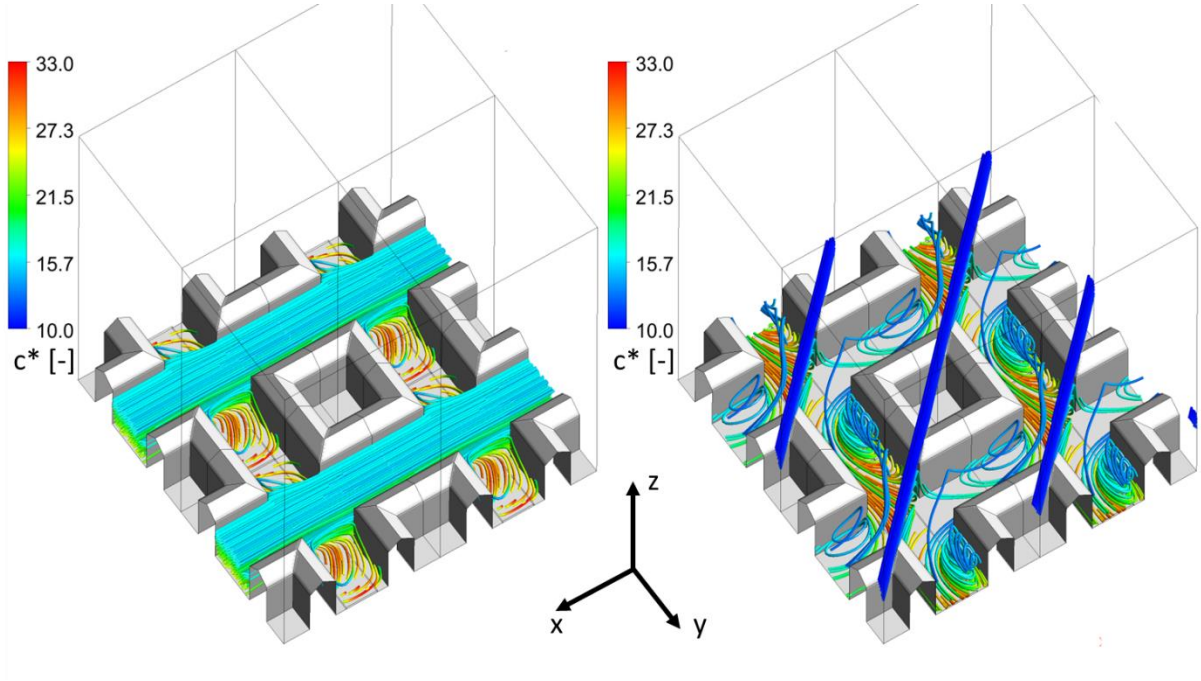
1) A geometriai paraméterek adott A és V_b esetén legkedvezőbb átszellőzést biztosító értékei meghatározhatók a $\max_{p_i}\left(k^*\left(p_i\right)\right)$ optimálási feladat megoldásával.
2) A városi beépítésre jellemző módon, a Reynolds-számtól független áramlás következtében az optimális geometriai kialakítás k^* és p_i állandósága mellett méretarányosan nagyítható, mely befolyásolja a terület átlagos beépítési magasságát. Például méretnövelés esetén, azonos k^* és p_i értékekhez nagyobb beépítési raszter (A) terület és nagyobb átlagos V_b / A beépítési magasság tartozik.

A tézishez kapcsolódó publikáció: Kristóf és Füle (2017).

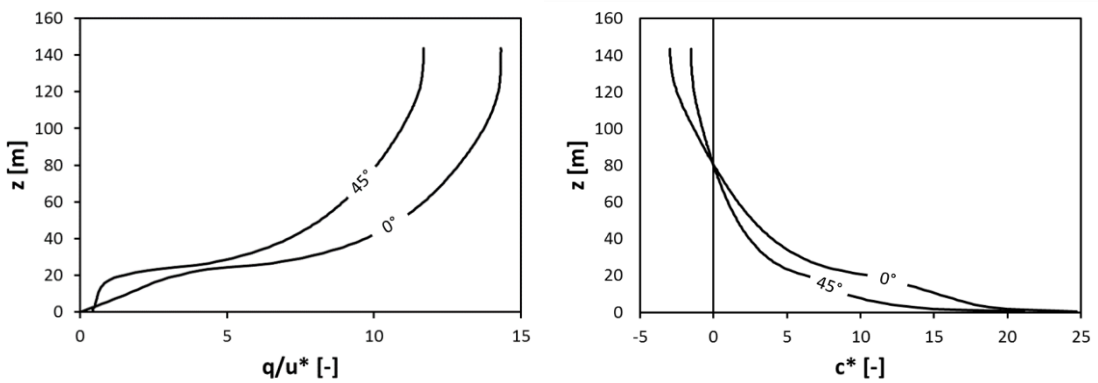
3.7. Egy összetettebb beépítés vizsgálata

Alábbiakban, a periodikus terjedésmodell alkalmazását egy realisztikusabb, Kukacka és társai (2012) által definiált közép-európai belvárosi beépítésnek megfelelő geometriai elrendezésen mutatom be. Amint a 3.8. ábrán látható, a modell alapján számított sebességmegoszlások jó egyezést mutatnak a szélcsatornás mérési eredményekkel, az utcákkal párhuzamos szélirány esetében. Az áramképet, a légszennyezés megoszlását és a hígítási tényezőt 0° és 45° szélirányok esetében határoztuk meg a periodikus terjedésmodell alkalmazásával. A szennyezőanyagforrást az y iránnyal párhuzamos utcákon helyeztük el. A forrászóna befoglaló mérete: 12 x 60 x 1 [m]. A koncentráció szerint színezett áramvonalak a 3.14. ábrán láthatók. A periodikus modelltartományt az áttekinthetőség érdekében x és y irányú ismétléssel grafikusan megnégyszereztük.

A 3.14. ábrán látható, hogy a periodikus modell realisztikus módon képezi le az utcakanyon örvényt és a szennyezőanyag koncentráció lokális eloszlását jelentősen befolyásoló nagyméretű áramlási struktúrákat. A talajszinthez közeli rétegben a koncentráció megoszlása a szélcsatornás méréseknél is megfigyelhető jellegzetességeket mutat, például a szél alatti falak közelében magasabb koncentráció figyelhető meg, mint a széllel szembe néző épületfalak tövében.



3.14. ábra Dimenzió nélküli koncentráció szerint színezett áramvonalak a periodikus modell eredményei alapján egy közép-európai belvárosi beépítési mód esetében, 0° (balra) és 45° (jobbra) szélirányokra.



3.15. ábra Horizontális (2 méter vastagságú) rétegekben képzett, dimenzió nélküli vízszintes sebesség és koncentráció értékek függőleges megoszlása.

A 3.15. ábrán látható dimenzió nélküli vízszintes sebesség és koncentráció profilok a 20.4 m magasságú téglatest épületekre számított, 3.10.ábrán látható eredményekhez hasonlóak. A közép-európai beépítésre modellünk 0.040 és 0.047 értékű hígítási tényezőket eredményez 0° és 45° szélirányok esetén. Érdekes módon, a ferde szélirány esetében adódott nagyobb hígítási tényező, ami ellentétes az egyszerű hasáb alakú épületek esetében megfigyelt tendenciával. Az átlagos k^* érték közel azonos a 3.6. fejezetben bemutatott optimális k^* értékkel, azonban a közép-európai jellegű beépítésre a $V_b / A^{3/2}$ dimenziótlan paraméter értéke 0.1222, az η beépítési intenzitás értéke pedig 7.33 m, melyek jelentősen alacsonyabbak a hasáb alakú épületek esetében 3.6. fejezetben feltételezett értékeknél (rendre 0.192 és 9.6 m). Ez arra utal, hogy az 3.5.

fejezetben bemutatott módszerrel számottevően lehetne javítani az itt vizsgált beépítési forma átszellőzési hatékonyságát.

3.8. Összefoglalás, kitekintés

Numerikus modell alkalmazásával, kvantitatívan vizsgáltuk különböző épületmintázatok utcai átszellőzésre gyakorolt hatását, periodikus modelltartományban. A forrástagokat és a peremfeltételeket oly módon írtuk elő, hogy lehetővé tegye az épületekre átadott erő és az anyagátadási tényező meghatározását állandósult periodikus nyomás- és koncentráció-mezők alapján, bármely szélirány esetében. A periodikus terjedésmodell eredményeként meghatározott dimenzió nélküli sebesség és turbulens kinetikusenergia profilok, a kísérleti adatokkal és direkt numerikus szimulációs eredményekkel (DNS) összevetve jó egyezést mutattak három különböző geometriai esetben.

Az átszellőzés hatásosságának jellemzésére bevezettem a k^* hígítási tényezőt, mely a súrlódási sebességgel számított, a gyakoriság figyelembevételével szélirányonként átlagolt tömeg-Stanton-szám. k^* értékét tehát csökkenti, ha egy megadott anyagátadási tényező nagyobb ellenálláserő árán valósul meg, így a szabad atmoszférikus határrétegben az adott beépítés a szélre nagyobb mértékű fékezőhatást fejt ki, ezzel csökkentve a szélsebességet az áramlás irányában távolabbi városrészeken. k^* várhatóan csekély mértékben függ a szél erősségétől és a szennyezőanyag forrás intenzitásától, ezért az adott beépítés átszellőzési hatékonyságára jellemző mérőszámnak tekinthető.

Megfogalmaztam egy optimálási feladatot, mely lehetővé teszi a városi átszellőzés szisztematikus fejlesztését a beépítés geometriai paramétereinek kedvező megválasztása révén. E módszer szerint egy megadott beépítési raszter-terület és hasznos épülettérfogat értékpár esetében (melyek a beépítés gazdasági értéke szempontjából lényeges paraméterek) a maximális k^* értékkel rendelkező beépítési forma tekinthető optimálisnak. k^* meghatározásához szükséges figyelembe venni a szélirányok területre jellemző gyakoriságát is.

Az optimálás módszerét egyszerű, állandó rácsosztásban elhelyezett, négyzetes oszlop alakú épület magasságának optimalizálásán keresztül mutattuk be, melynek során az épületmodell alapterületét a magassággal fordított arányban változtattuk, így az épület hasznos térfogata állandó értékű maradt. A vizsgált egyszerű beépítési formában a dimenzió nélküli épülettérfogat ($V_b / A^{3/2} = 0.192$) megadott értéke esetén az az épületmagasság bizonyult optimálisnak, melyre az épületmagasság és az utcaszélesség H / W_s aránya minimális értéket vesz föl. A városi beépítésre jellemző, Reynolds-számtól független áramlás következtében az optimális geometriai kialakítás k^* és p_i állandósága mellett méretarányosan nagyítható, mely befolyásolja a terület

átlagos beépítési magasságát. A beépítési raszter élhosszúságával arányosan nő a területhasználat intenzitása (V_b / A), ezért egy optimálisnak tekinthető beépítési mintázat, nagyobb méretű beépítési raszterben intenzívebb területhasználatot tesz lehetővé k^* értékének megtartása mellett. E tendencia alapján a városközpontokban kevesebb és szélesebb utca, valamint magasabb és nagyobb alapterületű épületek kialakítása célszerű.

Demonstráltuk a periodikus modell alkalmazhatóságát egy közép-európai belvárosi beépítéshez hasonló, összetettebb geometriai elrendezésen. A periodikus modell a szélcsatornás kísérletekben megfigyelhető sebességmegoszlásokkal és áramlási struktúrákkal jól egyező eredményeket produkált.

A javasolt megközelítés fő korlátját képezi, hogy az áramlás szerkezete eltér a periodikus mintázattól a különböző beépítési zónák határára eső első néhány utcakanyonban (például a tengerparton álló épületek melletti utcakanyonokban). Habár a javasolt modell alapján figyelembe vehető az átszellőzési viszonyok megváltozása a határréteg átmenetekre jellemző nyírófeszültség-változás következtében, mégis várható, hogy a periodikus áramlásszerkezetre épülő optimálási eljárás nem a legkedvezőbb geometriai kialakítást eredményezi az eltérő beépítési zónák határán. Tong és társai (2016) megállapították, hogy egy adott épület körüli áramlás helyes modellezése érdekében a környező épületek három rétegét szükséges explicit módon figyelembe venni, ami irányadó lehet a periodikus modell alkalmazása tekintetében is. A periodikus terjedésmodell alkalmazásával végzett optimalizálás főként várostervezésre vonatkozó általános szabályok megalapozásához vagy a nagyszámú szomszédos épületből álló beépítési minták optimalizálásához ajánlható.

Reményeim szerint a javasolt új módszer képes csökkenteni a nagyméretű modelleken végzett szimulációs elemzések és kísérleti vizsgálatok számát, ezzel hozzájárulva a levegőminőség-orientált várostervezés gyakorlati megvalósításához.

A javasolt módszer továbbfejleszthető a különböző épületekből álló komplexebb mintázatok, a hőmérsékletváltozás okozta természetes áramlások, az áramlási akadályok, például közlekedési jelzések vagy növényzet, valamint a turbulens áramlás pontosabb, tranziens leírási módra épülő (pl. LES) modellezésével.

4. Méréssel hajtott nagyörvény szimuláció

Az épületek és tereptárgyak geometriai részleteinek figyelembevételével végzett mikroskálás terjedésvizsgálatok első lépéseként definiálni kell azokat a meteorológiai állapotokat, melyek modelleredményeiből a keresett mennyiségek átlag- vagy szélsőértékei kellő biztonsággal meghatározhatók. A gyakorlatban az ilyen vizsgálatokat szélirány szerinti bontásban végzik. Szélcsatornás mérések esetében ez azt jelenti, hogy a modellt egy kör alakú alaplemezre rögzítik, így az alaplemez elforgatásával a kívánt szélirány beállítható. Mikroskálás numerikus modellekben a szélirány a peremfeltételek vagy a numerikus háló megváltoztatásával módosítható.

A rögzített szélirányban végzett numerikus modellvizsgálat előnye, hogy Reynolds-átlagolt turbulenciamodellek alkalmazása esetén stacionárius áramlás feltételezését teszi lehetővé, így az eredmények a szélcsatornás kísérletekben megfigyelt időátlagokkal egyszerűen összevethetők. A módszerek kompatibilitása miatt a mikroskálás numerikus modellt a szélcsatornás vizsgálat költséghatékony alternatívájának szokás tekinteni.

Jellemző probléma, hogy a vizsgált jelenség időtartama túlságosan hosszú az állandó szélirány feltételezéséhez. Sík terep fölötti terjedés vizsgálata esetében az állandó szélirány feltételezésére épülő – és a szélcsatornás vizsgálatokkal is jól egyező – Gauss-csóva modellek a terepi mérésektől jelentősen eltérő eredményt adnak (Füle és Kristóf, 2018). Hasonló probléma léphet fel a közlekedési szennyezők városi terjedésének vizsgálata esetében, mivel a légszennyezés kiürülése egy utcakanyonból túlságosan lassú folyamat az állandó szélirány feltételezéséhez. Amennyiben a szélirány az utcakanyon tengelyéhez képest változik, úgy alapvetően módosul az épületek körül kialakuló áramlás szerkezete és a terjedési folyamat is. Az állandó szélirány feltételezéséből származó modellhibák a szélcsatornás vizsgálatok esetében is fellépnek, ezért a numerikus modell eredményeinek a szélcsatornás kísérletekkel való jó egyezése alapján nem következtethetünk arra, hogy a modell a valóságos légköri terjedést is helyesen írja le.

Szélcsatornában csak a mérőtér méreteinél kisebb hosszléptékű turbulencia hozható létre, a valóságos légköri turbulencia azonban a vizsgált térrész méretét jelentősen meghaladó áramlási struktúrákat is tartalmaz. A természetes szél irányát – a felszín közelében – befolyásolják az Ekman-réteg felső határáról a felszín közlébe keveredő, eltérő irányban mozgó légtömegek, továbbá gyenge szeles légköri állapotokban a helyi termikus konvekciós folyamatok is, mely hatásokat a szélcsatornás kísérletek nem tudnak figyelembe venni (lásd Tominaga és Stathopoulos, 2016).

Az időfüggő numerikus modellek alkalmasak lehetnek a turbulencia létrehozására a tartomány mérete és a numerikus felbontás által megszabott méretkorlátok között. Dhamankar és társai (2018) szakirodalmi áttekintésükben a skálafelbontó numerikus modelleket három csoportba sorolják: 1) a belépő turbulencia előírása külső adatforrás fölhasználásával; 2) a turbulencia létrehozása az áramlással a modelltartományon belül; 3) a belépő turbulencia szintetizálása.

A második csoportba sorolt módszerek esetében a turbulencia létrehozható úgy, hogy A) a modelltartomány magában foglalja a tranziciós zónát, vagy B) a belépő turbulenciát a modelltartomány valamely metszetéből kinyert időfüggő profilok segítségével adjuk meg. Az „A" modellváltozat esetében a vizsgált térrész méretét jelentősen meghaladó méretű, érdességi elemeket is tartalmazó tartományt kell alkalmazni. Az érdességi elemek helyett akár a tényleges városi beépítésnek megfelelő geometriai modell is felhasználható (Onodera, 2013). A tartomány méretének csökkentése érdekében a passzív turbulenciagenerátorok akár közvetlenül a belépő keresztmetszetben is elhelyezhetők (Kristóf és Papp, 2018). A „B" modellváltozat legegyszerűbben periodikus peremfeltételek alkalmazásával valósítható meg, mely egy vég nélkül ismétlődő felszíni geometriai mintázat modelljének felel meg. Ez utóbbi megközelítésben az állandósult turbulencia előállításához a vizsgált időtartamban az áramlásnak sokszor át kell haladnia a tartományon.

A periodikus modelltartományban végzett vizsgálatok fő előnye, hogy minimalizálható a geometriai paraméterek száma, így a modell felhasználható a városi beépítés optimalizálására (Kristóf and Füle, 2017), vagy akár a városi növényzet átszellőzésre gyakorolt hatásának vizsgálatára (Moonen és társai, 2013). Előnyös továbbá, hogy a számítási tartomány mérete minimálisra csökken, melynek köszönhetően csökken a memóriaigény is (adott méretű térbeli felbontás alkalmazása esetén), továbbá nem szükséges időben és térben változó belépő sebességkomponenseket előírni, ami nagymértékben megkönnyíti a nagyörvényszimuláció (LES) alkalmazását.

Periodikus modelltartományban az áramlási akadályokra ható ellenálláserő és a felszíni súrlódás összegének ellensúlyozása érdekében valamilyen külső erőt szükséges feltételezni, melyet a legtöbb modell állandó intenzitású térfogati erő (nyomásgradiens) beiktatásával valósít meg (Ciofalo, 1996; Su és társai, 1998; Cheng és társai, 2003; Baker és társai, 2004; Cai és társai, 2008; Letzel és társai, 2008; Kikumoto and Ooka, 2012). A 3. fejezetben bemutatott periodikus terjedésmodellből látható, hogy az ilyen formában megadott hajtóerő lényegében szilárd felületek közötti csatornaáramlást hoz létre. A csatorna magassága a számítási költség okán korlátozott, a számítási tartomány nem foglalja magában a teljes atmoszférikus határréteget, tehát ebben a megközelítésben a felsőbb légrétegekből turbulens keveredéssel átadott

impulzust elhanyagoljuk. A turbulens keveredés okozta hajtóerő megközelítésére Liu és társai (2004, 2005) a hajtóerőt csak az épületek fölötti „szabad felszíni rétegben" veszi figyelembe. Spalart és Leonard (1987), később Lund és társai (1998), továbbá Kataoka és Mizuno (2002) aperiodikus modellek belépő peremfeltételeinek ciklikus tartományban történő előállítására alkalmas modelleket fejlesztettek ki, melyek bármilyen reális átlagsebességnek megfelelő, időfüggő sebességmegoszlást képesek létrehozni. E módszerek lényeges eleme, hogy a sebességet átlagra és ingadozó komponensre bontják, melyek közül csak az ingadozó sebességkomponenst használják fel a ciklikus tartomány belépő sebességének előírására, az előírt átlagsebesség profil hozzáadásával.

A periodikus áramlási tér hajtására korábban alkalmazott módszerek közös jellemzője, hogy nem veszik figyelembe a számítási tartomány méretét meghaladó méretű turbulens struktúrák hatását, ami korlátozza a mikroskálás modellekkel végzett terjedésvizsgálatok pontosságát, így felmerül a kérdés: előírható-e a nagyörvényszimuláció hajtóereje terepi mérések eredményei vagy nagyobb modelléptékű szimuláció eredményei alapján?

Az alábbiakban bemutatott Transient Wind Forcing (TWF) modellben (Kristóf és társai, 2020) az áramlás vízszintes irányú hajtóerejét terepi mérések vagy nagyobb méretű tartományban végzett modellszámítások útján nyert időfüggő sebességadatok alapján szabályozzuk, ami lehetővé teszi, hogy a numerikus modell túllépjen rögzített széliránban végzett vizsgálatok pontossági korlátján. A turbulenciát **makroszkopikus**, **mezoszkopikus** és **mikroszkopikus** részekre tagoljuk a modelltatomány hosszának és a numerikus felbontás méretének megfelelő határok alapján. A turbulencia mezoszkopikus részét a nagyörvény szimuláció képes létrehozni. A mikroszkopikus turbulencia hatásának leírására Smagorinsky-Lilly turbulenciamodellt alkalmazunk, a makroszkopikus turbulenciát pedig a szabályozott hajtóerő segítségével vesszük figyelembe. Periodikus modelltartományt alkalmazunk, melynek révén figyelembe vehető a városi beépítésre jellemző ismétlődő mintázat.

Az áramlás hajtóereje a turbulens impulzuscsere a magasabb légköri rétegekkel, melyet a szimulációban időfüggő, vízszintes irányban homogén, függőleges irányban változó intenzitású impulzusforrással veszünk figyelemebe. A hajtóerő bármely vízszintes irányt fölvehet. A mezoszópikus és makroszkopikus turbulencia szétválasztása érdekében térbeli és időbeli szűrést alkalmazunk.

A hajtóerő vertikális eloszlását a sebességmezőnek a referenciapontban észlelt sebességgel való korrelációja alapján célszerű megválasztani. A mért sebesség spektrális összetevői elvileg eltérő behatolási mélységű hajtóerőt hozhatnak létre, azonban modellünkben – egyszerűsítő közelítéssel élve – a szél erősségének vertikális

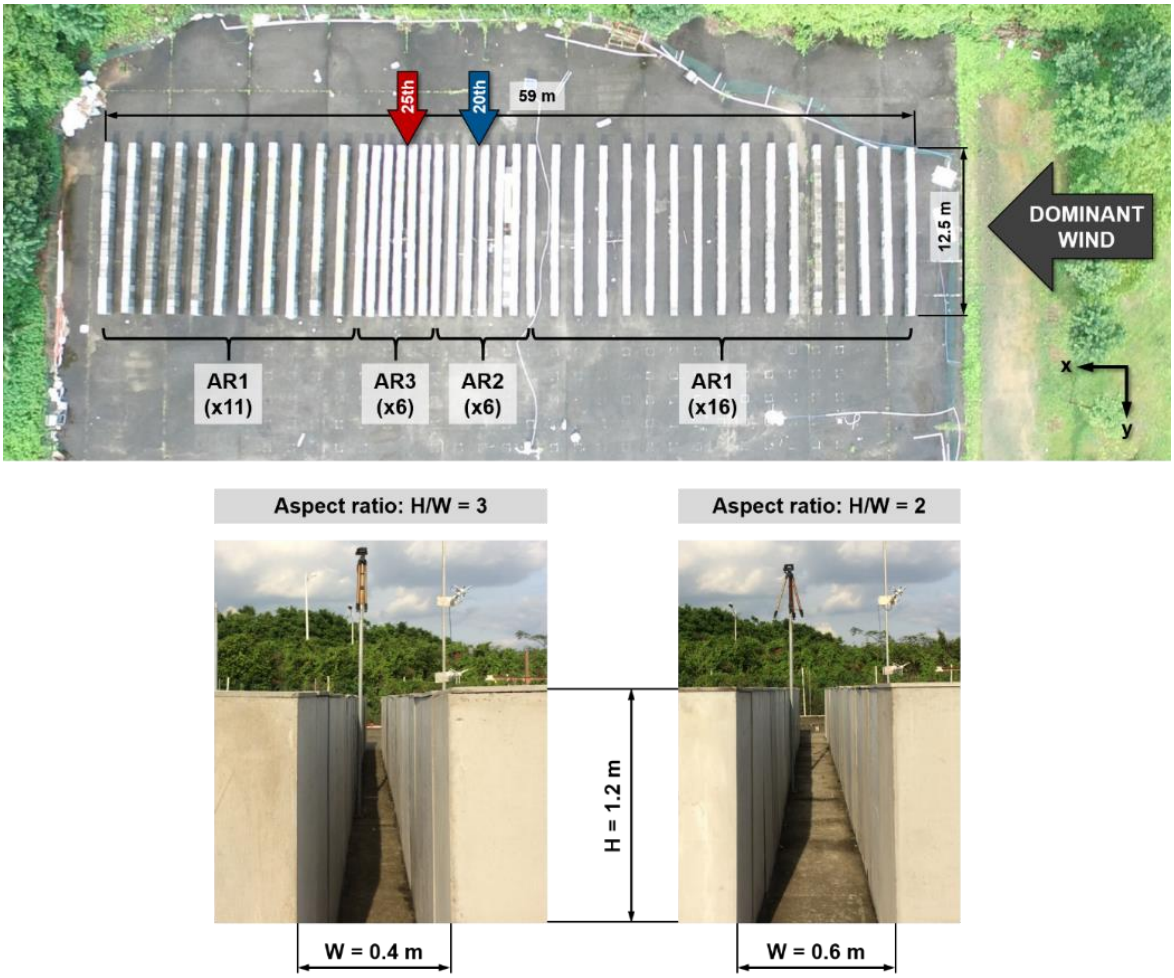
eloszlását egy időben állandó L_0 sugárral jellemzett Gauss-profilal írjuk le. Az elosztásfüggvény L_0 sugara (szűrőméret) a tartomány hosszával arányos.

A hajtóerő vektorkomponenseit időben úgy szabályozzuk, hogy a modell által létrehozott vízszintes sebességkomponensek a megfigyelési pontban végzett terepi mérések során rögzített sebességeket kövessék a megfigyelési pontra jellemző átfolyási idővel arányos relaxációs időn belül, azaz az időbeli szűrést a hajtóerő proporcionális szabályozásával hajtjuk végre, a (4.1) képlettel megadott módon. A hajtóerő relaxációs idejének megválasztása számottevően befolyásolja a modellhibát. Egyfelől, ha a relaxációs idő túl hosszú, akkor a sebesség nem követi elég pontosan a mért idősort. Másrészről, ha a relaxációs idő túlságosan rövid, akkor a hajtóerő okozta áramlás „felülírhatja" a modell által felbontott mezoszkopikus turbulenciát, ezzel meghamisítva a sebességingadozás térbeli eloszlását. E szempontok figyelembevételével a relaxációs idő értékét úgy választjuk meg, hogy a modellben felbontható legnagyobb turbulens időléptékhez közelítsen. A pontossági szempontok mellett fontos, hogy a kvázistacionárius turbulens áramlás minél hamarabb kialakuljon a modell indításakor, ezért a szimuláció kezdetén a numerikus stabilitás által megengedett legrövidebb relaxációs időt alkalmazzuk a (4.2) összefüggés szerint.

A TWF modell publikációjakor még nem volt tudomásunk a Zhang és társai (2011) által korábban publikált Real-Time Boundary wind Condition (RTBC) modellről, mely lényegét tekintve szintén méréssel hajtott nagyörvény szimuláció. A két módszert összevetve lényeges eltérést képez, hogy az RTBC modell nem illeszti a hajtás időparaméterét a modellben felbontott turbulencia időléptékéhez, továbbá a mérési adatsor frekvenciája jóval a szabályzás vágási frekvenciája alá esik, ezért a modelleredményekben állandósult állapotok sorozata figyelhető meg. Eltérés figyelhető meg a mérési pont helyének megválasztásában is. Az RTBC modell esetében a megfigyelési pont az épületek teteje közelében található, ezért a mérőeszköz időszakosan az épület szélárnyékába kerül, melynek következtében a hajtó szélsebesség nem reprezentálja kellőképpen a városi beépítés feletti szélsebességet. Feltehetőleg ez okozta, hogy az RTBC szimuláció gyakran szélcsendes epizódokat produkált. A hajtóerő térbeli eloszlása mindkét modell esetében horizontálisan homogén, vertikálisan pedig egy előírt eloszlást követ a z magasság koordináta függvényében. A TWF modell Gauss-profillal megadott eloszlású hajtóerő alkalmazásával a terepi mérésekkel jól egyező átlagsebesség és turbulenciaeloszlásokat produkált 1:2 és 1:3 szélesség-magasság aránnyal jellemzett utcakanyonokban. Az RTBC modell függőleges irányban hatványfüggvény szerint megoszló hajtóerőt alkalmaz, mely feltételezés validációjára a vizsgálat nem terjedt ki.

4.1. Terepi mérések

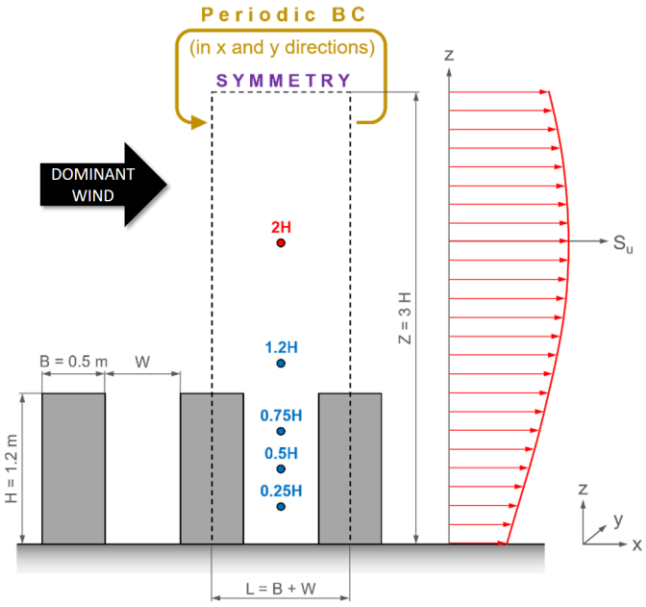
A TWF modell validálására felhasznált, 4.1. ábrán látható terepi méréseket Kínában, a szubtrópusi éghajlatú Guangzhou külvárosi régiójában (23°4'N, 113°23'E), 2016-2017-ben végezték a SOMUCH (Scale-Model Outdoor Measurement of Urban Climate and Health) kísérletsorozat keretében a Sun Yat-sen Egyetem munkatársai. A kísérletsorozat célja az épületek elrendezésének és egyéb fizikai paramétereinek (például hőkapacitásának) a városi meteorológiai és hőkomfort körülményekre gyakorolt hatásának vizsgálata.



4.1. ábra Fent: a SOMUCH kísérlet helyszínének felülnézeti képe, 39 egymást követő utcakanyon, szorosan egymás mellé állított, üreges épületmodellekből. A kék nyíllal jelzett utcakanyonok épületmagasság / utcaszélesség aránya AR = 2, a piros nyíllal jelölt utcakanyonok esetében AR = 3. Lent: Az AR = 3 és AR = 2 utcakanyonok oldalnézeti képe, a megfigyelt utcakanyonok középvonalában elhelyezett meteorológiai mérőállások 5 db. egymás fölött elhelyezett akusztikus sebességmérő eszközzel.

4.2. Numerikus modell

A numerikus modellben a kísérleti felszínt a 4.2. ábrán látható szférikusan periodikus modelltartományban vizsgáljuk oly módon, hogy az áramlás térfogati hajtóerejét egy kétszeres épületmagasságú (2*H*) pontban mért u_m(t) és v_m(t) idősorok alapján szabályozzuk.



4.2. ábra. A numerikus modellben alkalmazott modelltartomány oldalnézeti képe (szaggatott vonallal határolva), az épületmodellek (szürke), a sebességmérési pontok (kék és piros pontok), továbbá a numerikus modell hajtásához alkalmazott térfogati hajtóerő-profil (piros nyilak).

Nagyörvény szimuláció hajtása mért sebesség-idősorokkal (TWF modell) – T6. tézis

Az ismétlődő (kvázi-periodikus) városi beépítésben kialakuló időfüggő, háromdimenziós szélmező numerikus modellezésére előnyösen alkalmazható az alábbi módszer:

Nagyörvény szimuláció, az ismétlődő épületmintázat egyszerűsítése és a tartomány méretének minimalizálása érdekében periodikus határfeltételek alkalmazásával a tartomány minden oldalsó határfelületén. A modelltartomány vízszintes méretei a periodikus mintázat osztásához igazodnak (annak egész számú többszörösei). A modelltartomány felső határfeltétele szimmetria sík.

A légköri határrétegben átadott impulzus *x* (vízszintes koordináta iránynak megfelelő) komponensét a modelltartományban megoszló S_u [N m^{-3}] térfogati erő alkalmazásával vesszük figyelembe egy z_0 [m] magasságban mért u_m(t) [m s^{-1}] *x*-irányú sebesség-idő függvény alapján, az alábbi összefüggések szerint:

$$S_u(z,t) = \rho \cdot \frac{u_m(t) - u(t)}{\tau(t)} \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{z-z_0}{L_0}\right)^2} \tag{4.1}$$

$$\tau(t) = \Delta t_0 + (\Delta t - \Delta t_0) \cdot e^{-\frac{t-t_{start}}{\Delta t_0}} \tag{4.2}$$

$$L_0 = C_L L \tag{4.3}$$

$$\Delta t_0 = C_t \frac{L}{u_0} \tag{4.4}$$

ahol z [m] vertikális koordináta, t [s] idő, ρ [kg m^{-3}] sűrűség, $u(t)$ [m s^{-1}] a numerikus modell által eredményezett x irányú sebességkomponens, L_0 [m] a hajtóerőprofil sugara, $\tau(t)$ [s] a szabályzás dinamikus relaxációs ideje, Δt_0 a szabályzás statikus relaxációs ideje, t_{start} a szimuláció kezdetének időpontja, L [m] a tartomány hosszmérete, u_0 [m s^{-1}] a mért sebesség átlagértéke. C_L és C_t a módszer egység nagyságrendű, dimenzió nélküli hossz és időparaméterei.

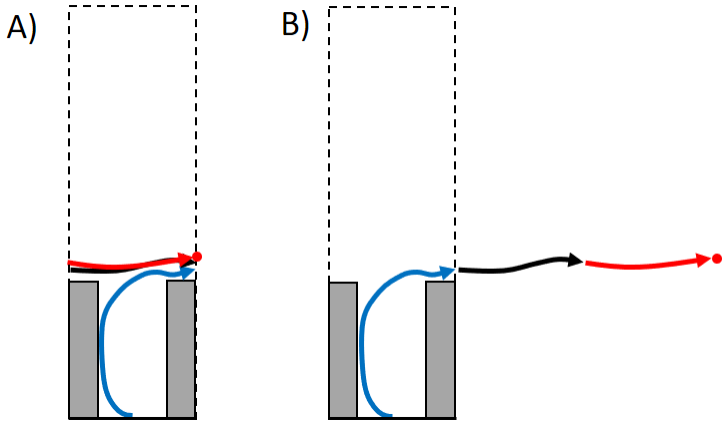
A hajtóerő y irányú S_v [N m^{-3}] komponense S_u képletéhez hasonló módon adható meg a mért v_m(t) és számított v(t) sebesség-komponensek alapján.

A mérési pont z_0 magasságát úgy kell megválasztani, hogy a mért sebesség az épületek feletti szélsebességre jellemző legyen. A modellben felbontott turbulens áramlási struktúrák szabad mozgásának biztosítása érdekében a tartomány magasságának jelentősen meg kell haladnia a mérési pont z_0 magasságát. A hajtáshoz Δt_0 relaxációs idővel azonos, vagy annál finomabb felbontású mérési adatsorok szükségesek. A mért sebességadatok a mérési pontok között időben lineárisan interpolálhatók.

A tézishez kapcsolódó publikáció: Kristóf és társai (2020).

4.3. Terjedésvizsgálat

A terjedésvizsgálatot a periodikus modellben meghatározott időfüggő, háromdimenziós szélmező alapján végezzük a 4.3. ábrán illusztrált és alábbiakban részletezett elven.



4.3. ábra A részecske pályája és pillanatnyi helyzete (piros ponttal jelölve) A) periodikus tartományban, B) aperiodikus tartományban.

Aperiodikus terjedési folyamat vizsgálata periodikus modelltartományban, Lagrange-módszer alkalmazásával – **T7. tézis**

A Transient Wind Forcing (TWF) modellel előállított időfüggő, háromdimenziós, periodikus sebességmezők felhasználásával aperiodikus terjedésvizsgálat végezhető az alábbi módon:

A szennyezőanyagok terjedésének vizsgálatát pontforrásokból kibocsátott, súlytalannak tekinthető részecskék pályáinak meghatározása útján, Lagrange-módszer alkalmazásával végezzük. A módszer új eleme, hogy minden részecske esetében követjük a vízszintes (x és y) irányú periodikus ugrások számát, mely adatok felhasználásával az egy pontforrásból kibocsátott részecskék aktuális helyzete, elvileg korlátlan (a szimuláció időtartamától függő méretű) tartományban meghatározható. A periodikus tartományban előállított időfüggő sebességmező alapján aperiodikus terjedési folyamat vizsgálható, mely a TWF modellel előállított sebességmező alkalmazása esetén magában hordozza a modelltartománynál nagyobb méretű turbulens struktúrák (makroszkopikus turbulencia) hatását is.

A tézishez kapcsolódó publikáció: Kristóf és társai (2020).

4.4. A numerikus modell implementációja

A numerikus modellt ANSYS FLUENT szimulációs rendszerben, háromdimenziós, időfüggő nagyörvény szimuláció (LES modell) alkalmazásával valósítottuk meg. Az (4.1)-(4.4) modellegyenletekkel leírt hajtóerő megadására saját fejlesztésű felhasználói függvényeket (User Defined Functions, UDF) alkalmaztunk.

A számítási tartomány jellemzően – a 4.1. ábrán látható terepi kísérleteknek megfelelően – egy utcát és a szomszédos épületek felét tartalmazza (lásd 4.2. ábra), a tartomány y irányú szélessége az épületmagasság fele. További vizsgálatokat

végeztünk két utcakanyont tartalmazó, 2*W* szélességű modelltartományban. A hajtóerő szabályozásához felhasznált sebességmérés 2*H* magasságban található az utcakanyon középvonalában; a teljes tartomány magassága 3*H*. Az áramlási tér referencia pont feletti részének ($2H < z < 3H$) elsődleges szerepe a szabad örvénymozgás lehetővé tétele. A tartománynak ez a része a szennyezőanyagok transzportjában nem játszik közvetlen szerepet, ezért nemcélunk pontos sebesség és turbulencia profilok előállítása ebben a térrészben.

Vizsgálatainkban szögletes épületek között, adott forráserősséggel kibocsátott közlekedési eredetű szennyezők terjedési folyamatára összpontosítottunk, melyben a szilárd felületektől viszonylag távoli „szabad" turbulencia játszik domináns szerepet, ezért nem törekedtünk a fali határrétegekben kialakuló kis méretskálával jellemzett turbulencia felbontására: a diszkretizációt egyenközű kockarács alkalmazásával végeztük, a *W* utcaszélesség mentén 32 intervallum alkalmazásával. Ettől eltérő felbontást csak az eredmények hálófüggetlenségének vizsgálata során alkalmaztunk. Az eredmények felbontástól való függését durvább (*W* / 22 méretű) és finomabb (*W* / 48 méretű) rácsosztás mellett vizsgálva a műszaki gyakorlat szempontjából elfogadhatóan csekély hálófüggést tapasztaltunk a sebességmező és a turbulencia intenzitás tekintetében (Kristóf és társai, 2020).

Egy-egy szimuláció során az időlépés Δt nagyságát állandó értéken tartottuk úgy, hogy a Courant-szám ($C = u \cdot \Delta t / \Delta x$, ahol Δx [m] a háló felbontása) a teljes tartományban egynél kisebb legyen.

A numerikus megoldáshoz a Bounded Central Differencing fluxus sémát és SIMPLE iterációs módszert, az időbeli diszkretizációhoz Bounded Second Order Implicit sémát használtunk, amelyek az ANSYS FLUENT 19.2 alapértelmezett beállításai nagyörvény szimuláció alkalmazása esetén. A diszkrét alapegyenletek reziduumai legalább három nagyságrenddel csökkentek iteratív megoldás során.

A vizsgált utcakanyon áramlásra jellemző Reynolds-szám ($Re = u0 \cdot L0 / \nu$, ahol ν [$m^2\ s^{-1}$] a kinematikus viszkozitás) $1.1 \cdot 10^6$, így az eredmények Reynolds-számtól függetlennek tekinthetők.

4.5. Modelleredmények, validáció

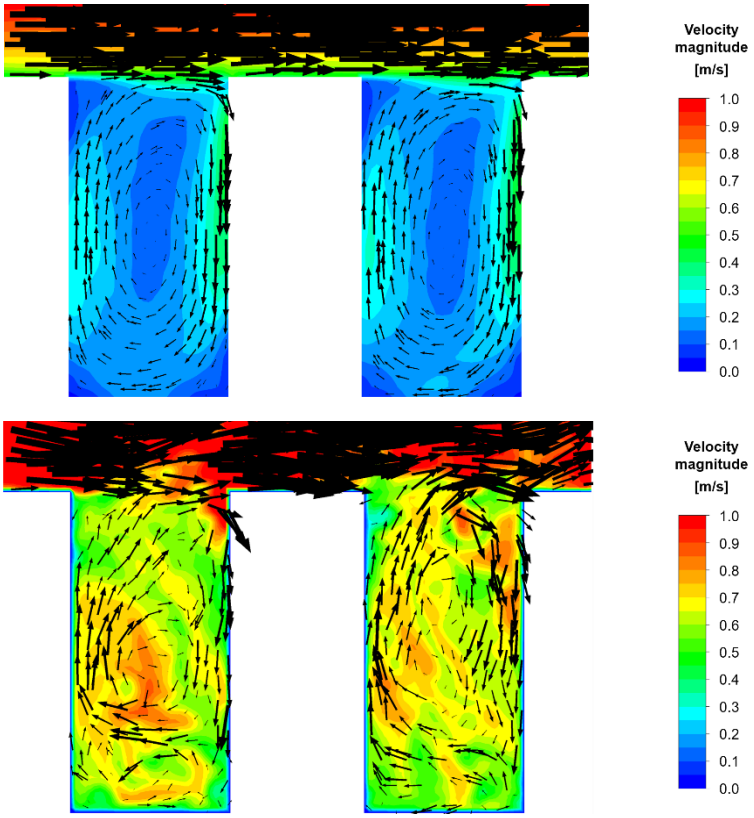
A modellvizsgálatokat a terepi méréseknek megfelelő oldalviszonyú utcakanyonokra végeztük hatféle numerikus háló és négy eltérő sebességmérési adatsor felhasználásával. A numerikus hálók különböztek egymástól a periodikus tartomány mérete és a felbontás finomsága tekintetében. A szimpla modelltartomány méterben kifejezett fő méretei *H* / *W* / *L* / *P*: 1.2 / 0.6 / 1.1 / 0.6 és 1.2 / 0.4 / 0.9 / 0.4 (*H* / *W* = 2 és

H / W = 3 esetén), melyhez képest a dupla modelltartomány méretei mindkét vízszintes irányban kétszeresek.

A mérési adatsorokkal hajtott szimulációk kezdetén a turbulencia fokozatosan alakult ki, ezért az átlagértékek számítását az első 50 másodpercet követően kezdtük meg. Az átlagolás időtartama a mérési adatsortól függően 95 s és 131 s között változott.

A 4.4. ábra felső részén az átlagsebesség megoszlása látható a két, H / W = 2 arányú utcakanyont tartalmazó modelltartomány függőleges metszetében. Ebben a kísérletben az átlagos szélirány az utcakanyon tengelyére merőleges x koordináta iránnyal 7.6°-os szöget zárt be, tehát a szélirány közelítőleg merőleges az utcák irányára. Az átlagos szélmezőben utcakanyononként egyetlen örvény alakul ki, mely az utca felszínén a főáramlással ellentétes szélsebességet hoz létre. Nagyon hasonló eredményre jutottak Ai és társai (2017) Reynolds-átlagolt modell alkalmazásával, továbbá ugyanezt az átlagos áramlási struktúrát figyelték meg helyszíni mérésekben Eliasson és társai (2006), tehát az átlagos szélmező tekintetében a TWF modell a korábbi vizsgálatokhoz hasonló eredményekre vezetett. Jelentős különbség van azonban a turbulencia tekintetében a korábbi modelleredményekhez képest: figyelembe véve a makroszkopikus turbulencia hatását, a pillanatnyi áramkép nagyobb változékonyságot mutat. A 4.4. ábra alsó részén látható pillanatnyi sebességmegoszlás esetében például a szélirány a referencia pontban 33.1°-os szöget zár be az x tengellyel. Eliasson és társai (2006) felhívták a figyelmet a természetes szelek által okozott intenzívebb ingadozásokra és a földszinten időszakosan megjelenő ellenforgó örvény megjelenésére, melynek élettartama teljes méretű utcakanyonban néhány másodperc. Amint a 4.4. ábra bal alsó részén látható, az ellenforgó örvény intermittens megjelenését a TWF modell képes reprodukálni. Modellünkben az örvény élettartama nem haladta meg az egy másodpercet, ami – a modellépték figyelembevételével – a terepi mérések tapasztalataival összhangban áll.

A 4.5. ábrán a terepi mérések során megfigyelt x és y irányú sebességkomponenseket hasonlítjuk össze a CFD modell eredményeivel az utcakanyon középvonala mentén, különböző z magasságokban, H / W = 2 (C01 és C02 esetek), továbbá H / W = 3 (C03 és C04 esetek) épületmagasság-utcaszélesség aránnyal jellemzett utcakanyonokban. Az oszlopok magassága az átlagértéket, a hibasávok sugara pedig az ingadozó sebességkomponensek RMS értékét (szórástartományt) mutatják. Az ábrán látható modelleredményeket (C01-C04 esetek) egyetlen utcakanyont tartalmazó modell alkalmazásával kaptuk négy különböző mérési adatsor felhasználásával.

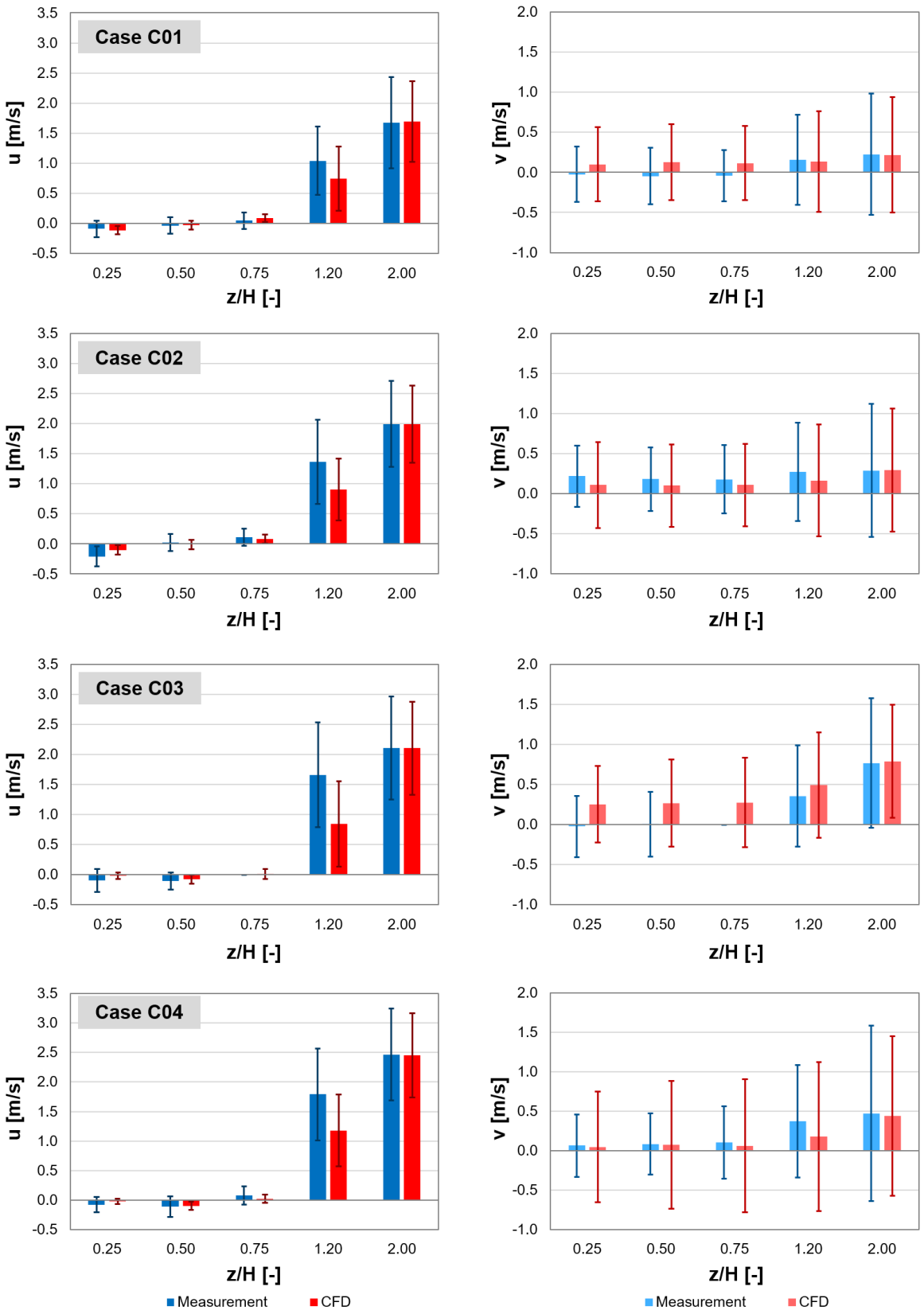


4.4. ábra Átlagsebesség (fent) és pillanatnyi sebesség (lent) az utcakanyonokra merőleges metszetben, két utcakanyont tartalmazó modelltartományban (Kristóf és társai, 2020).

A két eltérő oldalviszonyú utcakanyonra végzett vizsgálat hasonló eredményre vezetett. A modell általában elfogadható pontossággal reprodukálta a terepi méréseken megfigyelt átlagsebességet és turbulenciát. A legfelső mérési pontban szinte tökéletes egyezés figyelhető meg, mely a TWF modellben alkalmazott kinematikai kényszerből adódik, ezért ezt a pontot a validációs mérőszámok meghatározásakor nem vesszük figyelembe.

Átlagértékben, a legnagyobb eltérést az épületek feletti nyírórétegben, $z / H = 1.2$ magasságban tapasztaltuk, a turbulencia azonban ugyanebben a magasságban jó egyezést mutat a terepi mérésekkel. A 4.5. ábrán látható eredményekhez képest, az átlagérték előrejelzésének hibája közelítőleg felére csökkent, megnövelt méretű (két utcakanyont magában foglaló) modelltartomány alkalmazása esetén.

Az utcakanyon tengelyével párhuzamos v sebességkomponens esetében az ingadozás mértéke az átlagértéket jelentősen meghaladja. Az ingadozás mértékét a TWF modell kismértékben alábecsüli, azonban a szokásos, állandó szélhajtást alkalmazó modellezési megközelítés eredményeihez képest nagyságrendi javulás figyelhető meg. TWF modell esetében a turbulencia előrejelzésének pontossága tovább javítható a modell hosszparaméterének optimalizálásával (lásd Kristóf és társai, 2020).



4.5. ábra A terepi méréseken megfigyelt (kék) és TWF modell alkalmazásával számított (piros) átlagsebesség (oszlop-magasság) és ingadozás (hibasáv) értékek a különböző dimenziótlan magasságban (z/H) mintavételezett x-irányú (u) és y-irányú (v) sebességkomponensekre. (Kristóf és társai, 2020)

A légköri terjedésmodellek pontosságának értékelésére Chang és Hanna (2004) által bevezetett, majd Franke (2009) által kiegészített, (4.5)-(4.11) képletek alapján számítható validációs mérőszámokat alkalmazzuk.

$$R = \frac{\overline{(O-\overline{O})\,(P-\overline{P})}}{\sigma_O\,\sigma_P} \tag{4.5}$$

$$q = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} i_n \quad with \quad i_n = \begin{cases} 1 & if \quad \left|\frac{(O_n-P_n)}{O_n}\right| \le \Delta_r \quad or \quad |O_n - P_n| \le \Delta_a \\ 0 & else \end{cases} \tag{4.6}$$

$$FAC2 = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} i_n \quad with \quad i_n = \begin{cases} 1 & if \quad 0.5 \le \frac{P_n}{O_n} \le 2 \quad or \quad |O_n|, |P_n| \le \Delta_a \\ 0 & else \end{cases} \tag{4.7}$$

$$FB = \frac{\overline{O}-\overline{P}}{0.5\,(\overline{O}+\overline{P})} \tag{4.8}$$

$$MG = \exp\left(\overline{\ln\tilde{O}} - \overline{\ln\tilde{P}}\right) \quad with \quad \tilde{O} = \max(O, \Delta_a) \quad and \quad \tilde{P} = \max(P, \Delta_a) \tag{4.9}$$

$$NMSE = \frac{\overline{(O-P)^2}}{\overline{O}\,\overline{P}} \tag{4.10}$$

$$VG = \exp\left(\overline{\left(\ln\tilde{O} - \ln\tilde{P}\right)^2}\right) \quad with \quad \tilde{O} = \max(O, \Delta_a) \quad and \quad \tilde{P} = \max(P, \Delta_a) \tag{4.11}$$

A fenti egyenletekben P a modelleredményeket, O a mérési adatokat, a felülvonás átlagértéket, σ szórást, N pedig az adatpontok számát jelöli. A Δ_a abszolút és Δ_r relatív hiba értéke a vizsgált esetben 0.18 ms^{-1} és 25% volt.

A két eltérő oldalviszonyú utcakanyonra, egyetlen utcakanyont tartalmazó modelltartományban végzett, összesen négy tranziens vizsgálat eredményei alapján az átlagsebességre és a sebességingadozásokra kapott validációs mérőszámokat a 4.1. táblázatban foglaljuk össze. Általánosságban elmondható, hogy a modelleredmények a terepi mérésekkel a műszaki gyakorlat számára elfogadható, jó egyezést mutatnak. $q_{25\%}$ a sebességingadozásra az elfogadható határon kívül esik, azaz 25%-nál nagyobb mértékű tekinthető jellemzőnek. Ennek kapcsán érdemes megjegyezni, hogy a turbulencia alábecslése a terepi mérésekhez képest a mikroskálás modellek általános problémájának tekinthető (Tominaga és társai, 2013). A TWF modell az általánosan alkalmazott modellezési módszerekhez képest e tekintetben jobb eredményeket mutat. Az előrejelzés pontosságának további javítása a modelltartomány méretének, a mérési pont magasságának, valamint a modell C_L hossz és C_t időparamétereinek behangolásával lehetséges.

4.1. táblázat Validációs mérőszámok egyetlen utcakanyont tartalmazó modelltartományban végzett TWF számítások és terepi mérések összehasonlítása alapján

Validation metric	Model result (mean)	Model result (standard deviation)	Target value
Correlation coefficient (R)	0.941	0.840	1
Hit rate ($q_{25\%}$)	0.781	*0.281*	1
Factor of two of observations (FAC2)	0.844	0.781	1
Fractional bias (FB)	N.A.	0.069	0
Geometric mean bias (MG)	N.A.	0.855	1
Normalized mean square error (NMSE)	N.A.	0.143	0
Geometric variance (VG)	N.A.	1.353	1

A TWF modell gyakorlati alkalmazása szempontjából lényeges kérdés, hogy milyen mértékben befolyásolja a modellben figyelembe vett makroszkopikus turbulencia a légszennyező anyagok transzportját.

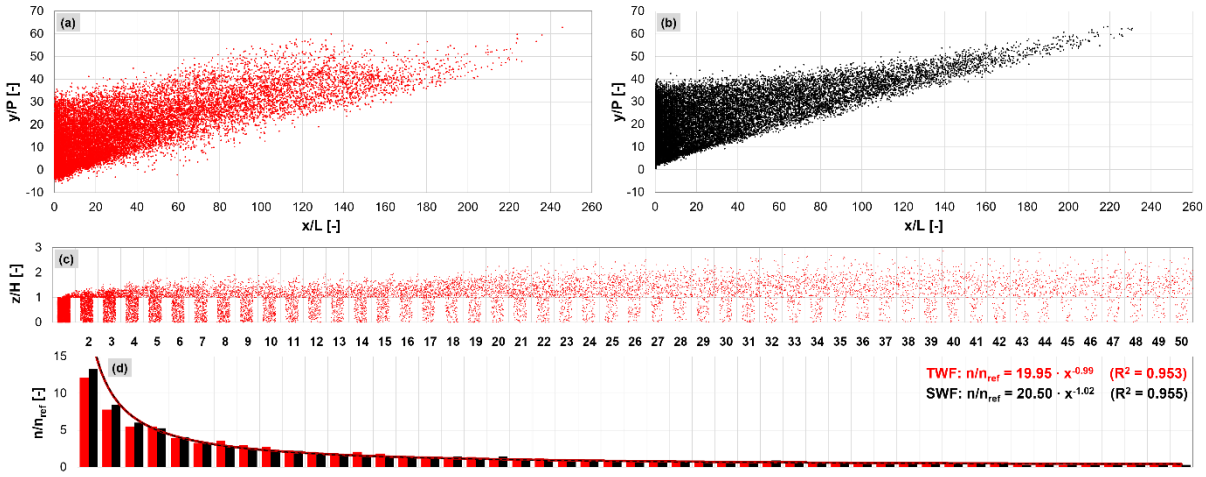
E kérdés megválaszolása érdekében Lagrange-módszer alkalmazásával megvizsgáltuk egy utca középvonalán található pontforrás által kibocsátott szennyezőanyag terjedését a TWF modell alapján meghatározott háromdimenziós, időfüggő szélmező felhasználásával, és összehasonlító terjedésvizsgálatokat végeztünk az állandó (átlagos) szélsebességre szabályozott hajtóerővel (Static Wind Forcing, SWF) meghatározott szélmező felhasználásával.

Mindkét modellben időlépésenként egyetlen részecskét bocsátottunk ki a pontforrásból. A részecskeszám-sűrűséget az (4.12) képlet szerint számított referenciasűrűségre vonatkoztatjuk.

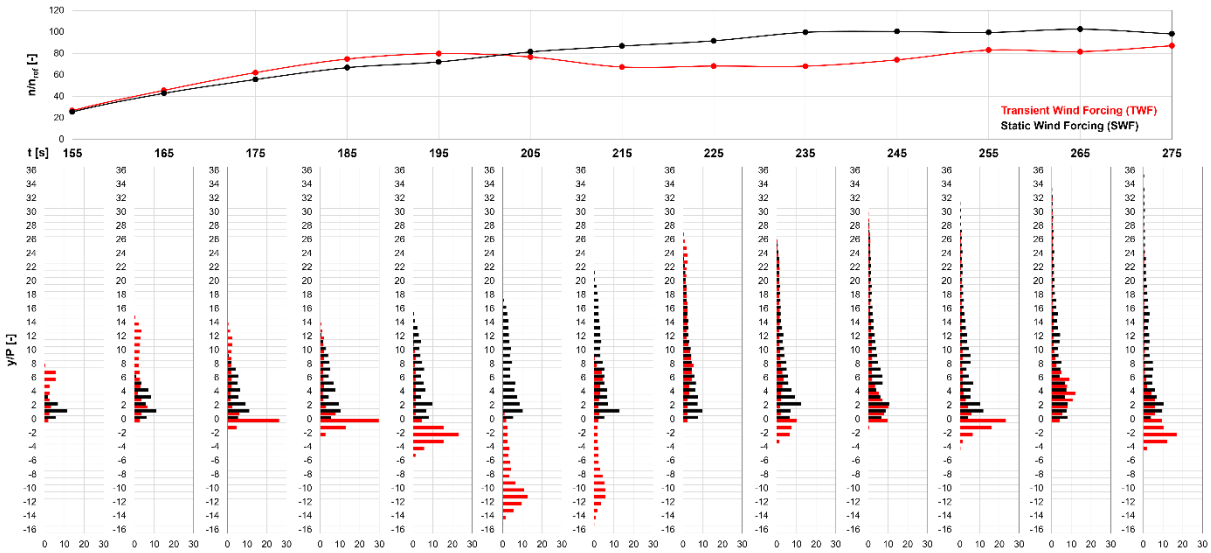
$$n_{ref} = \frac{\dot{n}}{P(B+W)u_0} \tag{4.12}$$

A (4.2) egyenletben $\dot{n}$ a részecskeforrás intenzitása [s^{-1}], $P(B+W)$ [m] a periodikus raszter alapterülete, u_0 a referenciapontban észlelt átlagsebesség.

A kb. 250 egymást követő utcakanyonra kiterjedő részecskefelhők felülnézeti képe a forrás aktiválása után 131 másodperccel a 4.6. ábra felső részén látható. Megfigyelhető, hogy a fáklya a makroszkopikus turbulencia figyelembevétele esetén jelentősen kiszélesedik.



4.6. ábra A részecskék eloszlása felülnézetből (a és b) és oldalnézetből (c) a TWF modell (a és c) valamint az SWF modell (b) eredményei alapján. Lentebb (d): a részecskék darabszáma az egymást követő utcakanyonokban, az utcakanyon sorszámának függvényében TWF (piros) és SWF modelleredmények alapján.



4.7. ábra. Fentebb: a részecskék száma idő [s] függvényében a forrást tartalmazó utcakanyonban, a forrás aktiválását követően, 10 másodperces időlépésekben, a TWF (piros) és az SWF (fekete) eredményei alapján. Lent: a részecskék eloszlása az első utcakanyon hossza mentén (y irányban), a forrás aktiválását követően 10 másodperces időlépésekben.

A makroszkopikus turbulencia nem csupán a távoltéri terjedési jellemzőkre van hatással, hanem közvetlenül, a forrást tartalmazó utcakanyonban is számottevő eltéréseket okoz a modelleredményekben. A 4.7. ábra alsó részén az első utcakanyonban lévő részecskék eloszlása látható a forrás aktiválását követően, 10 másodperces bontásban, az utcakanyon hossza mentén (y irányban). Megfigyelhető, hogy állandó szélhajtás (SWF) alkalmazása esetén a részecskefelhő sűrűsége mindig a forrás környezetében maximális, a felhő mérete az utcakanyon hossza mentén időben egyenletesen növekszik; az átlagosan jellemző v sebességgel ellentétes irányban (itt

negatív y tartomány) pedig egyáltalán nem látható szennyeződés. A makroszkopikus turbulencia hatásának figyelembevételével (TWF modell) a felhő az utcakanyon hossza mentén erőteljes alternáló mozgást végez (az utcakanyon tengelyével párhuzamos szélkomponens változásával összhangban), melynek eredményeként a maximális koncentrációjú zóna a forráshoz képest eltolódhat. A stacioner hajtással ellentétben az $y < 0$ féltérben is megfigyelhető jelentős szennyezőanyag koncentráció. A modelleredmények alapján kimondható, hogy a szélirány természetes változékonysága alapvetően befolyásolhatja a terjedést az utcakanyon hossza mentén.

A 4.7. ábra felső részén ábrázolt időfüggvények alapján látható, hogy a kibocsátott részecskék száma a forrást tartalmazó utcakanyonban TWF modell alkalmazása esetén nagyobb mértékű ingadozásokat mutat, mint az SWF modellel számított terjedés esetén, továbbá a TWF modell alacsonyabb egyensúlyi koncentrációra vezet, ami a makroszkopikus turbulencia által megnövelt turbulens fluxusra utalhat az épületek tetőszintjén. Ennek alátámasztására további vizsgálatok szükségesek, hosszabb sebességmérési adatsorok felhasználásával.

Nincs jelentős eltérés a modelleredmények között a forrást szélirányban követő utcakanyonokba bejutó szennyezés mennyisége tekintetében. A 4.6. ábra alsó részén látható koncentráció trendvonalak TWF és SWF modell alkalmazása esetén is a forrástól való távolsággal arányos csökkenést mutatnak, és az arányossági tényező értékében sincs szignifikáns eltérés.

4.6. Összefoglalás, kitekintés

A bemutatott új numerikus modellben – periodikus oldalsó peremfeltételek alkalmazása mellett – az áramlás hajtóerejét pontbéli terepi mérések alapján határozzuk meg, az időben változó, vízszintes sebességkomponens adatok felhasználásával. A tranziens hajtás (Transient Wind Forcing, TWF) révén figyelembe vehető a turbulencia olyan, nagy hullámhosszal jellemzett (makroszkopikus) komponensei is, melyeket a tartomány korlátozott méretei miatt a numerikus modell nem képes felbontani. A természetes szél iránya a szélcsatornában létrehozott szélhez képest erőteljesebben változik, így a TWF modell akár szélcsatornás mérések korlátjain is túlléphet.

A TWF modellre épülő nagyörvény szimulációval meghatározott sebességtérben Lagrange módszer alkalmazásával terjedésvizsgálatokat végeztünk. A numerikus transzport modell új eleme, hogy követjük az egyes részecskék periodikus ugrásainak számát, mely adatok felhasználásával a részecskék pozíciója korlátlan tartományban is rekonstruálható. E sajátossága révén a modell nagyobb méretű tartományban végzett aperiodikus terjedésvizsgálatokat tesz lehetővé egy kisméretű, periodikus raszterben meghatározott időfüggő sebességmező felhasználásával. A turbulens

spektrum hasonló pontosságú figyelembevételére alkalmas aperiodikus tartományban végzett nagyörvény szimulációkhoz képest a TWF modellre épülő terjedésvizsgálat több nagyságrenddel csökkentheti a numerikus modell memória és számításigényét ciklikusan ismétlődő felszínalak esetén.

A természetes szél alapján (kétkomponensű, időfüggő sebességmérési adatsorokkal) szabályozott hajtóerővel meghatározott sebességmezőben, H / W = 2 oldalviszonyú utcakanyon esetében létrejönnek az Eliasson és társai (2006) által terepi mérésekben megfigyelt intermittens ellenforgó örvények az utcakanyon alján, melyeket a korábbi mikroskálás numerikus modellek nem mutattak ki. A makroszkopikus turbulencia hatásának figyelembevétele jelentős változást okoz a szennyezőanyagok terjedésében is: 1) a pontforrásból kibocsátott szennyezőanyag fáklya kiszélesedik; 2) felerősödik a szennyezőanyag transzport az utcakanyonok hossztengelyének irányában; 3) csökken az átlagos koncentráció a forrást tartalmazó utcakanyonban.

Papp és társai (2021) különféle, azonos térfogatú kvázi-periodikus beépítési formákkal végeztek szélcsatornás terjedésvizsgálatokat. A vizsgált modelltartomány kicsiny részletén a TWF modellel végzett nagyörvény szimulációk a szélcsatornában mért sebesség, turbulencia és koncentráció értékekkel jól egyező eredményeket szolgáltattak. A vizsgálat gyakorlati eredményeként sikerült igazolni, hogy sakktáblás elrendezésű, 0.5 – 1.5 arányban változó magasságú épületekkel a közlekedési eredetű légszennyezők utcaszinti koncentrációja 70%-al csökkenthető adott referenciaszélsebesség esetén, az állandó magasságú épületekkel határolt 1:1 arányú utcakanyonokra jellemző koncentrációhoz képest.

A modellparaméterek (azaz a periodikus tartomány méretei, a referencia pont magassága, valamint C_L hossz- és C_t időparaméterek) optimális megválasztása további vizsgálatot igényel. A módszer kapcsán még számos további, a gyakorlati alkalmazás szempontjából lényeges kérdés merül fel:

- Milyen mértékben függ a referencia pontban észlelt szél az épületek konkrét kialakításától? Például felhasználható-e egy létező beépítésben végzett terepi szélmérés későbbi átépítések levegőminőségre kifejtett hatásának vizsgálatára?
- Hogyan közelíthető meg egy reális városi beépítés periodikus modellel? Hogyan kell megválasztani a periodikus modelltartomány méreteit és hogyan periodizálható a valóságos geometriai mintázat?
- Hogyan lehet a nagyörvény szimulációt olyan módon hajtani, hogy az átlagos modelleredmények az éves átlagos szélsebesség és koncentráció eredményeknek feleljenek meg?

Bízom benne, hogy a fenti kérdések sokak számára adnak inspirációt a kutatás folytatásához.

5. Tudományos eredmények összefoglalása tézisekben

T1) Mezoskálás hatások figyelembevétele mikroskálás légköri áramlásmodellekben, transzformációs eljárás segítségével

Nyomás alapú háromdimenziós, időfüggő inkompresszibilis Boussinesq-féle sűrűségmodellre és a k-ε turbulencia modell valamely változatára épülő numerikus áramlástani modellek alkalmassá tehetők mezoskálás atmoszférikus áramlások elemzésére az alábbi módosítások alkalmazásával:

4. A T1.1. táblázat bal oldalán felsorolt képletek szerint $\tilde{T}$, $\tilde{p}$, $\tilde{\rho}$, $\tilde{w}$ transzformált mezőváltozók alkalmazása a numerikus modellben.
5. Megoldás előtt a numerikus háló függőleges irányú torzítása a T1.1. táblázatban megadott $z \to \tilde{z}$ transzformációs összefüggés szerint. (Az eredmények kiértékelése előtt az eredeti numerikus háló a $\tilde{z} \to z$ inverz transzformáció alkalmazásával helyreállítható.)
6. A mozgásegyenletben, energiaegyenletben, valamint k és ε transzportegyenleteiben a 5.1. táblázat jobb oldalán felsorolt $\mathbf{F} = S_u\mathbf{i} + S_v\mathbf{j} + S_w\mathbf{k}$, S_T, S_k és S_ε addicionális forrástagok alkalmazása.

A transzformációs eljárás céljai:

E. A hidrosztatikai nyomásgradiens csökkentése a modellegyenletekben.
F. A hőmésékleti rétegződés és a vertikális áramlással járó (száraz) adiabatikus hőmérsékletváltozás figyelembevétele.
G. A Coriolis-erő figyelembevétele.
H. A sűrűség hidrosztatikai nyomás okozta változásának figyelembevétele.

T1.1. táblázatban T [K] abszolút hőmérséklet, p [Pa] abszolút nyomás, ρ [kg m^{-3}] sűrűség, u, v és w [m s^{-1}] az x, y és z irányú sebességkomponensek, f és ℓ [s^{-1}] a Föld szögsebességének z és y komponenséhez tartozó Coriolis paraméterek, c_p az állandó nyomáson mért fajhő, β [K^{-1}] köbös hőtágulási együttható, g [N kg^{-1}] gravitációs gyorsulás, μ_t [Pa s] turbulens viszkozitási tényező, Pr_t turbulens Prandtl-szám, Γ [K m^{-1}] szárazadiabatikus hőmérsékleti gradiens, γ [K m^{-1}] hidrosztatikus hőmérsékleti gradiens, k [m^2 s^{-2}] turbulens kinetikus energia, ε [m^2 s^{-3}] turbulens kinetikus energia disszipáció, $C_{1\varepsilon}$ és $C_{3\varepsilon}$ a k-ε turbulencia modell állandói. A hidrosztatikai egyensúlyhoz tartozó $\overline{T}, \overline{p}, \overline{\rho}$ (hőmérséklet, nyomás, sűrűség) profilok és további modellkonstansok értelmezése a 5.2. táblázatban található.

T1.1. táblázat A transzformációs eljárás összefüggései.

Transzformációs összefüggések	**Forrástagok**
$T = \tilde{T} - T_0 + \overline{T}$	$S_u = \rho_0 f v - \rho_0 \ell \tilde{w} J$
$p = J^{-1} \tilde{p} + \overline{p}$	$S_v = -\rho_0 f u$
$\rho = \tilde{\rho} - \rho_0 + \overline{\rho}$	$S_w = \rho_0 \left(J^2 - 1\right)\left(\ell u J^{-1} + \beta\left(\tilde{T} - T_0\right) g\right) + \rho_0 \ell u J^{-1} + \zeta J \left(\tilde{p} - \rho_0 \tilde{w}^2\right)$
$w = J \tilde{w}$	$S_T = J S_\Theta - \rho_0 c_p \tilde{w}\left(\Gamma - \gamma\right) J$
$z = -\frac{1}{\zeta} \ln\left(\frac{\zeta}{C}\left(K - \tilde{z}\right)\right)$	$S_k = -\beta g \frac{\mu_t}{Pr_t}\left(\Gamma - \gamma\right)$
$\tilde{z} = K - \frac{C}{\zeta} e^{-\zeta z}$	$S_\varepsilon = -C_{1\varepsilon} C_{3\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \beta g \frac{\mu_t}{Pr_t}\left(\Gamma - \gamma\right)$

T1.2. táblázat A hidrosztatikus profil összefüggései troposzférikus és szratoszférikus tartományra. T_0 [K], p_0 [Pa] és ρ_0 [kg m^3] az abszolút hőmérséklet, nyomás és sűrűség tengerszinti referencia értékei, γ_t [K m^{-1}] troposzférikus hőmérsékleti gradiens ($z < z_{tp}$ esetén $\gamma = \gamma_t$), egyébként $\gamma = 0$), z_{tp} [m] a tropopauza magassága, $T_{tp} = \overline{T}(z_{tp})$, $p_{tp} = \overline{p}(z_{tp})$.

	$z < z_{tp}$	$z \geq z_{tp}$
$\overline{T}$	$T_0 - \gamma_t z$	T_{tp}
$\overline{p}$	$p_0 \left(\frac{T_0 - \gamma_t z}{T_0}\right)^{\frac{g}{R\gamma_t}}$	$p_{tp} e^{-\zeta_s \left(z - z_{tp}\right)}$
$\overline{\rho}$	$\rho_0 C\, e^{-\zeta z}$	$\rho_0 C\, e^{-\zeta z}$
ζ	$\zeta_t = 10^4\ \mathrm{m}^{-1}$	$\zeta_s = \frac{g}{R T_{tp}}$
C	1	$e^{\left(\zeta_s - \zeta_t\right) z_{tp}}$
J	$\left(\zeta K - \zeta \tilde{z}\right)^{-1}$	$\left(\zeta K - \zeta \tilde{z}\right)^{-1}$
K	$\frac{1}{\zeta_t}$	$\frac{1}{\zeta_t}\left(1 - e^{-\zeta_t z_{tp}}\right) + \frac{1}{\zeta_s} e^{-\zeta_t z_{tp}}$

A tézishez kapcsolódó publikációk: Kristóf és társai (2009), Kristóf és társai (2007)[a], Kristóf és társai (2007)[b], Rácz és társai (2013), Rácz és társai (2007).

T2) Áramlások numerikus modellezése stabil rétegződésű, összenyomhatatlan folyadékban

A nyomáskorrekciós módszerekre és Boussinesq-féle sűrűségmodellre épülő (inkompresszibilis), háromdimenziós, időfüggő numerikus áramlásmodellek alkalmassá tehetők állandó N [s^{-1}] Brunt-Väisälä frekvenciával és pozitív értékű köbös hőtágulási együtthatóval jellemzett, stabil rétegződésű, inkompresszibilis folyadékban kialakuló áramlások modellezésére az alábbi analógiák alkalmazásával:

4) Az energiaegyenletet a $\tilde{T}$ transzformált hőmérsékletre oldjuk meg, melynek fizikai jelentése:
   c) amennyiben a stabil sűrűségi rétegződést az egyensúlyi **hőmérséklet-megoszlás** hozza létre: $\tilde{T}$ a hőmérsékleti zavarás (egyensúlyi állapottól való eltérés) értékét fejezi ki;
   d) amennyiben a stabil sűrűségi rétegződést **változó koncentrációjú oldott anyag** hozza létre: $\tilde{T}$ értéke a koncentráció zavarással a sűrűségváltozás szempontjából egyenértékű hőmérsékleti zavarást fejez ki. Ebben az esetben a numerikus modellben a folyadék hőmérsékletvezetési tényezőjének [$m^2\,s^{-1}$] meg kell egyeznie az oldott anyag azonos mértékegységű diffúziós tényezőjével.
5) Az energiaegyenletben az alábbi addicionális forrástag (hőforrás) alkalmazása: $S_{T,inc} = \rho_0\, c_p\, w\gamma$, ahol $\gamma = -(g\,\beta)^{-1} N^2$ negatív hőmérsékleti gradiens, w [$m\,s^{-1}$] vertikális sebességkomponens, továbbá g, ρ_0, c_p és β, a gravitációs gyorsulás [$N\,kg^{-1}$], a folyadékra jellemző sűrűség [$kg\,m^{-3}$], az állandó nyomáson mért fajhő [$J\,kg^{-1}\,K^{-1}$] és a folyadék köbös hőtágulási együtthatója [K^{-1}].
6) k-ε turbulencia modell valamely változatának alkalmazása esetén k és ε transzportegyenleteiben $S_k = -\beta\, g \frac{\mu_t}{\mathrm{Pr}_t}\gamma$ és $S_\varepsilon = -\beta\, C_{1\varepsilon}\, C_{3\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} g \frac{\mu_t}{\mathrm{Pr}_t}\gamma$ addicionális forrástag alkalmazandó.
   Nagyörvény szimuláció alkalmazása esetén a sűrűségi rétegződés hálóméret alatti (fel nem bontott) turbulenciára gyakorolt hatás elhanyagolható.

A tézishez kapcsolódó publikációk: Kristóf és társai (2009), Kristóf és társai (2007)$_a$, Kristóf és társai (2007)$_b$, Rácz és társai (2013), Rácz és társai (2007).

T3) Anyagátadási tényező meghatározása Euler-módszerrel, szférikusan periodikus felületű síkcsatornában – Periodic Channel Model (PCM)

Két párhuzamosan elhelyezett, érdes felület közötti csatornaáramlásban – tetszőleges irányú, adott nyomásgradiens és ismert fizikai jellemzőkkel rendelkező folyadék esetén – a felületi turbulens anyagátadási tényező meghatározható az alábbi módszerrel, ha a felületi érdesség és a forrásintenzitás két merőleges irányban (x és y koordinátairányok egymásra és a felületi normálisra merőlegesek) végtelen ciklusban ismétlődik (szférikusan periodikus) és az áramlási tér középsíkjára szimmetrikus:

1) A modelltartomány az egyik szilárd felület egy vagy több teljes ciklusát foglalja magában, és a felületre merőleges (z) irányban a szimmetriasíkig terjed;
2) Állandósult áramlás meghatározása az alapegyenletek numerikus közelítő megoldásával (CFD modell alkalmazásával), x és y irányokban periodikus peremfeltételek alkalmazásával;
3) Egy $c(x,y,z)$ tömegkoncentrációval [kg/kg] jellemezhető, passzív, skaláris megmaradó mennyiség transzportegyenletének numerikus megoldása, az alábbi járulékos forrástag figyelembevételével:

$$S_c = -\rho_0 \sigma (u d_x + v d_y),$$

melyben ρ_0 az áramló folyadék (például levegő) sűrűsége, d_x és d_y a hajtóerő irányába mutató (nyomásgradienssel ellentétes) egységvektor x és y irányú összetevői, u és v az x és y irányú sebességkomponensek az adott pontban, σ [m^{-1}] adott állandó;
4) A passzív skaláris jellemző forrása a szilárd felületen, vagy a felület közelében kijelölt valamely térrészben előírt koncentrációval adható meg, melynek átlagértéke c_{ng};
5) A passzív skaláris jellemző forrásának E intenzitása az S_c mennyiség teljes modelltartományra képzett térfogati integrálja;
6) A passzív skaláris mennyiség áramlásra jellemző c_{bulk} átlagos koncentrációja, a transzportegyenlet megoldásaként meghatározott $c(x,y,z)$ koncentráció-eloszlás S_c-vel súlyozott, teljes tartományban képzett térfogati átlaga;
7) A felületi anyagátadási tényező [kg m^2 s^{-1}] az alábbi összefüggés alapján számítható ki az A [m^2] alapterületű modelltartományban:

$$k_c = \frac{E}{A\left(c_{ng} - c_{bulk}\right)}.$$

A tézishez kapcsolódó publikáció: Kristóf és Füle (2017).

T4) Szférikusan periodikus beépítési mintázat átszellőzési képességének kvantitatív jellemzésére alkalmas hasonlósági szám (k*)

Egymásra merőleges x és y koordinátairányokban periodikusnak tekinthető geometriai mintázattal jellemezhető városi beépítésre adottak: a periodikus raszter méretei, az épületek meteorológiai szempontból reprezentatív geometriai modellje, az utcaszinten kibocsátott (például közlekedési eredetű) légszennyező raszterenként ismétlődőnek feltételezhető forráserősség-eloszlása, és az áramlási tér azon V_{ng} össztérfogatú része, melyben a légszennyezők koncentrációja vizsgálandó. Adott továbbá a szélirány δ_m valószínűségeloszlása n diszkrét irány szerinti felbontásban ($\sum_{i=1}^{n} \delta_i = 1$).

A beépítési mintázat átszellőzésére jellemző k* [-] hígítási tényező (tömeg Stanton-szám) az alábbi módon számítható:

$$k^* = \left(\sum_{i=1}^{n} \delta_i c^*_{ng,i} \right)^{-1},$$

ahol $c^*_{ng,i}$ az i széliránnyal párhuzamos $\Pi \vec{d}_i$ [N m^{-3}] térfogati hajtóerővel, a PCM modell alapján meghatározott c_i koncentrációmező alapján V_{ng} térrészre átlagolt, normált koncentráció, az alábbi módon értelmezve:

$$c^*_{ng,i} = \frac{1}{V_{ng}} \int_{V_{ng}} \frac{c_i - c_{bulk,i}}{E_i} A \rho_0 u^* \, dV$$

melyben E_i [kg s^{-1}] és $c_{bulk,i}$ [kg/kg] a PCM modell által az i szélirányra eredményezett emisszió és főtömegi koncentráció, ρ_0 [kg m^{-3}] légsűrűség, $u^* = \sqrt{\Pi V / (A \rho_0)}$ súrlódási sebesség, és V [m^3] a modell légtérfogata, A [m^2] a modell alapterülete.

A nyomásgradiens Π nagyságát úgy szükséges megválasztani, hogy a modelleredmények alapján számított Reynolds-szám a vizsgált áramlásra jellemző legyen.

A tézishez kapcsolódó publikáció: Kristóf és Füle (2017).

T5) Ismétlődő beépítési mintázat optimálása az átszellőzés javítása céljából

k^* hígítási tényező meghatározására alkalmas formában adottak egy ismétlődő beépítési mintázat fizikai jellemzői és a szélirányok valószínűségeloszlása. Adott továbbá a modell m darab dimenziótlan, korlátos geometriai paramétere, p_i, melyek

függetlenek egymástól, a beépítési raszter A [m²] területétől, továbbá a beépítési raszteren elhelyezett épületek V_b [m³] össztérfogatától ($p_i \perp p_j$, $p_i \perp A$, $p_i \perp V_b$).

1) A geometriai paraméterek adott A és V_b esetén legkedvezőbb átszellőzést biztosító értékei meghatározhatók a $\max_{p_i}\left(k^*\left(p_i\right)\right)$ optimálási feladat megoldásával.
2) A városi beépítésre jellemző módon, a Reynolds-számtól független áramlás következtében az optimális geometriai kialakítás k^* és p_i állandósága mellett méretarányosan nagyítható, mely befolyásolja a terület átlagos beépítési magasságát. Például méretnövelés esetén, azonos k^* és p_i értékekhez nagyobb beépítési raszter (A) terület és nagyobb átlagos V_b / A beépítési magasság tartozik.

A tézishez kapcsolódó publikáció: Kristóf és Füle (2017).

T6) Nagyörvény szimuláció hajtása mért sebesség-idősorokkal – Transient Wind Forcing (TWF)

Az ismétlődő (kvázi-periodikus) városi beépítésben kialakuló időfüggő, háromdimenziós szélmező numerikus modellezésére előnyösen alkalmazható az alábbi módszer:

Nagyörvény szimuláció, az ismétlődő épületmintázat egyszerűsítése és a tartomány méretének minimalizálása érdekében periodikus határfeltételek alkalmazásával a tartomány minden oldalsó határfelületén. A modelltartomány vízszintes méretei a periodikus mintázat osztásához igazodnak (annak egész számú többszörösei). A modelltartomány felső határfeltétele szimmetria sík.

A légköri határrétegben átadott impulzus x (vízszintes koordináta iránynak megfelelő) komponensét a modelltartományban megoszló S_u [N m^{-3}] térfogati erő alkalmazásával vesszük figyelembe egy z_0 [m] magasságban mért $u_m(t)$ [m s^{-1}] x-irányú sebesség-idő függvény alapján, az alábbi összefüggések szerint:

$$S_u\left(z,t\right) = \rho \cdot \frac{u_m(t) - u(t)}{\tau(t)} \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{z-z_0}{L_0}\right)^2}$$

$$\tau\left(t\right) = \Delta t_0 + \left(\Delta t - \Delta t_0\right) \cdot e^{-\frac{t-t_{start}}{\Delta t_0}}$$

$$L_0 = C_L L$$

$$\Delta t_0 = C_t \frac{L}{u_0}$$

ahol z [m] vertikális koordináta, t [s] idő, ρ [kg m^{-3}] sűrűség, $u(t)$ [m s^{-1}] a numerikus modell által eredményezett x irányú sebességkomponens, L_0 [m] a hajtóerőprofil sugara, $\tau(t)$ [s] a szabályzás dinamikus relaxációs ideje, Δt_0 a szabályzás statikus relaxációs ideje, t_{start} a szimuláció kezdetének időpontja, L [m] a tartomány hosszmérete, u_0 [m s^{-1}] a mért sebesség átlagértéke. C_L és C_t a módszer egység nagyságrendű, dimenzió nélküli hossz és időparaméterei.

A hajtóerő y irányú S_v [N m^{-3}] komponense az S_u képletéhez hasonló módon adható meg a mért v_m(t) és számított $v(t)$ sebesség-komponensek alapján.

A mérési pont z_0 magasságát úgy kell megválasztani, hogy a mért sebesség az épületek feletti szélsebességre jellemző legyen. A modellben felbontott turbulens áramlási struktúrák szabad mozgásának biztosítása érdekében a tartomány magasságának jelentősen meg kell haladnia a mérési pont z_0 magasságát. A hajtáshoz Δt_0 relaxációs idővel azonos, vagy annál finomabb felbontású mérési adatsorok szükségesek. A mért sebességadatok a mérési pontok között időben lineárisan interpolálhatók.

A tézishez kapcsolódó publikáció: Kristóf és társai (2020), Papp és társai (2021).

T7) Aperiodikus terjedési folyamat vizsgálata periodikus modelltartományban, Lagrange-módszer alkalmazásával

A Transient Wind Forcing (TWF) modellel előállított időfüggő, háromdimenziós, periodikus sebesség mezők felhasználásával aperiodikus terjedésvizsgálat végezhető az alábbi módon:

A szennyezőanyagok terjedését pontforrásokból kibocsátott, súlytalannak tekinthető részecskék pályáinak meghatározása útján, Lagrange-módszer alkalmazásával végezzük. A módszer új eleme, hogy minden részecske esetében követjük a vízszintes (x és y) irányú periodikus ugrások számát, mely adatok felhasználásával az egy pontforrásból kibocsátott részecskék aktuális helyzete a szimuláció időtartamától függő méretű, korlátlan tartományban meghatározható. A periodikus tartományban előállított időfüggő sebességmező alapján aperiodikus terjedési folyamat vizsgálható, mely a TWF modellel előállított sebességmező alkalmazása esetén magában hordozza a modelltartománynál nagyobb méretű turbulens struktúrák (makroszkopikus turbulencia) hatását is.

A tézishez kapcsolódó publikáció: Kristóf és társai (2020), Papp és társai (2021).

Ajánlás a T1-T7 tézis alkalmazásához

T1) A bemutatott transzformációs módszer alkalmazásával lehetséges a komplex felszínek felett kialakuló termikus konvekció, gravitációs belső hullámok és transzportfolyamatok vizsgálata, így felhasználhatók például városklíma vizsgálatok, szélenergia hasznosítás, városi levegőminőség elemzések, lejtővihar elemzések, vulkáni felhők és más légköri katasztrófák hatásvizsgálatára, repülősportok támogatására, hűtőtorony- és kéménycsóvák előrejelzésére, továbbá csapadékképződés modellek, felszíni hó- és homokvándorlás modellezése céljából.

T2) A bemutatott térfogati forrásokra épülő módszer alkalmazásával stabil rétegződésű, összenyomhatatlan folyadékokban kialakuló áramlások vizsgálhatók, melynek lehetséges felhasználási területei például a sűrűségi rétegződés jelenlétében végzett víztartályos laboratóriumi kísérletekben megfigyelhető belső hullámok és konvekciós jelenségek modellezése, mikroskálás atmoszférikus terjedésvizsgálatok, továbbá a tengeri áramlások modellezése.

T3) A bemutatott periodikus terjedésmodell lehetővé teszi az ismétlődő érdességmintázattal rendelkező síkfelszín egyensúlyi anyag- és impulzusátadási tényezőinek meghatározását tetszőleges áramlásirány esetében, továbbá megalapozza a hőátadási folyamatok modellezését hasonló áramlási viszonyok esetén. Gyakorlati alkalmazása lehetséges például városi levegőminőség modellezése, kémiai reaktorok optimalizálása, és hőátadó felületek optimalizálása területén.

T4) A bemutatott hasonlósági szám alkalmas a vízszintes irányban szférikusan ismétlődő beépítésű városszerű felszínek jellemzésére, a légszennyezők hígítására való alkalmasság tekintetében, figyelembe véve az érdesség hidraulikai ellenállása okozta hosszútávú kedvezőtlen hatást.

T5) A bemutatott optimalizálási módszer lehetővé teszi levegőminőség szempontjából kedvező városi beépítési formák keresését automatizálható, kvantitatív módon, valamint rávilágít az átszellőzési képesség további javításának lehetőségére, a beépítési raszterméret növelésével.

T6) A bemutatott, térfogatban megoszló hajtóerő lehetővé teszi a korlátos magasságú szférikusan periodikus modelltartományban végzett nagyörvény szimulációkban a mért tranziens szélviszonyoknak megfelelő turbulens impulzusátadás figyelembevételét. Alkalmazható például városi levegőminőség és mikroklíma modellezés céljára.

T7) A bemutatott részecske-pályaszámításra épülő modell nagyobb méretű tartományban végzett aperiodikus terjedésvizsgálatokat tesz lehetővé, egy kisméretű, periodikus raszterben meghatározott időfüggő sebességmező felhasználásával.

6. Szakirodalmi referenciák

Ai, Z. T., & Mak, C. M. (2017). CFD simulation of flow in a long street canyon under a perpendicular wind direction: Evaluation of three computational settings. Building and Environment, 114, 293-306.

Ansys Inc. (2019). ANSYS FLUENT V19 R1 Theory Guide.

Ashie, Y., Kono, T., & Takahashi, K. (2004). Development of numerical simulation model of urban heat island. Annual report of the earth simulator center April, 2005.

Baker, J., Walker, H. L., & Cai, X. (2004). A study of the dispersion and transport of reactive pollutants in and above street canyons—a large eddy simulation. Atmospheric Environment, 38(39), 6883-6892.

Balogh, M. (2014). Numerical simulation of atmospheric flows using general purpose CFD solvers. Budapest University of Technology and Economics, PhD Thesis, https://repozitorium.omikk.bme.hu/bitstream/handle/10890/1352/ertekezes.pdf?sequence=1

Balogh, M., & Parente, A. (2015). Realistic boundary conditions for the simulation of atmospheric boundary layer flows using an improved k–ε model. Journal of wind engineering and industrial aerodynamics, 144, 183-190.

Balogh, M., Parente, A., & Benocci, C. (2012). RANS simulation of ABL flow over complex terrains applying an Enhanced k-ε model and wall function formulation: Implementation and comparison for fluent and OpenFOAM. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 104, 360-368.

Blocken, B. (2014). 50 years of computational wind engineering: past, present and future. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 129, 69-102.

Brinkmann, W. A. (1974). Strong downslope winds at Boulder, Colorado. Monthly Weather Review, 102(8), 592-602.

Brixey, L. A., Heist, D. K., Richmond-Bryant, J., Bowker, G. E., Perry, S. G., & Wiener, R. W. (2009). The effect of a tall tower on flow and dispersion through a model urban neighborhood Part 2. Pollutant dispersion. Journal of Environmental Monitoring, 11(12), 2171-2179.

Cai, X. M., Barlow, J. F., & Belcher, S. E. (2008). Dispersion and transfer of passive scalars in and above street canyons—large-eddy simulations. Atmospheric Environment, 42(23), 5885-5895.

Casey, M., & Wintergerste, T. (2000). ERCOFTAC Special Interest Group on Quality and Trust in Industrial CFD-Best Practice Guidelines. European research community on flow, turbulence and combustion, 123.

Cenedese, A., & Monti, P. (2003). Interaction between an inland urban heat island and a sea-breeze flow: A laboratory study. Journal of Applied Meteorology, 42(11), 1569-1583.

Chang, J. C., & Hanna, S. R. (2004). Air quality model performance evaluation. Meteorology and Atmospheric Physics, 87(1-3), 167-196.

Cheng, Y., Lien, F. S., Yee, E., & Sinclair, R. (2003). A comparison of large eddy simulations with a standard k–ε Reynolds-averaged Navier–Stokes model for the prediction of a fully developed turbulent flow over a matrix of cubes. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 91(11), 1301-1328.

Ciofalo, M. (1996). Large-eddy simulations of turbulent flow with heat transfer in simple and complex geometries using Harwell-FLOW3D. Applied mathematical modelling, 20(3), 262-271.

Clinton, N., & Gong, P. (2013). MODIS detected surface urban heat islands and sinks: Global locations and controls. Remote Sensing of Environment, 134, 294-304.

Coceal, O., Goulart, E. V., Branford, S., Thomas, T. G., & Belcher, S. E. (2014). Flow structure and near-field dispersion in arrays of building-like obstacles. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 125, 52-68.

Dhamankar, N. S., Blaisdell, G. A., & Lyrintzis, A. S. (2018). Overview of turbulent inflow boundary conditions for large-eddy simulations. Aiaa Journal, 56(4), 1317-1334.

Donnelly, R. P., Lyons, T. J., & Flassak, T. (2009). Evaluation of results of a numerical simulation of dispersion in an idealised urban area for emergency response modelling. Atmospheric Environment, 43(29), 4416-4423.

Doyle, J. D., Durran, D. R., Chen, C., Colle, B. A., Georgelin, M., Grubisic, V., ... & Poulos, G. S. (2000). An intercomparison of model-predicted wave breaking for the 11 January 1972 Boulder windstorm. Monthly Weather Review, 128(3), 901-914.

Eichhorn, J., & Balczó, M. (2008). Flow and dispersal simulations of the Mock Urban Setting Test. Hrvatski meteorološki časopis, 43(43/1), 67-72.

Ekman, V. W. (1905). On the influence of the earth's rotation on ocean-currents. Ark Mat Astron Fys, 2(11):1-52

Eliasson, I., Offerle, B., Grimmond, C. S. B., & Lindqvist, S. (2006). Wind fields and turbulence statistics in an urban street canyon. Atmospheric environment, 40(1), 1-16.

Fan, Y., Li, Y., Wang, Q., & Yin, S. (2019). TIV and PIV based natural convection study over a square flat plate under stable stratification. International Journal of Heat and Mass Transfer, 140, 660-670.

Ferziger, J. H., Perić, M., & Street, R. L. (2002). Computational methods for fluid dynamics (Vol. 3, pp. 196-200). Berlin: springer.

Franke, J. (2009). Validation metrics of Reynolds stresses and turbulent kinetic energy for the MUST wind tunnel case of COST action 732. Validation Metrics of Reynolds Stresses and Turbulent Kinetic Energy for the MUST Wind Tunnel Case of COST Action 732, 1000-1004.

Füle, P., & Kristóf, G. (2018). Estimation of local tracer gas concentration probability from minimum input data. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 179, 407-418.

Gál, T., & Unger, J. (2009). Detection of ventilation paths using high-resolution roughness parameter mapping in a large urban area. Building and environment, 44(1), 198-206.

Götz, G., Rákóczi, F., (1981). A dinamikus meteorológia alapjai, Tankönyvkiadó, Budapest, 484 p.

Gunawardena, K. R., Wells, M. J., & Kershaw, T. (2017). Utilising green and bluespace to mitigate urban heat island intensity. Science of the Total Environment, 584, 1040-1055.

Gyüre, B., & Jánosi, I. M. (2003). Stratified flow over asymmetric and double bell-shaped obstacles. Dynamics of Atmospheres and Oceans, 37(2), 155-170.

Hang, J., & Li, Y. (2010). Wind conditions in idealized building clusters: macroscopic simulations using a porous turbulence model. Boundary-layer meteorology, 136(1), 129-159.

Hang, J., Li, Y., Sandberg, M., Buccolieri, R., & Di Sabatino, S. (2012). The influence of building height variability on pollutant dispersion and pedestrian ventilation in idealized high-rise urban areas. Building and Environment, 56, 346-360.

Hang, J., Sandberg, M., & Li, Y. (2009)[a]. Age of air and air exchange efficiency in idealized city models. Building and Environment, 44(8), 1714-1723.

Hang, J., Sandberg, M., & Li, Y. (2009)[b]. Effect of urban morphology on wind condition in idealized city models. Atmospheric Environment, 43(4), 869-878.

Hang, J., Sandberg, M., Li, Y., & Claesson, L. (2009[c]). Pollutant dispersion in idealized city models with different urban morphologies. Atmospheric Environment, 43(38), 6011-6025.

Heist, D. K., Brixey, L. A., Richmond-Bryant, J., Bowker, G. E., Perry, S. G., & Wiener, R. W. (2009). The effect of a tall tower on flow and dispersion through a model urban neighborhood Part 1. Flow characteristics. Journal of Environmental Monitoring, 11(12), 2163-2170.

Hernádi, Z., & Kristóf, G. (2014). Prediction of pressure drop and heat transfer coefficient in helically grooved heat exchanger tubes using large eddy simulation. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy, 228(3), 317-327.

Kataoka, H., & Mizuno, M. (2002). Numerical flow computation around aeroelastic 3D square cylinder using inflow turbulence. Wind and Structures, 5(2_3_4), 379-392.

Kikumoto, H., & Ooka, R. (2012). A study on air pollutant dispersion with bimolecular reactions in urban street canyons using large-eddy simulations. Journal of wind engineering and industrial aerodynamics, 104, 516-522.

Kinouchi, T., & Yoshitani, J. (2001, December). Simulation of the urban heat island in Tokyo with future possible increases of anthropogenic heat, vegetation cover and water surface. In Proceedings of 2001 International Symposium on Environmental Hydraulics, 6pp.

Kristóf, G., & Füle, P. (2017). Optimization of urban building patterns for pollution removal efficiency by assuming periodic dispersion. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 162, 85-95.

Kristóf, G., & Papp, B. (2018). Application of GPU-based Large Eddy Simulation in urban dispersion studies. Atmosphere, 9(11), 442.

Kristóf, G., Papp, B., Wang, H., & Hang, J. (2020). Investigation of the flow and dispersion characteristics of repeated orographic structures by assuming transient wind forcing. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 197, 104087.

Kristóf, G., Rácz, N., & Balogh, M. (2007)[a]. Adaptation of pressure based CFD solvers to urban heat island convection problems, CD, Urban Air Quality Conf. https://repozitorium.omikk.bme.hu/bitstream/handle/10890/3493/71538.pdf?sequence=1&isAllowed=n

Kristóf, G., Rácz, N., & Balogh, M. (2007)b. Application of ANSYS-FLUENT for meso-scale atmospheric flow simulations. In ANSYS Conference and 25. CADFEM Users' Meeting. Dresden, Germany (p. 8).

Kristóf, G., Rácz, N., & Balogh, M. (2009). Adaptation of pressure based CFD solvers for mesoscale atmospheric problems. Boundary-layer meteorology, 131(1), 85-103.

Kukačka, L., Nosek, Š., Kellnerová, R., Jurčáková, K., & Jaňour, Z. (2012). Wind tunnel measurement of turbulent and advective scalar fluxes: a case study on intersection ventilation. The Scientific World Journal, 2012.

Kurbatskii, A. F. (2001). Computational modeling of the turbulent penetrative convection above the urban heat island in a stably stratified environment. Journal of Applied Meteorology, 40(10), 1748-1761.

Lajos, T., Goricsán, I., Balczó, M. (2005). Wind tunnel measurement and numerical simulation of pollutant dispersion in urban environment, Proc. of PHYSMOD 2005, Int. Workshop on Physical Modeling of Flow and Dispersion Phenomena, London, Ontario, Canada, pp. 56-57.

Lajos, T., Szepesi, Zs., Goricsán, I., Régert, T., Suda, J.M., Balczó, M. (2003). Wind Tunnel Measurement and Numerical Simulation of Dispersion of Pollutants in Urban Environment, Proc of Conference on Modeling Fluid Flow (CMFF'03), 1:507-514

Letzel, M. O., Krane, M., & Raasch, S. (2008). High resolution urban large-eddy simulation studies from street canyon to neighbourhood scale. Atmospheric Environment, 42(38), 8770-8784.

Lien, F. S., & Yee, E. (2004). Numerical Modelling of the Turbulent Flow Developing Within and Over a 3-D Building Array, Part I: A High-Resolution Reynolds-Averaged Navier—Stokes Approach. Boundary-Layer Meteorology, 112(3), 427-466.

Lilly, D. K., & Zipser, E. J. (1972). The front range windstorm of 11 January 1972 a meteorological narrative. Weatherwise, 25(2), 56-63.

Liu, C. H., Barth, M. C., & Leung, D. Y. (2004). Large-eddy simulation of flow and pollutant transport in street canyons of different building-height-to-street-width ratios. Journal of Applied Meteorology, 43(10), 1410-1424.

Liu, C. H., Leung, D. Y., & Barth, M. C. (2005). On the prediction of air and pollutant exchange rates in street canyons of different aspect ratios using large-eddy simulation. Atmospheric Environment, 39(9), 1567-1574.

Lohász, M.M. (2009). Large Eddy Simulation of Heat Transfer in Ribbed Ducts Budapest University of Technology and Economics, Von Kármán Institute for Fluid Dynamics pdf file. PhD tesis. http://www.ara.bme.hu/~lohasz/PhD/thesis_printed.pdf

Lu, J., Arya, S. P., Snyder, W. H., & Lawson Jr, R. E. (1997). A laboratory study of the urban heat island in a calm and stably stratified environment. Part II: Velocity field. Journal of Applied Meteorology, 36(10), 1392-1402.

Lund, T. S., Wu, X., & Squires, K. D. (1998). Generation of turbulent inflow data for spatially-developing boundary layer simulations. Journal of computational physics, 140(2), 233-258.

Martilli, A., Clappier, A., & Rotach, M. W. (2002). An urban surface exchange parameterisation for mesoscale models. Boundary-layer meteorology, 104(2), 261-304.

Menter, F. R. (2012). Best practice: scale-resolving simulations in ANSYS CFD. ANSYS Germany GmbH, 1.

Miranda, A. I., Ferreira, J., Silveira, C., Relvas, H., Duque, L., Roebeling, P., ... & Sá, E. (2016). A cost-efficiency and health benefit approach to improve urban air quality. Science of the Total Environment, 569, 342-351.

Montavon, C. (1998). Validation of a non-hydrostatic numerical model to simulate stratified wind fields over complex topography. Journal of wind engineering and industrial aerodynamics, 74, 273-282.

Montavon, C. (1998). Simulation of atmospheric flows over complex terrain for wind power potential assessment (PhD thesis). EPFL, Lausanne.

Moonen, P., Gromke, C., & Dorer, V. (2013). Performance assessment of Large Eddy Simulation (LES) for modeling dispersion in an urban street canyon with tree planting. Atmospheric Environment, 75, 66-76.

Murty, R. N., Mainland, G., Rose, I., Chowdhury, A. R., Gosain, A., Bers, J., & Welsh, M. (2008, May). Citysense: An urban-scale wireless sensor network and testbed. In 2008 IEEE conference on technologies for homeland security (pp. 583-588). IEEE.

Narita, K. I., Hagishima, A., Tanimoto, J., Kanda, M., Kawai, T., & Kaneda, M. (2006, June). Outdoor scale model experiments of the local bulk transfer coefficient for urban surfaces with a water evaporation method. In 6th International Conference on Urban Climate Preprints, Gothenburg, Sweden (pp. 12-16).

Neophytou, M. K., Hamlyn, D., & Britter, R. E. (2006). Turbulent flow structures in transport and mixing processes in complex urban geometries, IUTAM Symposium on Computational Physics and New Perspectives in Turbulence, 2006-9-11 to 2006-9-14, Nagoya, Japan.

Oke, T. R. (1988). Street design and urban canopy layer climate. Energy and buildings, 11(1-3), 103-113.

Onodera, N., Aoki, T., Shimokawabe, T., & Kobayashi, H. (2013). Large-scale LES wind simulation using lattice Boltzmann method for a 10 km× 10 km area in metropolitan Tokyo. Tsubame ESJ, 9, 2-8.

Papp, B., Kristóf, G., Istók, B., Koren, M., Balczó, M., & Balogh, M. (2021). Measurement-driven Large Eddy Simulation of dispersion in street canyons of variable building height. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 211, 104495.

Patankar, S. V., Liu, C. H., and Sparrow, E. M. (May 1, 1977). Fully Developed Flow and Heat Transfer in Ducts Having Streamwise-Periodic Variations of Cross-Sectional Area, ASME. J. Heat Transfer. May 1977; 99(2): 180–186. https://doi.org/10.1115/1.3450666

Pullen, J., Boris, J. P., Young, T., Patnaik, G., & Iselin, J. (2005). A comparison of contaminant plume statistics from a Gaussian puff and urban CFD model for two large cities. Atmospheric Environment, 39(6), 1049-1068.

Rácz N., Kristóf G. (2016). Implementation and validation of a bulk microphysical model of moisture transport in a pressure based CFD solver. Időjárás, 120, 231–254.

Rácz, N., Kristóf, G., & Weidinger, T. (2013). Evaluation and validation of a CFD solver adapted to atmospheric flows: Simulation of topography-induced waves. Időjárás, Budapest, 117(3), 239-275.

Rácz, N., Kristóf, G., Weidinger, T., Balogh, M. (2007). Simulation of gravity waves and model validation to laboratory experiments, 6th International Conference on Urban Air Quality, Cyprus (ISBN 978-1-905313-46-4), published on CD

Rakai, A., Kristof, G., & Franke, J. (2014). Sensitivity analysis of microscale obstacle resolving models for an idealized Central European city center, Michel-Stadt. J. Hung. Meteorol. Serv, 118, 53-77.

Reinert, D., Wirth, V., Eichhorn, J., Pnahans, W.G. (2007). A new large-eddy simulation model for simulating air flow and warm clouds above highly complex terrain. Part I: The dry model, Boundary-Layer Meteorol. 125:109-132

Roache, P. J. (1997). Quantification of uncertainty in computational fluid dynamics. Annual review of fluid Mechanics, 29(1), 123-160.

Santamouris, M., Cartalis, C., Synnefa, A., & Kolokotsa, D. (2015). On the impact of urban heat island and global warming on the power demand and electricity consumption of buildings—A review. Energy and Buildings, 98, 119-124.

Santiago, J. L., Coceal, O., Martilli, A., & Belcher, S. E. (2008). Variation of the sectional drag coefficient of a group of buildings with packing density. Boundary-layer meteorology, 128(3), 445-457.

Sarma, A., Ahmad, N., Bacon, D., Boybeyi, Z., Dunn, T., Hall, M., & Lee, P. (1970). Application of adaptive grid refinement to plume modeling. WIT Transactions on Ecology and the Environment, 37.

Schatzmann, M., Olesen, H., Franke, J. (2010). COST 732 Model Evaluation Case Studies: Approach and Results, COST Office, Brussels.

Schneiderbauer, S., & Pirker, S. (2010). Resolving unsteady micro-scale atmospheric flows by nesting a CFD simulation into wide range numerical weather prediction models. International Journal of Computational Fluid Dynamics, 24(1-2), 51-68.

Schneiderbauer, S., & Pirker, D. D. S. (2010). Computational fluid dynamics (CFD) simulation of snow transport, erosion and sedimentation in Alpine environments and in the vicinity of massive obstacles (Doctoral dissertation, PhD thesis, Johannes Kepler University).

Scorer, R. S. (1949). Theory of waves in the lee of mountains. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 75(323), 41-56.

Shih, T. H., Liou, W. W., Shabbir, A., Yang, Z., & Zhu, J. (1995). A new k-ϵ eddy viscosity model for high reynolds number turbulent flows. Computers & fluids, 24(3), 227-238.

Spalart, P. R., & Leonard, A. (1987). Direct numerical simulation of equilibrium turbulent boundary layers. In Turbulent Shear Flows 5 (pp. 234-252). Springer, Berlin, Heidelberg.

Straka, J. M., Wilhelmson, R. B., Wicker, L. J., Anderson, J. R., & Droegemeier, K. K. (1993). Numerical solutions of a non-linear density current: A benchmark solution and comparisons. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 17(1), 1-22.

Su, H. B., Shaw, R. H., Paw, K. T., Moeng, C. H., & Sullivan, P. P. (1998). Turbulent statistics of neutrally stratified flow within and above a sparse forest from large-

eddy simulation and field observations. Boundary-Layer Meteorology, 88(3), 363-397.

Theurer, W. (1999). Typical building arrangements for urban air pollution modelling. Atmospheric Environment, 33(24-25), 4057-4066.

Tominaga, Y., & Stathopoulos, T. (2013). CFD simulation of near-field pollutant dispersion in the urban environment: A review of current modeling techniques. Atmospheric Environment, 79, 716-730.

Tominaga, Y., & Stathopoulos, T. (2016). Ten questions concerning modeling of near-field pollutant dispersion in the built environment. Building and Environment, 105, 390-402.

Tominaga, Y., Iizuka, S., Imano, M., Kataoka, H., Mochida, A., Nozu, T., ... & Yoshie, R. (2013). Cross comparisons of CFD results of wind and dispersion fields for MUST experiment: evaluation exercises by AIJ. Journal of Asian Architecture and Building Engineering, 12(1), 117-124.

Tong, Z., Chen, Y., & Malkawi, A. (2016). Defining the Influence Region in neighborhood-scale CFD simulations for natural ventilation design. Applied Energy, 182, 625-633.

UNEP (2015). http://www.unep.org/urban_environment/Issues/urban_air.asp, sited on 10 January 2015.

Unger, J., Bottyán, Z., Sümeghy, Z., & Gulyás, Á. (2000). Urban heat island development affected by urban surface factors. Időjárás/Quarterly Journal of the Hungarian Meteorological Service, 104, 253-268.

Wang, X., & Li, Y. (2016). Predicting urban heat island circulation using CFD. Building and Environment, 99, 82-97.

Wang, Z. H., Bou-Zeid, E., & Smith, J. A. (2013). A coupled energy transport and hydrological model for urban canopies evaluated using a wireless sensor network. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 139(675), 1643-1657.

Ward, K., Lauf, S., Kleinschmit, B., & Endlicher, W. (2016). Heat waves and urban heat islands in Europe: A review of relevant drivers. Science of the Total Environment, 569, 527-539.

Yamada, T. (2003). Numerical Simulation of Airflows around buildings by Using a Mesoscale Atmospheric Model, Air & Waste Management Associations 96th Annual Conference and Exhibition, San Diego, California, June 23 - 25.

Yee, E., & Biltoft, C. A. (2004). Concentration fluctuation measurements in a plume dispersing through a regular array of obstacles. Boundary-Layer Meteorology, 111(3), 363-415.

Yoshikado, H. (1992). Numerical study of the daytime urban effect and its interaction with sea breeze. J Appl Meteorol 31:1146-1163.

Zhang, Y. W., Gu, Z. L., Cheng, Y., & Lee, S. C. (2011). Effect of real-time boundary wind conditions on the air flow and pollutant dispersion in an urban street canyon—large eddy simulations. Atmospheric Environment, 45(20), 3352-3359.