

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
GEOFIZIČKI ODSJEK

SMJER: DIPL. INŽ. FIZIKE - GEOFIZIKA

Ivan Güttler

Diplomski rad

UTJECAJ IZBORA PARAMETRIZACIJA NA
MODELIRANJE MEZOSKALNOG FENOMENA
MEANDRIRANJA

Voditelj diplomskog rada: doc. dr. sc. Danijel Belušić

Zagreb, 2008.

Sadržaj

1	Uvod	3
1.1	Pregled istraživanja meandriranja	3
1.2	Osnovni principi metode konačnih razlika	5
2	WRF sustav za modeliranje	12
2.1	Struktura sustava	12
2.2	Dinamička jezgra	13
2.3	EksPLICITNA difuzija	16
2.4	Implicitna difuzija	18
2.5	Parametrizacije u modelu	18
2.5.1	Mikrofizika	19
2.5.2	Gušenje težinskih valova pri vrhu domene	20
2.5.3	Ostale parametrizacije	21
3	Metoda	22
3.1	Opis simulacija	22
3.2	Promjene u potprogramima	25
3.3	Topografija	26
4	Rezultati i rasprava	27
4.1	Vremenski nizovi meteoroloških parametara u modelu i mjerenjima	27
4.1.1	Brzina i temperatura na domeni 1 km	27
4.1.2	Brzina i temperatura na domeni 0.333 km	28
4.1.3	Brzina i TS_CLW na 1 km	29
4.1.4	Brzina i TS_CLW na 0.333 km	31
4.1.5	Mjera za sličnost simulacija	32
4.2	Vremenski nizovi i horizontalna polja koncentracije CO	33
4.3	Vertikalni profili u modelu i mjerenjima	40
4.4	Horizontalna polja visine geopotencijala i vjetra	43
4.5	Utjecaj promjene formulacije gušenja valova	51
5	Zaključak	58
6	Literatura	60

1 Uvod

1.1 Pregled istraživanja meandriranja

Pojam meandriranje u općenitom se slučaju odnosi na izmjenu smjera vektora vjetra. Iako za meandriranje ne postoji precizna definicija niti postoji fizikalno razumijevanje, ono se često opisuje u terminima utjecaja na disperziju (Mahrt, 2007). Meandriranje počinje prevladavati kada se brzina vjetra spusti ispod vrijednosti $1\text{--}2\text{ m s}^{-1}$. U takvim uvjetima postaje teško precizno definirati srednji smjer vjetra i procijeniti disperziju u atmosferi (Anfossi i dr., 2005).

Brzine manje od $1\text{--}2\text{ m s}^{-1}$ svojstvene su za uvjete tzv. malih brzina vjetra (eng. *low wind speed*, nadalje LWS). Prema Anfossi i dr. (2005) ne postoji općeprihvaćeni kriterij za definiranje početka LWS uvjeta, no neovisno o tome može se tvrditi kako postoje lokacije u kojima se ovakvi uvjeti javljaju znatan dio vremena. Iz istog izvora navodim podatke vezane za učestalost i trajanje uvjeta LWS (reference je moguće pronaći u članku): (1) u dolini rijeke Po u Italiji uvjeti LWS javljaju se više od 70 % vremena; (2) u Grazu u Austriji uvjeti LWS javljaju se oko 70 % vremena; (3) u Chicagu u SAD-u vjerojatnost za niski satni srednjak brzine vjetra (definiran kao $\bar{u} < 1.34\text{ m s}^{-1}$) je 17.3 % za cijelu godinu, te 41.4 % za ljetne noći; (4) u regiji oko Frankfurta u Njemačkoj godišnji srednjak brzine vjetra iznosi 2.2 m s^{-1} , a brzine manje od 1.0 m s^{-1} javljaju se 25.2 % vremena; (5) za razne lokacije u Velikoj Britaniji srednje se godišnje frekvencije uvjeta LWS (koji počinju kada $\bar{u} < 2.05\text{ m s}^{-1}$) raspodijeljuju u intervalu od 9.2 % do 29.7 %; (6) LWS uvjeti često se bilježe u tropima; (7) LWS uvjeti mogu se smatrati tipičnim za zemlje sjeverne Europe.

Neke skale gibanja u atmosferi (npr. globalna i sinoptička skala) iskazuju pravilnost ili sličnost koja omogućava njihovo detaljno proučavanje i opis. Meandriranje je mezoskalni fenomen. Neki od mezoskalnih fenomena (fronte, težinski valovi, mokra konvencija, termalno inducirana cirkulacija) privukli su pažnju jer su dobro definirani. Meandriranje ne spada u tu skupinu mezoskalnih fenomena, barem ne u nižim slojevima atmosfere (Belušić i Mahrt, 2008). Nije poznato postoji li jedinstveni uzrok meandriranja ili je riječ o zajedničkom istovremenom efektu više fizikalnih mehanizama. Mahrt (2007) navodi sljedeće potencijalne uzroke meandriranja s pratećim referencama: (1) u stratificiranom strujanju turbulencija kolapsira u dvodimenzionalne modove. Ovo je popraćeno spajanjem vrtloga i s energetske strane događa se prijenos energije s manjih na veće skale; (2) pulsiranje reljefnog strujanja hladnog zraka (eng. *cold air drainage*) ili težinskog strujanja (eng. *density flow*); (3) promjena u polju vjetra zbog inercijalno-težinskih valova; (4) prijelaz jezera hladnog zraka nepoznatog porijekla preko domene koja se promatra; (5) naglo miješanje zraka i vertikalno smicanje smjera inducira promjenu vjetra; (6) mezoskalna gibanja iznad graničnog sloja (npr. konvektivni valovi) induciraju perturbacije površinskog tlaka; (7) orografski inducirani valovi i vrtlozi zavjetrinske turbulencije (eng. *wake vortices*); (8) solitoni koji prelaze velike udaljenosti i uzrokuju promjenu u čitavom graničnom sloju; (9) neaktivni vrtlozi karakter-

izirani zanemarivom vertikalnom brzinom blizu površine; (10) longitudinalni vrtlozi poravnati sa smjerom vjetra koji se opažaju na duljim vremenskim skalama u Eulerovom sustavu; (11) jednostavni horizontalni valovi koji odgovaraju situacijama bliskima geostrofiji kada izostaje turbulentna napetost. Ovaki valovi rješenja su osnovnih jednadžbi i nije potreban mehanizam pokretanja istih; (12) u konvektivnom graničnom sloju meandriranje je posljedica velikih vrtloga.

Mjerenja i analiza u Mahrt (2007) ukazala su na sljedeće karakteristike meandriranja: (1) vremenske promjene smjera vjetra za situacije sa slabim vjetrom često su iznenadne, a ne postupne; (2) jačina mezoskalnih gibanja s vremenskih skala manjih od 1 h može se mijenjati za red veličine između noći na pojedinoj postaji; (3) postoji sistematska razlika u izraženosti meandrirajućih gibanja između različitih postaja; (4) mezoskalna gibanja prostiru se preko kontinuiranog raspona skala i izračun jačina takvih gibanja osjetljiv je na izbor raspona skala koje su uključene. Mezoskalna gibanja u noćnom graničnom sloju ne slijede spektralne i lokalne teorije sličnosti; (5) tranzijentna mezoskalna gibanja jače su izražena nad kompleksnim terenom u usporedbi s ravnim terenom, osim u situacijama s reljefnim strujanjem (eng. *drainage flow*) kada su slabija nad kompleksnim terenom; (6) raspodjela učestalosti jednogminutnih srednjaka smjera vjetra u intervalu od 1 h u LWS uvjetima često je bimodalna, višemodalna ili relativno ravna u širokom rasponu smjerova.

Turbulencija je također fenomen za koji ne postoji potpuno i jasno fizikalno razumijevanje, no moguće je usporediti efekte meandriranja i turbulencije: (1) turbulencija je, između ostalog, disperzivna i difuzivna, te razrijeđuje perjanicu u Lagrangeovom smislu, dok meandriranje primarno advektira perjanicu kad je prostorna skala takvih gibanja veća od širine perjanice. Meandrirajuća gibanja disperzivna su u Eulerovom smislu jer smanjuju vremenski usrednjenu koncentraciju trasera (markera) u točki u prostoru (Vickers i dr., 2008); (2) turbulencija je povezana s vertikalnim smicanjem vjetra i vertikalnom stratifikacijom temperature u okviru Monin-Obukhove teorije sličnosti, dok za mezoskalna gibanja to ne vrijedi (Vickers i dr., 2008); (3) Ovisno o stabilnosti, transport turbulencijom dominiran je najčešće ili termalima ili smicanjem. Mezoskalna gibanja uključuju superpoziciju više modova, ponekad potpuno različitih fizika (Mahrt, 2007).

Javljaju se sljedeće mogućnosti o prirodi meandriranja:

1. Meandriranje je posljedica poznatog fizikalnog procesa ili posljedica međudjelovanja više poznatih procesa.
2. Meandriranje je posljedica nepoznatog fizikalnog procesa ili posljedica međudjelovanja više poznatih i/ili nepoznatih procesa.
3. Nije potreban fizikalni proces koji bi ostvario meandriranje, već je meandriranje unutarnje stanje atmosfere ili svojstvo strujanja u atmosferi.

U ovom će se radu pokušati reproducirati meandriranje u atmosferskom numeričkom modelu WRF (eng. *Weather Research and Forecasting*). Moguće je izdvojiti sljedeće mogućnosti o meandriranju u numeričkim modelima:

1. Model ne može reproducirati fiziku i efekte meandriranja.
2. Model dobro reproducira meandriranje zbog ispravnih pretpostavki, izvedbe modela, te kvalitetnih početnih i rubnih uvjeta. Dinamičko stanje atmosfere u prirodi odgovara stanju u modelu.
3. Model uspijeva reproducirati meandriranje, ali s drugim dinamičkim strukturama nego li u atmosferi.
4. Model uspijeva reproducirati meandriranje, no to ne ovisi o dinamičkim strukturama. Promjenama u postavkama modela vezanim za numerička svojstva (numerička difuzija, numerička stabilnost) i gušenje valova na gornjoj granici postižu se efekti meandriranja.

U Vickers i dr. (2008) razvijen je relativno jednostavan čestični model za proučavanje meandriranja. Model je prostorno i vremenski promjenljivo polje vjetra dobivao iz mjerenja za vrijeme projekta CASES-99 (Poulos i dr., 2002). Simuliran je transport čestica zbog meandriranja srednjaka vektora vjetra i turbulentne difuzije. Kao mjera za disperziju korištena je varijanca položaja čestice u ovisnosti o vremenu putovanja. Pokazano je kako meandriranje dominatno utječe na satni srednjak horizontalne disperzije. Kao posljedica utjecaja meandriranja, u satnom srednjaku prostorne raspodjele koncentracije pojavljuju se pruge i višemodalna područja s povišenom koncentracijom. Na Slici 1 prikazana su četiri horizontalna polja vertikalno integriranog satnog srednjaka koncentracije s karakterističnim strukturama. U klasičnim Gaussovima modelima perjanice područja maksimalne koncentracije nalaze se na glavnoj osi perjanice. Vremenski nizovi koncentracija u točki dobiveni modelom nestacionarni su i u situacijama kada je satni srednjak prostorne raspodjele blizak Gaussijanu.

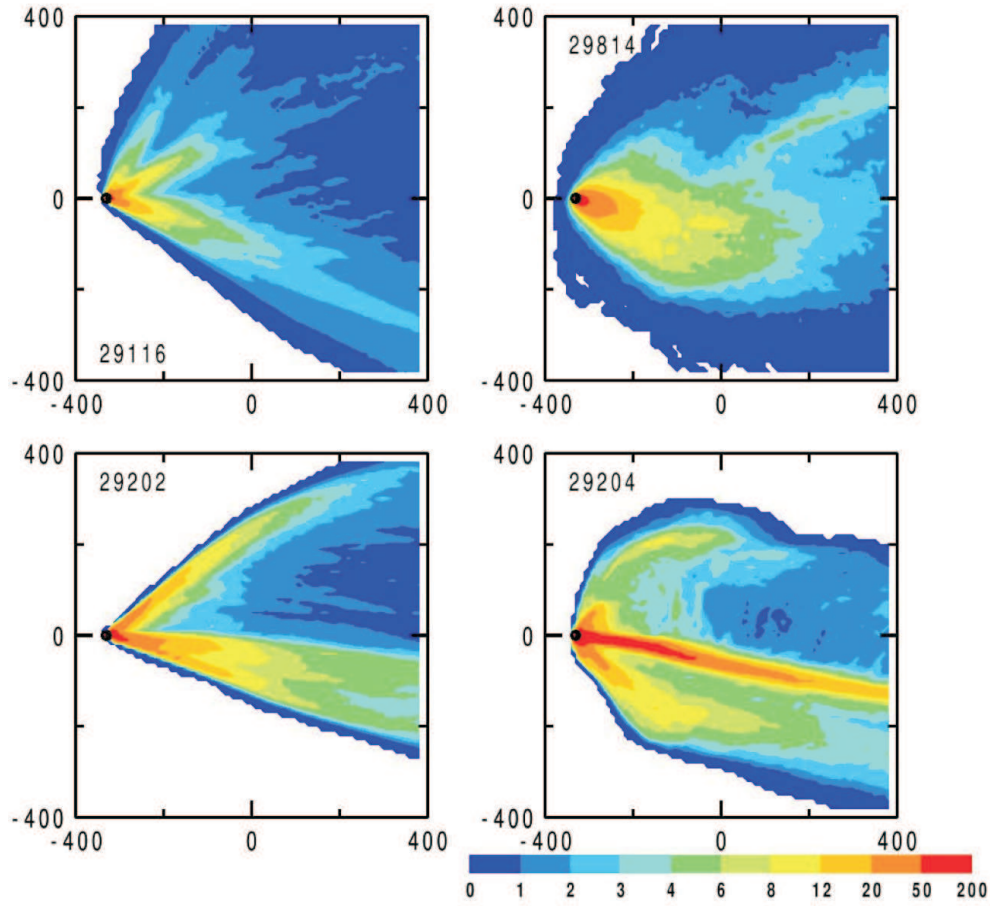
1.2 Osnovni principi metode konačnih razlika

U ovom poglavlju objasniti će se neki od osnovnih pojmova kojima se opisuje kvaliteta numeričkog rješenja i čije će razumijevanje pomoći u nastavku. Primjeri i objašnjenja preuzeti su iz Durran (1999).

Derivacija funkcije $f(x)$ u točki x_0 može na primjer biti definirana na jedan od sljedeća tri načina:

$$\frac{df(x_0)}{dx} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0)}{\Delta x}, \quad (1)$$

$$\frac{df(x_0)}{dx} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{f(x_0) - f(x_0 - \Delta x)}{\Delta x}, \quad (2)$$



Slika 1: Primjeri horizontalnih polja u x - y ravnini vertikalno integriranih satnih srednjaka koncentracije $\text{VTIC} \times 10^3$, gdje je $\text{VTIC} = \sum_{z=0}^{+\infty} \bar{C}_n \Delta z$, a $\bar{C}_n$ (čestica m^{-3}) vremenski usrednjena koncentracija. Prikazana su četiri termina od kojih su gornja dva nestabilna, a donja dva stabilna. Slika 6 iz Vickers i dr., 2008.

$$\frac{df(x_0)}{dx} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0 - \Delta x)}{2\Delta x}. \quad (3)$$

Ako je derivacija funkcije $f(x)$ kontinuirana u točki x_0 , sva tri izraza daju isto jedinstveno rješenje. Ako je $f(x)$ definirana na konačnoj mreži točaka, te je aproksimacija derivabilne funkcije, tada se prethodna tri izraza moraju izračunati koristeći konačan Δx . Aproksimacije stvarnih derivacija dobivene algebarskim izrazima na desnoj strani gore navedenih jednadžbi nazivaju se *konačne razlike*. S obzirom kako je Δx konačan, aproksimacije konačnim razlikama više nisu ekvivalentne, te se razlikuju u točnosti. Točnost pojedine aproksimacije moguće je saznati razvijanjem $f(x \pm \Delta x)$ u Taylorov red oko točke x_0 uz pretpostavku da je $f(x)$ dovoljno glatka:

$$f(x_0 + \Delta x) = f(x_0) + \Delta x \frac{df(x_0)}{dx} + \frac{(\Delta x)^2}{2} \frac{d^2f(x_0)}{dx^2} + \frac{(\Delta x)^3}{6} \frac{d^3f(x_0)}{dx^3} + \dots \quad (4)$$

Uvrštavanjem izraza (4) u izraz (2) dobiva se:

$$\frac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0)}{\Delta x} - \frac{df(x_0)}{dx} = \frac{\Delta x}{2} \frac{d^2f(x_0)}{dx^2} + \frac{(\Delta x)^2}{6} \frac{d^3f(x_0)}{dx^3} + \dots \quad (5)$$

Desna strana jednadžbe (5) naziva se *pogreška skraćivanja*, a najniža potencija Δx *red točnosti* konačnih razlika. Tako je konačna razlika od (2) prvog reda točnosti, a od (3) drugog reda točnosti. Ako je $f(x)$ dovoljno glatka i Δx se smanjuje, pogreška konačne razlike drugog reda točnosti brže će težiti nuli od pogreške konačne razlike prvog reda točnosti. Ako $f(x)$ nije dovoljno glatka ili ako je Δx relativno velik, niti jedna konačna razlika neće ostvariti dobru aproksimaciju. Konačne razlike viših redova točnosti mogu se konstruirati uključivanjem dodatnih točaka.

Do sada je promatrana pojedinačna konačna razlika. Slična analiza može se proširiti na cijelu jednadžbu od interesa. Pretpostavimo da je potrebno dobiti aproksimaciju linearizirane jednodimenzionalne jednadžbe advekcije

$$\frac{\partial \Psi(x, t)}{\partial t} + c \frac{\partial \Psi(x, t)}{\partial x} = 0 \quad (6)$$

na mreži točaka $(n\Delta t, j\Delta x)$, gdje su n i j cijeli brojevi. Numerička aproksimacije funkcije $\Psi(x, t)$ označit će se kao Φ_j^n . Jedna od mogućih aproksimacija za jednadžbu (6) je:

$$\frac{\Phi_j^{n+1} - \Phi_j^n}{\Delta t} + c \frac{\Phi_j^n - \Phi_{j-1}^n}{\Delta x} = 0 . \quad (7)$$

Ukoliko se u prethodnoj shemi konačnih razlika na mjesto aproksimacije postavi analitička funkcija u točkama mreže, te se analitička funkcija razvije u Taylorov red oko točke $(n\Delta t, j\Delta x)$, desna strana jednadžbe više neće biti jednaka nuli:

$$\frac{\Psi[(n+1)\Delta t, j\Delta x] - \Psi(n\Delta t, j\Delta x)}{\Delta t} + c \frac{\Psi(n\Delta t, j\Delta x) - \Psi[n\Delta t, (j-1)\Delta x]}{\Delta x} = \frac{\Delta t}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} - c \frac{\Delta x}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \dots . \quad (8)$$

Desna strana jednadžbe (8) je pogreška skraćivanja sheme konačnih razlika, a red točnosti ove sheme konačnih razlika određen je najnižim potencijama Δt i Δx . Tako je gore opisana shema konačnih razlika, shema prvog reda u prostoru i vremenu. Ukoliko pogreška zaokruživanja sheme konačnih razlika teži k nuli kada $\Delta t \rightarrow 0$ i $\Delta x \rightarrow 0$, shema je *konzistentna*.

Prethodno opisane mjere za točnost (pogreška skraćivanja, red točnosti konačne razlike, red točnosti sheme konačnih razlika i konzistentnost) ne opisuju razliku između numeričkog rješenja Φ_j^n i pravog rješenja $\Psi(n\Delta t, j\Delta x)$. Prije nego što se pristupi mjerama za točnost koje uvažavaju ovu razliku, definirat će se Euklidska norma:

$$\|\Phi\|_2 \equiv \left(\sum_{j=1}^N |\Phi_j|^2 \Delta x \right)^{\frac{1}{2}} . \quad (9)$$

Ako se zanemari konstantan faktor skaliranja Δx , izraz (9) predstavlja duljinu N -dimenzionalnog

vektora. Shema konačnih razlika je *konvergentna* reda (p, q) ako u granici kada $\Delta x, \Delta t \rightarrow 0$ vrijedi:

$$\|\Psi(n\Delta t, j\Delta x) - \Phi_j^n\| = O[(\Delta t)^p] + O[(\Delta x)^q] . \quad (10)$$

Veza između konzistencije i konvergencije je izražena Lax–Richtmyerovim teoremom: *Ako je shema konačnih razlika linearna, stabilna i reda točnosti (p, q) , onda je konvergentna reda (p, q) .* Na ovaj način pokazano je da sama konzistentnost nije dovoljna kako bi se osigurala konvergencija numeričke metode, nego metoda mora biti i *stabilna*.

Iako je relativno jednostavno formulirati konzistentnu shemu konačnih razlika te odrediti njenu pogrešku skraćivanja i red točnosti, analiza stabilnosti može biti zahtjevniji problem. Uobičajeno je opisati shemu konačnih razlika kao nestabilnu, ako proizvodi numeričko rješenje koje raste mnogo brže od stvarnog rješenja. Konzistentna shema bit će konvergentna i Lax-Richtmyerov teorem bit će zadovoljen ako za bilo koje vrijeme T postoji konstanta C_T takva da vrijedi:

$$\|\Phi^n\| \leq C_T \|\Phi^0\| , \quad (11)$$

za svaki $n\Delta t \leq T$ i dovoljno mali Δt i Δx . Za situacije gdje stvarno rješenje ne raste u vremenu, kako bi se osigurala stabilnost, nameće se ograničenje:

$$\|\Phi^n\| \leq \|\Phi^0\| , \quad (12)$$

za svaki n . U primjeni se koriste dvije metode za određivanje uvjeta koji osiguravaju stabilno rješenje. Energetska metoda traži uvjete za koje je veličina $\sum_j (\Phi_j^n)^2$ ograničena. Ako je ova veličina ograničena, rješenje je stabilno s obzirom na Euklidsku normu. Von Neumannova metoda reprezentira diskretno rješenje kao konačan Fourierov red oblika:

$$\Phi_j^n = \sum_{k=-N}^N a_k^n e^{ikj\Delta x} , \quad (13)$$

gdje je i imaginarna jedinica, te ispituje stabilnost svake Fourierove komponente posebno. Ukupno rješenje bit će stabilno ako i samo ako je svaka Fourierova komponenta stabilna. Prednosti energetske metode su što se, za razliku od Von Neumannove metode, može primijeniti na nelinearne jednadžbe i na probleme bez periodičnih rubnih uvjeta. Nedostatak energetske metode je što se za svaki novi problem mora definirati prikladna mjera za energiju i pokazati kako shema konačnih razlika čuva gornju granicu na takvu veličinu. S druge strane, Von Neumannova metoda prati uvijek isti slijed koraka. Obje metode za shemu (7) daju sljedeći uvjet za stabilnost:

$$0 \leq \frac{c\Delta t}{\Delta x} \leq 1 . \quad (14)$$

Za druge uvjetno stabilne sheme također postoji granica na vremenski korak nakon kojeg je shema

nestabilna, te ovo ograničenje postaje strože kako se povećeva prostorna rezolucija.

Jedan od pojmova povezan sa stabilnošću numeričkog rješenja je tzv. Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) uvjet. Osnovna ideja iza CFL uvjeta je da jednađžba u konačnim razlikama ne smije biti neovisna o podacima koji određuju rješenje pripadne parcijalne diferencijalne jednađžbe. Neka se *domena utjecaja* točke (x_0, y_0) definira kao dio $x-t$ ravnine u kojem rješenje određene diferencijalne jednađžbe ovisi o rješenju u točki (x_0, y_0) , a *domena ovisnosti* točke (x_0, y_0) kao skup točaka koje sadrže (x_0, y_0) unutar svoje domene utjecaja. Slično se definira *numerička domena ovisnosti* točke mreže $(n_0\Delta t, j_0\Delta x)$ kao skup svih čvorova na mreži $(n\Delta t, j\Delta x)$ u kojima vrijednost numeričkog rješenja utječe na numeričko rješenje u točki $(n_0\Delta t, j_0\Delta x)$. CFL uvjet zahtijeva da numerička domena ovisnosti sheme konačnih razlika uključuje domen u ovisnosti pripadajućih parcijalnih diferencijalnih jednađžbi. Ispunjavanje CFL uvjeta je nužan, ali nedovoljan uvjet kako bi se osigurala stabilnost. Iz geometrijskih razmatranja numeričke i analitičke domene ovisnosti moguće je pokazati da za shemu (7) CFL uvjet glasi

$$0 \leq \frac{c\Delta t}{\Delta x} \leq 1 . \quad (15)$$

Ovako slaganje s uvjetima koji su dobiveni Von Neumannovom metodom i energetsom metodom je neuobičajeno, te ne vrijedi i za ostale sheme. CFL uvjet je nužan uvjet za stabilnost, no u mnogo slučajeva je dovoljan uvjet za stabilnost stroži.

Potrebno je objasniti još nekoliko pojmova kako bi kasnija rasprava bila jednostavnija. Ponovno ćemo pogledati lineariziranu jednodimenzionalnu jednađžbu advekcije s konstantnom brzinom vjetra:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + c \frac{\partial \Psi}{\partial x} = 0 . \quad (16)$$

U potpunoj analizi sve derivacije zamjenjuju se konačnim razlikama. Glavni rezultati analize ostat će prisutni ako se zadrži derivacija funkcije Ψ po vremenu, a prostorna derivacija zamijeni se s jednom od konačnih razlika. Ukoliko se primijene centralne konačne razlike drugog reda ili uzvodne konačne razlike prvog reda dobivaju se sljedeća dva izraza:

$$\frac{d\Phi_j}{dt} + c \left(\frac{\Phi_{j+1} - \Phi_{j-1}}{2\Delta x} \right) = 0 , \quad (17)$$

$$\frac{d\Phi_j}{dt} + c \left(\frac{\Phi_j - \Phi_{j-1}}{\Delta x} \right) = 0 . \quad (18)$$

Jednađžbe u kojima su derivacije zadržane po nekim nezavisnim varijablama, a neke derivacije zamijenjene konačnim razlikama, nazivaju se *diferencijalno-diferencijske jednađžbe*. Jedan od načina na koji se mogu ispitati pogreške koje uzrokuje diskretizacija jedne od derivacija je ispitati prvih nekoliko članova u pogrešci skraćivanja. Pogreška skraćivanja prostorne derivacije u (17)

ima oblik:

$$\frac{\Psi_{j+1} - \Psi_{j-1}}{2\Delta x} = \frac{\partial \Psi}{\partial x} + \frac{(\Delta x)^2}{6} \frac{\partial^3 \Psi}{\partial x^3} + O[(\Delta x)^4] , \quad (19)$$

a od jednadžbe (18)

$$\frac{\Psi_j - \Psi_{j-1}}{\Delta x} = \frac{\partial \Psi}{\partial x} - \frac{\Delta x}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{(\Delta x)^2}{6} \frac{\partial^3 \Psi}{\partial x^3} + O[(\Delta x)^3] . \quad (20)$$

U izrazu (19) pojavljuju se parne potencije Δx , dok se u izrazu (20) pojavljuju parne i neparne potencije Δx . Ako se ovi izrazi koriste za određivanje pogreške skraćivanja u diferencijalno-diferencijskim aproksimacijama jednadžbe advekcije i korištene sheme točne su do na $O[(\Delta x)^m]$, ista diferencijalno-diferencijska aproksimacija vrijedi za modificiranu jednadžbu:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + c \frac{\partial \Psi}{\partial x} = a(\Delta x)^m \frac{\partial^{m+1} \Psi}{\partial x^{m+1}} + b(\Delta x)^{m+1} \frac{\partial^{m+2} \Psi}{\partial x^{m+2}} , \quad (21)$$

ali s točnošću do na $O[(\Delta x)^{m+2}]$, gdje su a i b racionalni brojevi koje određuje konkretna shema konačnih razlika. Kako $\Delta x \rightarrow 0$, numeričko rješenje diferencijalno-diferencijske jednadžbe brže će se približavati rješenju modificirane jednadžbe nego što se približava rješenju adveksijske jednadžbe. Modificirana jednadžba za (20) sadrži oba člana (neparna i parna potencija Δx), dok modificirana jednadžba za (19) sadrži samo član uz a . Kvalitativni opis utjecaja vodećih redova točnosti u diferencijalno-diferencijskoj jednadžbi može se dobiti proučavanjem odgovora kojeg uzrokuju pojedini članovi na desnoj strani modificirane jednadžbe (21). Na točnost rješenja (20) utjecat će oba člana u modificiranoj jednadžbi, no promatraat će se odvojen doprinos svakog posebno. Na točnost rješenja (19) utjecat će samo jedan član u modificiranoj jednadžbi (21). Član s parnom prostornom derivacijom i neparnom potencijom Δx u jednadžbi (21) uvodi forsiranje identično onome u jednadžbi

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = (-1)^{m+1} \frac{\partial^{2m} \xi}{\partial x^{2m}} , \quad (22)$$

čije rješenje

$$\xi(x, t) = C e^{ikx} e^{-k^{2m}t} \quad (23)$$

postaje glađe u vremenu zato što se kratki valovi guše brže od dugačkih. Na ovaj način, član s parnom prostornom derivacijom uzrokuje pogrešku u amplitudi poremećaja, ili *numeričku disipaciju* u numeričkom rješenju jednadžbe advekcije. Za istu pogrešku koristi se također naziv *numerička difuzija*. S druge strane, član s neparnom derivacijom i parnom potencijom Δx na desnoj strani jednadžbe (21) uvodi forsiranje identično onome u jednadžbi

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = - \frac{\partial^{2m+1} \xi}{\partial x^{2m+1}} , \quad (24)$$

čije su rješenje valovi oblika

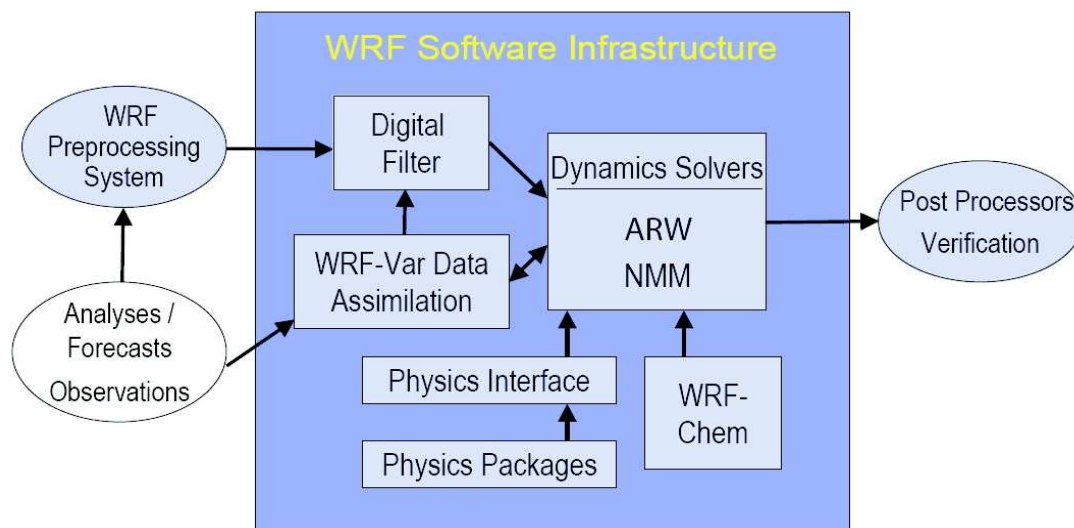
$$\xi(x, t) = C e^{i(kx - \omega t)} , \quad (25)$$

gdje je $\omega = (-1)^m k^{2m+1}$, te su za $m > 0$ valovi disperzivni. Kao posljedica, član s neparnom derivacijom na desnoj strani jednadžbe (21) uvodi pogrešku u faznoj brzini ili *numeričku disperziju*. Centralne prostorne konačne razlike (17) uzrokuju samo numeričku disperziju jer se u pogrešci skraćivanja pojavljuju samo članovi s neparnim prostornim derivacijama i parnim potencijama Δx . Konačna razlika u jednadžbi (18) uzrokuje numeričku disperziju i numeričku disipaciju jer se u pogrešci skraćivanja pojavljuju i parne i neparne prostorne derivacije. Ovakvi rezultati vrijede općenito za sheme viših redova točnosti, te su sheme parnih redova točnosti disperzivne (jer u pogrešci skraćivanja imaju samo parne potencije Δx , odnosno neparne prostorne derivacije), a sheme neparnih redova točnosti disperzivne i difuzivne (jer imaju parne i neparne potencije Δx , odnosno neparne i parne prostorne derivacije u pogrešci skraćivanja).

2 WRF sustav za modeliranje

2.1 Struktura sustava

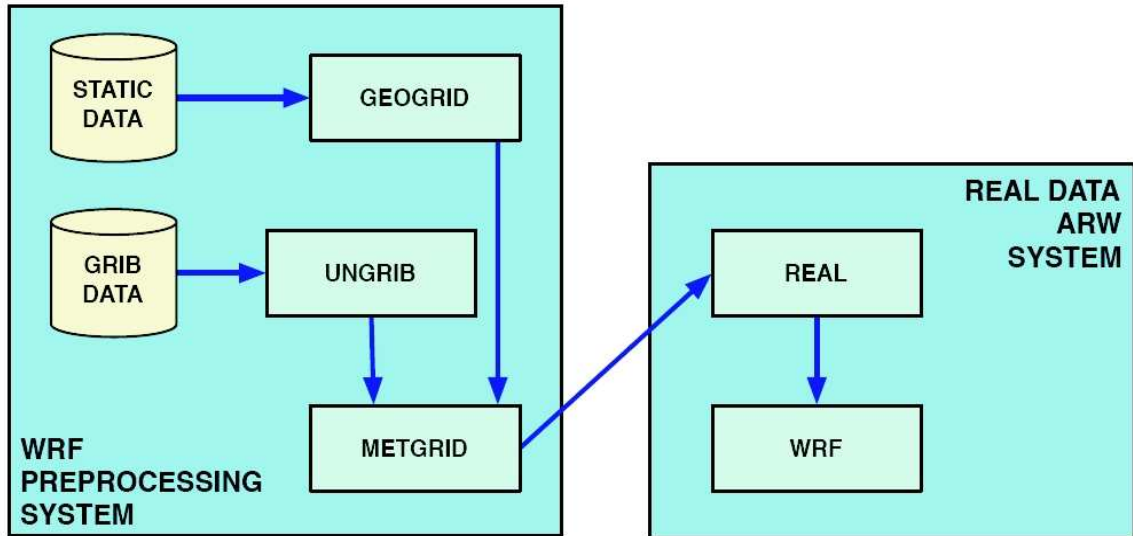
WRF sustav za modeliranje je mezoskalni numerički sustav za prognozu stanja atmosfere. Tehnički opis modela prikazan je u Skamarock i dr. (2008). Važna svojstva su postojanje višestruke dinamičke jezgre (Advanced Research WRF (ARW) i Nonhydrostatic Mesoscale model (NMM)), 3D varijacijski asimilacijski sustav i arhitektura koja omogućava paralelno izvršavanje. Također je podržano jednosmjerno i dvosmjerno ugniježđivanje, a model se može odvijati na računalima s jednim i više procesora, te računalima sa zajedničkom i podijeljenom memorijom. WRF je prikladan za modeliranje prostornih skala od nekoliko metara do nekoliko tisuća kilometara. Primjene uključuju operativne prognoze vremena, razvoj metoda asimilacije mjerenja, istraživanje parametrizacija, simuliranje klime na regionalnoj razini, modeliranje kakvoće zraka, proučavanje veze atmosfere i oceana, te idealizirane simulacije. Trenutno je na raspolaganju treća verzija ovog sustava. Na Slici 2 prikazana je skica WRF sustava.



Slika 2: WRF sustav. U obavljenim simulacijama u ovom radu nisu korišteni dijelovi sustava Digital Filter i WRF-Var. Slika je preuzeta iz Skamarock i dr. (2008).

Na Slici 3 prikazana je skica toka podataka i programa koji su dijelovi WPS-a (*WRF Preprocessing System*), te kako WPS pruža početne uvjete za ARW. Prikazani koraci prethode početku simulacija.

WRF-Chem je dio WRF sustava zadužen za modeliranje kemije u atmosferi. Transport u WRF-Chem modelu je konzistentan s meteorološkim modelom. Uključena je suha depozicija koja je povezana sa shemama za tlo i vegetaciju. Kemija u vodenoj fazi povezana je s nekoliko shema za mikrofiziku i aerosole. Na izboru su nekoliko tipova bioloških i antropogenih emisija, RADM2 (Regional Acid Deposition Model, version 2) i CBM-Z mehanizmi za kemijske reakcije



Slika 3: Program GEOGRID definira domenu modela i stvara datoteke s podacima o tipu i svojstvima podloge. Program UNGRIB dekodira podatke iz datoteka u GriB formatu. METGRID horizontalno interpolira meteorološke podatke prethodno dekodirane UNGRIB-om na domenu prethodno postavljenu pomoću programa GEOGRID. Program REAL obavlja vertikalnu interpolaciju. Slika je preuzeta iz Skamarock i dr. (2008).

u plinovitoj fazi, te MADE/SORGAM (Modal Aerosol Dynamics Model for Europe / Secondary Organic Aerosol Model), MOSAIC (Model for Simulating Aerosol Interactions and Chemistry) i GOCART (Goddard Chemistry Aerosol Radiation and Transport) sheme za aerosome. Sheme za fotolizu su povezane s parametrizacijama za hidrometeore, aerosome i konvekciju. Primjene WRF-Chem-a uključuju prognozu koncentracija i promjena kemijskih spojeva u atmosferi, ispitivanje strategija za ublažavanje onečišćenja zraka, planiranje i prognoze za terenska istraživanja, analizu mjerenja te asimilaciju satelitskih i *in-situ* kemijskih mjerenja. U ovome radu korištena je opcija ispitivanja transporta trasera, pri čemu su kemijski mehanizmi, depozicija, itd. isključeni.

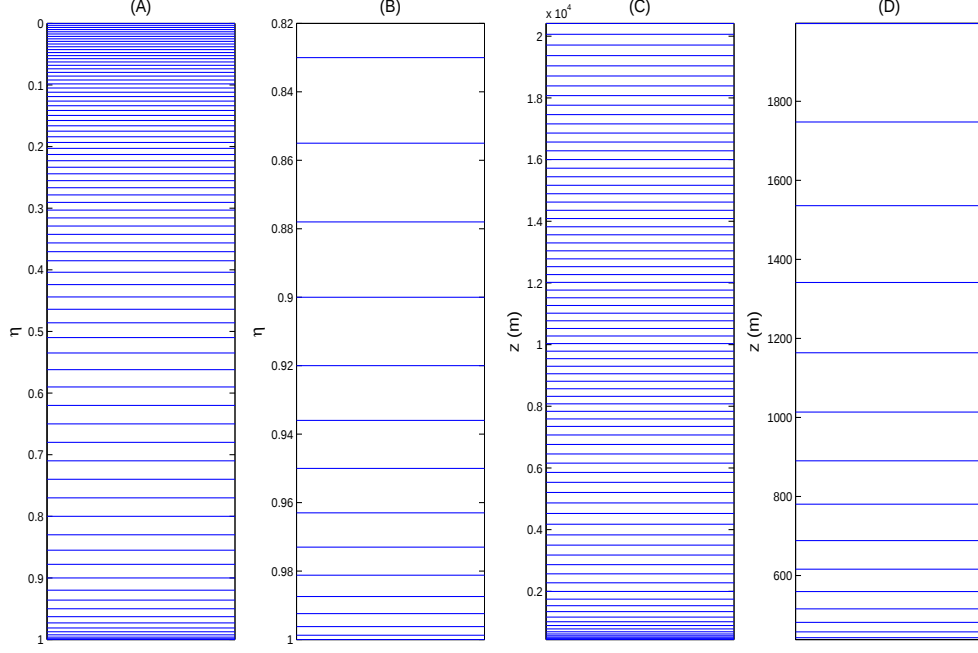
2.2 Dinamička jezgra

ARW čine ARW dinamička jezgra zajedno s ostalim komponentama WRF sustava. Jednadžbe koje rješava ARW potpuno su stlačive, u Eulerovom sustavu i nehidrostatičke. Skup jednadžbi konzervativan je za skalarne varijable. Jednadžbe u ARW dinamičkoj jezgri izražene su pomoću vertikalne η koordinate definirane kao:

$$\eta = \frac{p_h - p_{ht}}{\mu}, \quad \mu = p_{hs} - p_{ht} . \quad (26)$$

U prethodnoj jednadžbi, p_h je hidrostatička komponenta tlaka, p_{ht} je tlak na gornjoj granici modela, a p_{hs} je tlak na površini. Ovako formulirana vertikalna koordinata ima vrijednosti od 0 na vrhu modela do 1 na donjoj granici, te za razliku od vertikalnih koordinata geometrijske visine

i tlaka ne presijeca topografiju. Na Slici 4 prikazan je 81 konstantan η nivo, te geometrijske visine točaka iznad srednje razine mora između dva susjedna η nivoa. Geometrijske visine mijenjaju se ovisno o termodinamičkim vrijednostima u točki modela, no njihova promjena nije izražena kako se odvija simulacija. Na Slici 4 (C) i (D) prikazane su geometrijske visine nivoa za točku u sredini domene 438 m iznad srednje razine mora u prvom vremenskom koraku na domeni s korakom mreže 1 km.



Slika 4: Vertikalna η koordinata i geometrijska visina. (A) η vertikalni nivoi; (B) 15 najnižih η nivoa; (C) geometrijske visine pripadajućih slojeva; (D) 15 najnižih geometrijskih visina.

Horizontalna mreža je Arakawa C tip mreže. Za integraciju u vremenu model koristi Runge-Kutta metodu trećeg reda, a za prostornu diskretizaciju sheme od drugog do šestog reda točnosti. Sustav jednadžbi koji se rješava nakon diskretizacije u ARW jezgri čine jednadžbe gibanja:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + m_x \left[\frac{\partial(Uu)}{\partial x} + \frac{\partial(Vu)}{\partial y} \right] + \frac{\partial(\Omega u)}{\partial \eta} + \left(\mu_d \alpha \frac{\partial p'}{\partial x} + \mu_d \alpha' \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \right) \\ + \left(\frac{\alpha}{\alpha_d} \right) \left(\mu_d \frac{\partial \phi'}{\partial x} + \frac{\partial p'}{\partial \eta} \frac{\partial \phi}{\partial x} - \mu_d' \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) = F_U \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + m_x \left[\frac{\partial(Uv)}{\partial x} + \frac{\partial(Vv)}{\partial y} \right] + \left(\frac{m_y}{m_x} \right) \frac{\partial(\Omega v)}{\partial \eta} + \left(\mu_d \alpha \frac{\partial p'}{\partial y} + \mu_d \alpha' \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} \right) \\ + \left(\frac{\alpha}{\alpha_d} \right) \left(\mu_d \frac{\partial \phi'}{\partial y} + \frac{\partial p'}{\partial \eta} \frac{\partial \phi}{\partial y} - \mu_d' \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) = F_V \end{aligned} \quad (28)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \left(\frac{m_x m_y}{m_y} \right) \left[\frac{\partial(Uw)}{\partial x} + \frac{\partial(Vw)}{\partial y} \right] + \frac{\partial(\Omega w)}{\partial \eta}$$

$$-\frac{g}{m_y} \left(\frac{\alpha}{\alpha_d} \right) \left[\frac{\partial p'}{\partial \eta} - \bar{\mu}_d(q_v + q_c + q_r) \right] + \frac{g}{m_y} \mu'_d = F_W , \quad (29)$$

jednadžba sačuvanja mase:

$$\frac{\partial \mu'_d}{\partial t} + m_x m_y \left[\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} \right] + m_y \frac{\partial \Omega}{\partial \eta} = 0 , \quad (30)$$

jednadžba geopotencijala:

$$\frac{\partial \phi'}{\partial t} + \frac{1}{\mu_d} \left[m_x m_y \left(U \frac{\partial \phi}{\partial x} + V \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + m_y \Omega \frac{\partial \phi}{\partial \eta} - m_y g W \right] = 0 , \quad (31)$$

jednadžba sačuvanja energije:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + m_x m_y \left[\frac{\partial (U\theta)}{\partial x} + \frac{\partial (V\theta)}{\partial y} \right] + m_y \frac{\partial (\Omega\theta)}{\partial \eta} = F_\Theta , \quad (32)$$

jednadžba sačuvanja skalara:

$$\frac{\partial Q_m}{\partial t} + m_x m_y \left[\frac{\partial (Uq_m)}{\partial x} + \frac{\partial (Vq_m)}{\partial y} \right] + m_y \frac{\partial (\Omega q_m)}{\partial \eta} = F_{Q_m} , \quad (33)$$

te jednadžba stanja:

$$p = p_0 \left(\frac{R_d \theta_m}{p_0 \alpha_d} \right)^\gamma . \quad (34)$$

U ovim jednadžbama μ_d predstavlja masu suhog zraka po jedinici površine u stupcu atmosfere pomnoženu s ubrzanjem sile teže g , te vrijedi $\mu_d = \bar{\mu}_d(x, y) + \mu'_d$, gdje crta označava referentno stanje, a apostrof perturbaciju od referentnog stanja. Referentno stanje u pojedinoj točki ovisi o visini topografije u toj točki mreže, te o referentnom tlaku p_0 (obično 10^5 hPa) i referentnoj temperaturi T_0 (obično između 270 i 300 K); u , v i w su komponente vektora brzine vjetera $\vec{v}$; m_x i m_y su faktori skale mape i definirani su kao omjer udaljenosti u računskom prostoru i odgovarajuće udaljenosti na površini Zemlje; U , V i W su komponente brzine u formi toka s uključenim faktorom skale mape $\vec{V} = (U, V, W) = (\mu_d u / m_y, \mu_d v / m_x, \mu_d w / m_y)$; definira se vremenska derivacija vertikalne koordinate u formi toka $\Omega = \mu_d \dot{\eta} / m_y$; R_v je specifična plinska konstanta za vodenu paru, R_d je specifična plinska konstanta za suhi zrak; $\gamma = c_p / c_v = 1.4$ je omjer topliskih kapaciteta pri stalnom tlaku i stalnom volumenu za suhi zrak; θ je potencijalna temperatura, a $\theta_m = \theta[1 + (R_v / R_d)q_v]$; $\Theta = \mu\theta$ je potencijalna temperatura u formi toka; $\phi = gz$ je geopotencijal, te vrijedi $\phi = \bar{\phi}(\bar{z}) + \phi'$; p je ukupan tlak zraka (vodena para i suhi zrak), te vrijedi $p = \bar{p}(\bar{z}) + p'$; α_d je inverzna gustoća, tj. specifični volumen suhog zraka $1/\rho_d$, a α je inverzna gustoća čitave česti $\alpha = \alpha_d(1 + q_v + q_c + q_r + q_i + \dots)^{-1}$ gdje su q_* redom omjeri miješanja vodene pare, vode u oblacima, kiše, leda itd., te vrijedi $\alpha = \bar{\alpha}(\bar{z}) + \alpha'$; definira se $Q_m = \mu_d q_m$ gdje je $q_m = q_v, q_c, q_i$, itd. U F_U , F_V , F_W , F_Θ i F_{Q_m} u jednadžbama (27), (28), (29), (32) i (33) sadržane su komponente

Coriolisove sile, članovi zbog zakrivljenosti Zemljine površine, te članovi koji uključuju miješanje i parametriziranu fiziku.

ARW dinamička jezgra koristi dijeljenje vremenskog koraka (eng. *time-splitting*) pri integriranju. Spori ili niskofrekventni meteorološki značajni modovi integriraju se koristeći Runge-Kutta shemu trećeg reda (u nastavku RK3), dok se visokofrekventni akustički modovi integriraju preko kraćeg vremenskog koraka kako bi se osigurala numerička stabilnost. Za prognostičke varijable $\Phi = (U, V, W, \Theta, \phi', \mu', Q_m)$ i jednadžbe modela $\Phi_t = R(\Phi)$, RK3 integracija sadrži sljedeća tri koraka kako bi se iz $\Phi(t)$ došlo do $\Phi(t + \Delta t)$

$$\Phi^* = \Phi^t + \frac{\Delta t}{3} R(\Phi^t) \quad (35)$$

$$\Phi^{**} = \Phi^t + \frac{\Delta t}{2} R(\Phi^*) \quad (36)$$

$$\Phi^{t+\Delta t} = \Phi^t + \Delta t R(\Phi^{**}) , \quad (37)$$

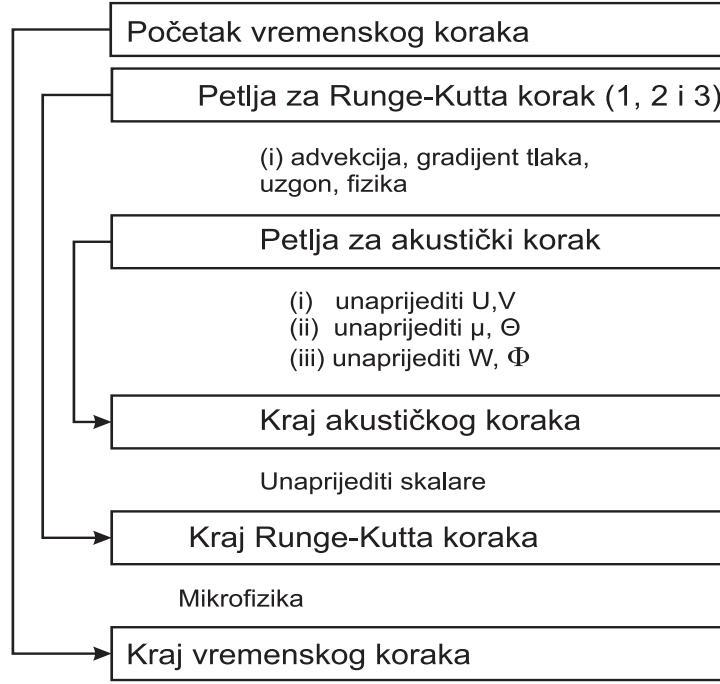
gdje je Δt vremenski korak za niskofrekventne modove. Visokofrekventni, ali meteorološki nebitni akustički modovi snažno ograničavaju vremenski korak Δt u integraciji. Jedan pristup za rješavanje ovog problema je da se u vodećim jednadžbama prije diskretizacije uvedu pretpostavke koje će filtrirati akustičke valove. Drugi pristup je zadržavanje vodećih jednadžbi, te se numeričkim metodama pokušava ostvariti kontrola nad visokofrekventnim modovima, npr. dijeljenjem vremenskog koraka. U ovom pristupu problem se dijeli u međukorake, te se koristi kraći vremenski korak za integriranje članova koji vode procese povezane s visokofrekventnim modovima. Kako bi se dobile jednadžbe perturbacija u RK3 *time-splitting* akustičkoj integraciji, definiraju se varijable u kraćem vremenskom koraku koje su devijacije od posljednjeg RK3 rješenja (označenog s t^* koji predstavlja Φ^t , Φ^* ili Φ^{**})

$$\Phi'' = \Phi - \Phi^{t^*} . \quad (38)$$

Uvodeći ovakvu zamjenu u jednadžbe od (27) do (34), dobiva se akustički *time-splitting* sustav jednadžbi. Na Slici 5 prikazana je skica vremenskog integriranja. Svaki se vremenski korak sastoji od tri međukoraka RK3 integracije, a unutar svakog međukoraka RK3 integracije obavlja se integriranje akustičkog sustava jednadžbi na kraćem vremenskom intervalu.

2.3 Eksplicitna difuzija

Za bilo koju varijablu u modelu prostorni filter drugog reda na η plohama dodaje se kao član na desnoj strani vodećih jednadžbi. Razlog korištenja prostornih filtera je ograničavanje utjecaja valova najmanjih valnih duljina u modelu koji su meteorološki manje bitni, no mogu jako utjecati na kvalitetu numeričkog rješenja. Druge dvije mogućnosti na raspolaganju su filter šestog reda na η plohama i filter drugog reda na plohama određenim geometrijskom visinom. Za proizvoljnu



Slika 5: Skica integriranja.

varijablu a možemo u kontinuiranoj verziji napisati sljedeće:

$$\frac{\partial \mu_d a}{\partial t} = \dots + \mu_d \left[m_x \frac{\partial}{\partial x} \left(m_x K_h \frac{\partial a}{\partial x} \right) + m_y \frac{\partial}{\partial y} \left(m_y K_h \frac{\partial a}{\partial y} \right) \right] + \frac{g^2}{\mu_d \alpha} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{K_v}{\alpha} \frac{\partial a}{\partial \eta} \right). \quad (39)$$

Koeficijente turbulentne viskoznosti u horizontalnoj ravnini K_h moguće je u modelu dobiti na četiri načina. Odabran je pristup u kojem se K_h dobiva iz horizontalne deformacije koristeći Smagorinsky zatvaranje prvog reda:

$$K_h = C_s^2 l^2 \left[0.25 (D_{11} - D_{22})^2 + \overline{D_{12}^2}^{xy} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (40)$$

gdje su D_{11} , D_{22} i D_{12} elementi tenzora deformacije vjetra, $l = (\Delta x \Delta y)^{1/2}$ je skala duljine, a C_s konstanta tipične vrijednosti $C_s = 0.25$. Ovakav pristup često se koristi zajedno sa shemom za planetarni granični sloj koja neovisno obavlja vertikalno turbulentno miješanje. Tri člana tenzora deformacije u kontinuiranom obliku glase:

$$D_{11} = 2m_x m_y \left[\frac{\partial m_y^{-1} u}{\partial x} - z_x \frac{\partial m_y^{-1} u}{\partial z} \right] \quad (41)$$

$$D_{22} = 2m_x m_y \left[\frac{\partial m_x^{-1} v}{\partial y} - z_y \frac{\partial m_x^{-1} v}{\partial z} \right] \quad (42)$$

$$D_{12} = m_x m_y \left[\frac{\partial m_y^{-1} u}{\partial y} - z_y \frac{\partial m_y^{-1} u}{\partial z} + \frac{\partial m_x^{-1} v}{\partial x} - z_x \frac{\partial m_x^{-1} v}{\partial z} \right]. \quad (43)$$

U prethodnom izrazu sve su veličine ranije definirane osim $z_x = \delta_x \phi / g$ i $z_y = \delta_y \phi / g$ gdje su δ_x i δ_y diskretni operatori definirani kao $\delta_x a = \Delta x^{-1}(a_{i+1/2} - a_{i-1/2})$.

2.4 Implicitna difuzija

U ARW-u za količinu gibanja, skalare i geopotencijal na raspolaganju su diskretizacije divergencije toka od drugog do šestog reda točnosti. Za skalar q divergencija toka opisana je sljedećim izrazom u diskretnom obliku:

$$R_{q_{adv}}^{t*} = -m_x m_y [\delta_x (U \bar{q}^{x_{adv}}) + \delta_y (V \bar{q}^{y_{adv}})] - m_y \delta_\eta (\Omega \bar{q}^{\eta_{adv}}), \quad (44)$$

gdje je

$$\delta_x (U \bar{q}^{x_{adv}}) = \frac{1}{\Delta x} [(U \bar{q}^{x_{adv}})_{i+1/2} - (U \bar{q}^{x_{adv}})_{i-1/2}]. \quad (45)$$

Različiti redovi advekcije sheme odgovaraju različitim definicijama operatora $\bar{q}^{x_{adv}}$. Razlikuju se parni redovi operatora (2, 4 i 6) i neparni redovi operatora (3 i 5). Tako npr. operator reda 4 ima oblik:

$$(\bar{q}^{x_{adv}})_{i-1/2} = \frac{7}{12} (q_i + q_{i-1}) - \frac{1}{12} (q_{i+1} + q_{i-2}), \quad (46)$$

a operator reda 3:

$$(\bar{q}^{x_{adv}})_{i-1/2} = (\bar{q}^{x_{adv}})_{i-1/2}^{\text{reda 4}} + \text{sign}(U) \frac{1}{12} [(q_{i+1} - q_{i-2}) - 3(q_i - q_{i-1})]. \quad (47)$$

Kod advekcijских operatora parnih redova točnosti ne postoji implicitna numerička difuzija kako smo pokazali u Uvodu. Prostorna diskretizacija kod shema advekcije neparnih redova točnosti čini ovakve sheme implicitno difuzivnom.

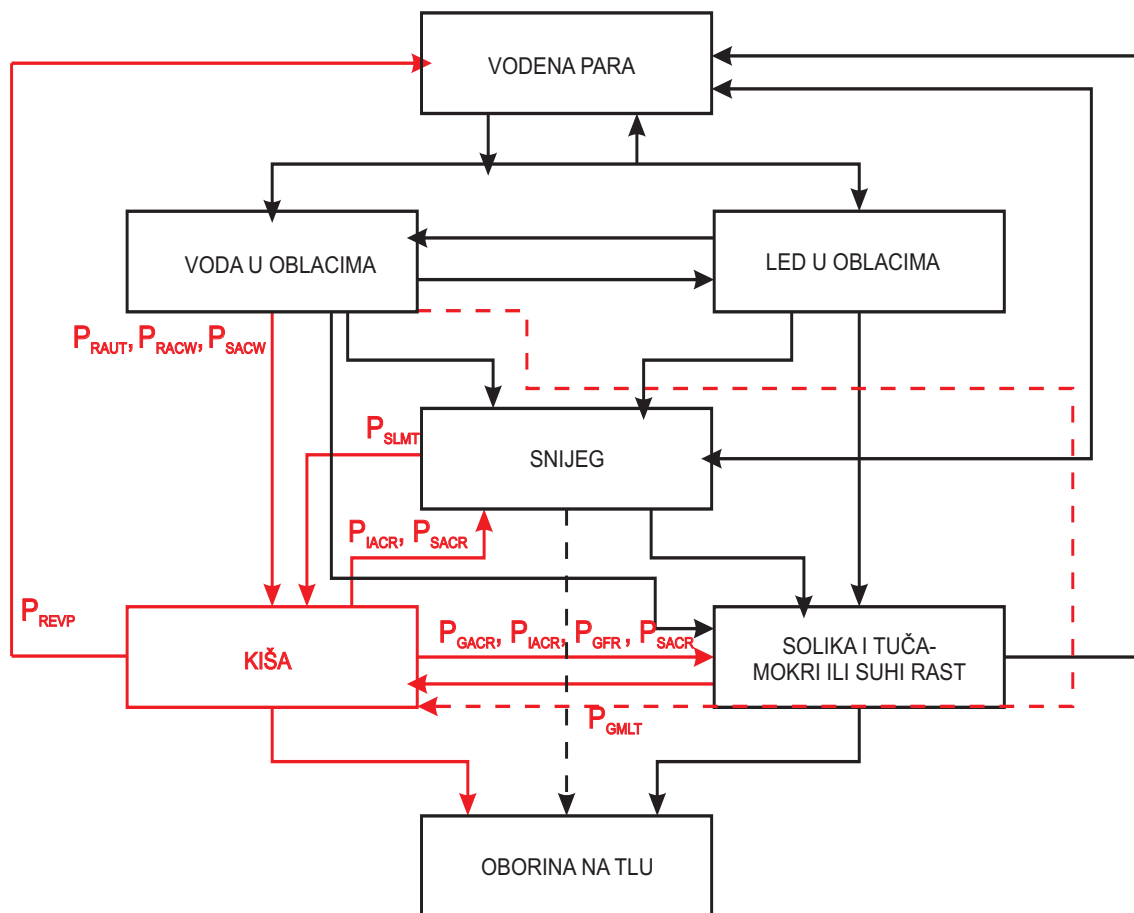
U nastavku će se koristiti tri naziva za različite kombinacije eksplicitne i implicitne difuzije: (1) puna difuzija uključuje eksplicitnu i implicitnu difuziju; (2) u simulacijama bez difuzije bit će ugašena eksplicitna difuzija, te će se koristiti sheme parnog reda; (3) reducirana difuzija uključuje samo eksplicitnu difuziju, a sheme za prostornu derivaciju su parnog reda. Razlog zbog kojeg ćemo ispitati utjecaj različitih pristupa difuziji je u tome što očekujemo povećanje varijabilnosti strujanja pri smanjivanju difuzije. Za regionalne numeričke modele je u npr. Žagar i dr. (2006) pokazano kako podcjenjuju mezoskalna gibanja u stabilnom graničnom sloju.

2.5 Parametrizacije u modelu

Parametrizacije su fizikalne i matematičke aproksimacije procesa manjih prostornih skala nego što je rezolucija modela.

2.5.1 Mikrofizika

Eksplisitne sheme za mikrofiziku su sheme koje se koriste za parametriziranje različitih oblika vode (vodena para, voda u oblacima, led u oblacima, kiša, snijeg, tuča) u točkama mreže u numeričkim modelima. Neke sheme uključuju sve navedene oblike, dok druge zanemaruju neke od oblika. Većina shema su eng. *bulk* sheme, što znači da je raspodjela dimenzija čestica pretpostavljena, te da se koriste krajnje brzine (maksimalne brzine koje objekti mogu postići pri slobodnom padu) dobivene kao otežani srednjak. U trećoj verziji WRF-a dostupno je sedam različitih shema za mikrofiziku. Većina shema na raspolaganju su sheme *jednostrukog momenta*, tj. samo je ukupni omjer miješanja prognostička varijabla. Sheme *dvostrukog momenta*, koje predviđaju brojčanu koncentraciju, te sheme *trostrukog momenta*, koje predviđaju srednji promjer čestica, postaju sve važnije.



Slika 6: Purdue Lineova shema mikrofizike. Pravokutnicima su označeni oblici vode koje su uključeni u shemu, a strelicama smjer prijelaza i reakcija. Crvenim linijama su označeni procesi u kojima sudjeluje kiša. U tekstu su opisane označene pretvorbe.

U simulacijama u ovom radu prvenstveno je korištena Purdue Lin shema koja uključuje ranijih šest spomenutih oblika vode u atmosferi, te procese u ledenoj i miješanoj fazi. Shema je preuzeta iz Purduevog modela oblaka (Chen i Sun, 2002). U svakoj točki mreže predviđaju se omjeri miješanja

na temelju advekcije, produkcije i obaranja. Na Slici 6 prikazan je osnovni princip sheme (Lin i dr., 1983), te su za primjer posebno označeni procesi u kojima sudjeluje kiša. Za označene procese vrijedi sljedeći opis pretvorbi: P_{REVP} je isparavanje kiše, P_{RAUT} je autokonverzija (sudari i sraščivanje) vode u oblacima u kišu, P_{RACW} je priraščivanje (eng. *accretion*) vode u oblacima u kišu, P_{SACW} je priraščivanje vode u oblacima u snijeg (proizvodi snijeg ukoliko je $T < T_0$, ili kišu, ukoliko je $T \geq T_0$, gdje T temperatura u oblaku, a T_0 temperatura na kojoj se događa taljenje), P_{SLMT} je taljenje snijega i nastanak kiše pri $T \geq T_0$, P_{IACR} je priraščivanje kiše s ledom u oblacima koje proizvodi snijeg ili soliku ovisno o količini kiše, P_{SACR} je priraščivanje kiše u snijeg, P_{GACR} priraščivanje vode u soliku, P_{GFR} uvažava vjerojatnost smrzavanja vode u soliku, a P_{GMLT} je taljenje solike i nastanak kiše. Priraščivanje je rast manjih ledenih čestica u oblaku tako da se na njima smrzavaju prehladne kapljice koje su ih dotaknule (npr. Gelo i dr., 2005). Za simulacije u kojima se koristi Purdue-Linova shema odabire se vrijednost odgovarajućeg parametra $mp_physics=2$, a za simulacije bez parametrizirane mikrofizike $mp_physics=0$.

2.5.2 Gušenje težinskih valova pri vrhu domene

Na raspolaganju su tri formulacije za gušenje vertikalno propagirajućih težinskih valova kako bi se spriječila nefizikalna refleksija na gornjoj granici domene. U simulacijama su korištene formulacije apsorbirajućeg sloja preko prostornog filtera i implicitno Rayleighjevo gušenje vertikalne brzine. U formulaciji s apsorbirajućim slojem i prostornim filterom povećavaju se horizontalni i vertikalni koeficijenti turbulentne viskoznosti sljedećim izrazima

$$K_{dh} = \frac{\Delta x^2}{\Delta t} \gamma_g \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{z_{top} - z}{z_d}\right), \quad (48)$$

$$K_{dv} = \frac{\Delta z^2}{\Delta t} \gamma_g \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{z_{top} - z}{z_d}\right), \quad (49)$$

gdje je γ_g koeficijent gušenja, z_{top} visina vrha modela za pojedini stupac u mreži, z_d je debljina sloja u kojem se obavlja gušenje, a K_{dh} i K_{dv} su horizontalni i vertikalni koeficijenti turbulentne viskoznosti. U simulacijama je odabrano $\gamma_g = 0.03$ i $z_d = 3000$ m. Ako se istovremeno koriste drugi prostorni filteri s pripadnim koeficijentima viskoznosti (definirani npr. kao u jednadžbi (40)), za koeficijente turbulentne viskoznosti uzima se veći po iznosu. Utjecaj ovakvog filtera na težinske valove analiziran je u Klemp i Lilly (1978). Odabire se $damp_opt=1$ u postavkama modela kako bi se koristila ova formulacija.

Implicitno Rayleighjevo gušenje (Klemp i dr., 2008) obavlja se u koraku (iii) na Slici 5. Ovakav pristup pokazao se robusniji od uvođenja apsorbirajućeg sloja i prikladniji za realne simulacije. Prije nego što se dobije nova vrijednost geopotencijala ϕ u akustičkom koraku, uvodi se korekcija na vertikalnu brzinu W

$$W_{novi}^{\prime\prime\tau+\Delta\tau} = W_{stari}^{\prime\prime\tau+\Delta\tau} - \tau(z) \Delta\tau W_{stari}^{\prime\prime\tau+\Delta\tau}. \quad (50)$$

Veličina $\tau(z)$ je zadana za $z \geq z_{top} - z_d$ kao

$$\tau(z) = \gamma_r \sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{z_{top} - z}{z_d} \right) \right] , \quad (51)$$

a inače $\tau(z) = 0$. Parametar γ_r je koeficijent gušenja, a $\Delta\tau$ akustički vremenski korak. U simulacijama je odabrano $\gamma_r = 0.2 \text{ s}^{-1}$, $z_d = 5000 \text{ m}$, Odabire se `damp_opt=3` u postavkama modela kako bi se koristila ovakva formulacija gušenja.

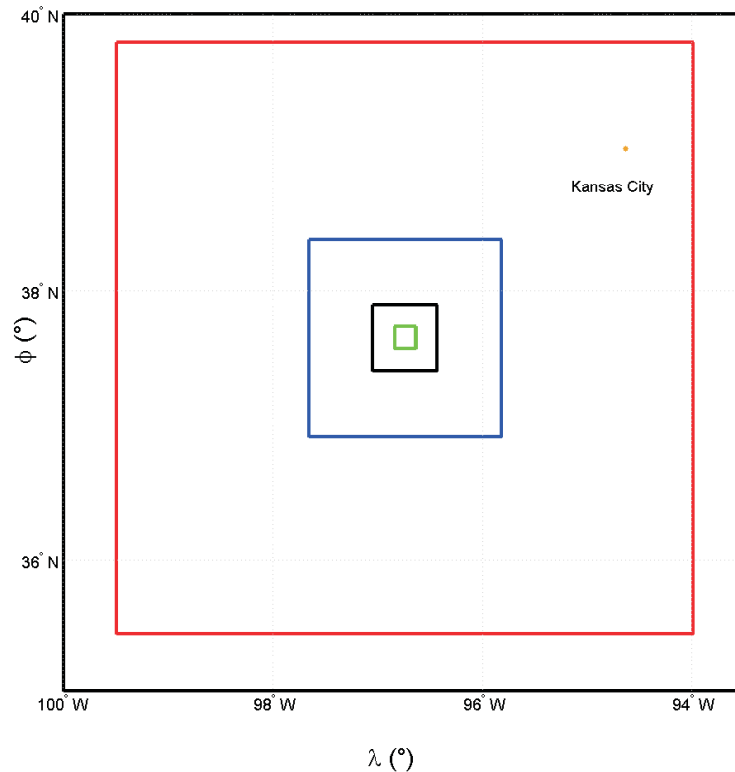
2.5.3 Ostale parametrizacije

Kumulusna naoblaka nije parametrizirana u simulacijama. Za planetarni granični sloj odabrana je Mellor-Yamada-Janjić shema. Ovom shemom parametrizira se turbulencija u planetarnom graničnom sloju i slobodnoj atmosferi. Odabrana je Eta shema prizemnog sloja koja se temelji na Monin-Obukhovoju teoriji sličnosti. Teorija sličnosti je empirička metoda potrage za vezama između bezdimenzionalnih varijabli dobivenih koristeći odgovarajuće faktore skaliranja. Ovakve metode pokazale su se korisne u planetarnom graničnom sloju gdje zbog kompleksnosti turbulentnih procesa nije izvedivo dobiti izravna rješenja egzaktnih jednadžbi (npr. Stull, 1988). Modeli tla i površine pružaju donje rubne uvjete za vertikalni transport u shemama za planetarni granični sloj ili za sheme za vertikalnu difuziju kada je shema za planetarni granični sloj isključena. Odabran je petoslojni model termalne difuzije za tlo ranije korišten u modelu MM5. Slojevi su redom debljine 1, 2, 4, 8 i 16 cm, a temperatura ispod zadnjeg sloja je konstantna. Moguće je imati sniježni pokrivač, ali konstantan u vremenu, dok se utjecaji vegetacije izravno ne uvažavaju. Za dugovalno zračenje odabrana je RRTM shema (Rapid Radiative Transfer Model) preuzeta iz modela MM5. Ova shema koristi tabelirane vrijednosti za točno uvažavanje dugovalnih procesa zbog vodene pare, ozona, CO₂ i plinova trasera, te oblaka. Za kratkovalno zračenje odabrana je Dudhia shema koja je također preuzeta iz modela MM5. Svojstveno joj je jednostavno integriranje dolaznog sunčevnog zračenja i uvažavanje raspršenja u čistoj atmosferi, apsorpcija na molekulama vodene pare te apsorpcija i albedo na oblacima. Postoji također mogućnost uvažavanja utjecaja nagiba topografije i efekata zasjenjenja na dolazno sunčevno zračenje na površinu, no ona nije korištena u simulacijama.

3 Metoda

3.1 Opis simulacija

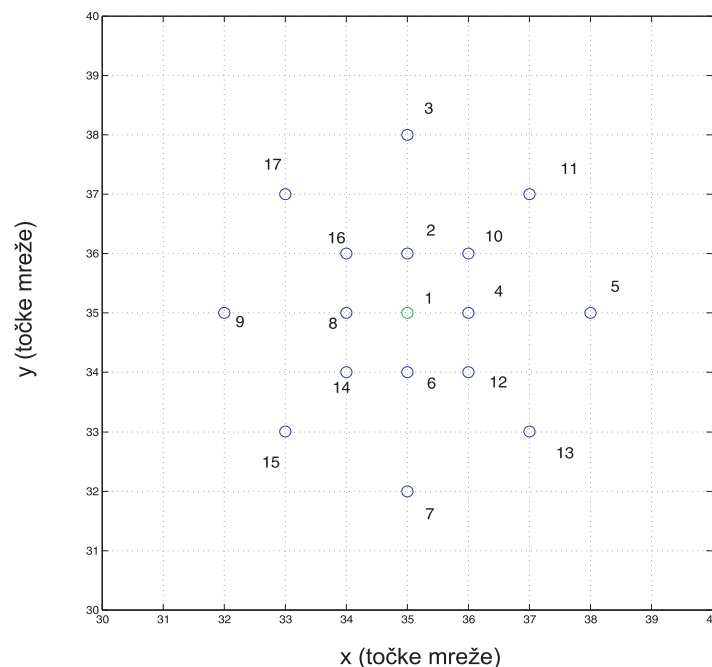
Rezultati simulacija uspoređuju se s mjerenjima iz projekta Cooperative Atmosphere-Surface Exchange Study - 1999 (CASES-99) koji se odvijao na travnatim površinama u ruralnom Kansasu u SAD-u tijekom listopada 1999. godine (Poulos i dr., 2002). Iz operativne baze ECMWF-a (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts) koriste se podaci za početne i rubne uvjete za simulacije s horizontalnim korakom mreže 9 km, te za kasniju usporedbu polja visine geopotencijala i horizontalnog vjetera na izobarnim plohama. Domene se sastoje od 70×70 točaka u horizontali i 81 vertikalnog η nivoa. Udaljenost između susjednih točaka u horizontali smanjuje se za jednu trećinu od 9 km za najveću domenu do 0.333 km za najmanju domenu, dok su vertikalni nivoi identični u svim simulacijama. Skica rasporeda domena prikazana je na Slici 7. Simulacije će se odvijati za vremenski interval od 18. 10. 1999. u 12 UTC do 19. 10. 1999. u 18 UTC, osim za simulaciju na domeni 0.333 km, gdje je vrijeme simulacije od 19. 10. 1999. u 00 UTC do 19. 10. 1999. u 12 UTC. Odabrani vremenski interval odgovara jednom od stabilnih termina predstavljenih u Vickers i dr. (2008). Lokalno vrijeme dobiva se oduzimanjem 6 h od vremena po UTC-u.



Slika 7: Domene: crveno $\Delta x = 9$ km, plavo $\Delta x = 3$ km, crno $\Delta x = 1$ km i zeleno $\Delta x = 0.333$ km. Karta je u Mercatorovoj projekciji.

U početnoj je simulaciji razmak između dvije susjedne točke 9 km u domeni roditelj, te razmak od 3 km u domeni dijete. Ovo je jedina simulacija u kojoj je manja domena jednosmjerno ugniježđena u većoj na način da dobiva rubne uvjete u svakom vremenskom koraku. U ostalim simulacijama, manja domena dobiva rubne uvjete od veće svakih 1 h. Vremenski korak je na domeni roditelj 36 s, a na domeni dijete 12 s. Izlazi 2D i 3D meteoroloških polja spremaju se za svakih 60 minuta i oni će biti izvor za početne i rubne uvjete na domeni 1 km.

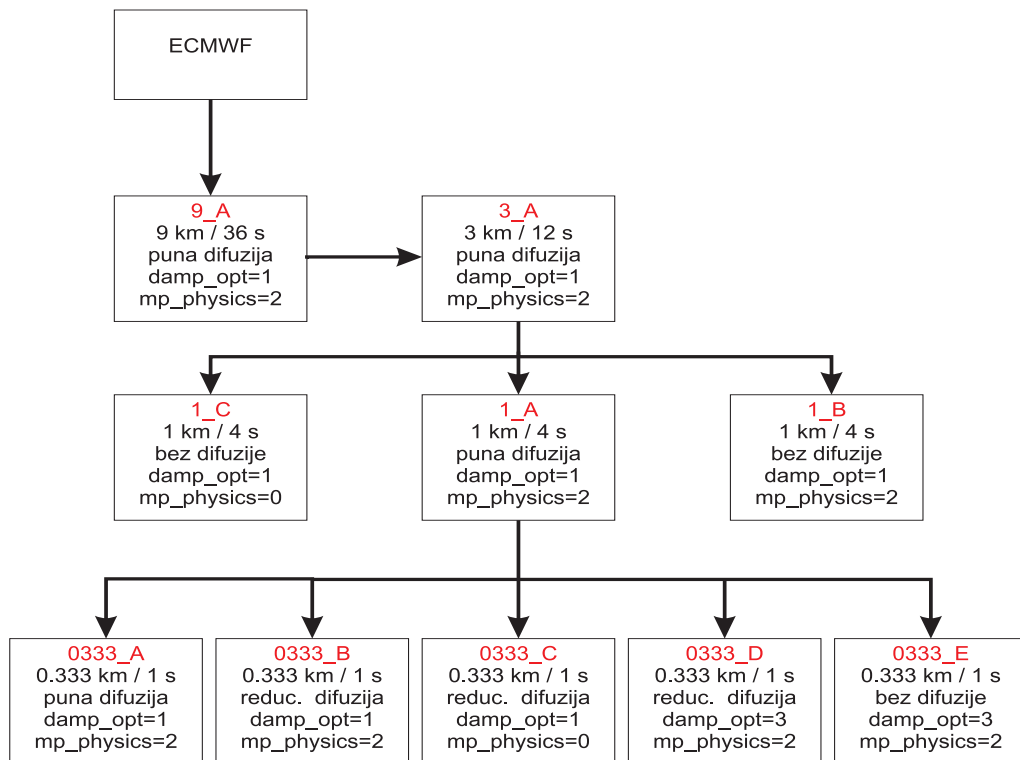
Na domeni 1 km odvijaju se tri simulacije. Razlikuju se po tome što je u jednoj simulaciji horizontalna difuzija uključena eksplicitno, a u druge dvije simulacije je isključena eksplicitna i implicitna difuzija. Razlika između druge i treće je u parametrizaciji mikrofizike. Postavka za mikrofiziku promijenjena je iz `mp_physics=2` u `mp_physics=0`. Na ovaj je način ugašena cijela mikrofizika u modelu, te će se provjeriti koje su posljedice ovakve promjene. Početni uvjeti, te rubni uvjeti svakih 1 h, dobiveni su iz prethodne simulacije na 9 i 3 km. U sve tri simulacije na 1 km postoji izvor ugljikovog monoksida CO u središtu domene na prvom računskom nivou, te izvori sumporovog (IV) oksida SO₂ u svim točkama domene na prvom računskom nivou. Iako su postavkama programa odabrani plinovi CO i SO₂, sam odabir nije bitan s obzirom da plinovi ne sudjeluju u kemijskim reakcijama, ne dolazi do depozicija te međudjelovanja sa zračenjem. Vremenski korak jednak je u meteorološkom i kemijskom dijelu modela, te iznosi 4 s. Emisije pasivnih trasera ulaze u domenu u 6 UTC 19. 10. 1999. i drže se konstantnim do kraja simulacije. Izlazi 2D i 3D meteoroloških i kemijskih polja spremaju se svakih 6 minuta simulacije.



Slika 8: Mreža točaka za koju se ispisuje vremenski niz koncentracija CO i SO₂, te vremenski nizovi odabranih meteoroloških varijabli. Točka 1 je u središtu domene i u njoj je definiran izvor CO. Mreža je definirana točkama od 1 do 70 u x i y smjeru.

U točkama prikazanima na Slici 8 ispisuju se vremenski nizovi za određene meteorološke varijable nakon svakog računskog koraka. Tako npr. nastaje vremenski niz temperature zraka i omjera miješanja vodene pare na 2 m i vremenski niz komponenti vjetra na 10 m. Sve označene točke nalaze se na prvom η nivou.

Na domeni 0.333 km izvedeno je pet simulacija. Svih pet simulacija dobivaju početne i rubne uvjete s domene na 1 km s punom difuzijom i postavkom `mp_physics=2`. Razlika od prethodnih simulacija je u trajanju, koje je u ovom slučaju od 0 UTC 19. 10. 1999. do 12 UTC istog dana. Simulacije na 0.333 km međusobno se razlikuju u parametrizacijama mikrofizike i formulaciji gušenja valova u gornjem dijelu domene. Smanjivanjem vremenskog intervala ostvareno je stvarno trajanje simulacije na računalima od oko 72 h. S obzirom da se izvori trasera uključuju u 6 UTC, tj. 6 h nakon početka simulacije, smatra se da promjena u trajanju simulacije ne utječe na glavne rezultate. Na Slici 9 skiciran je odnos između svih navedenih simulacija. Posebno su označeni nazivi simulacija koji će se koristiti u nastavku.



Slika 9: Odnos simulacija. Svaki pravokutnik predstavlja određenu simulaciju, a strelice između pravokutnika pokazuju odakle dolaze rubni i početni uvjeti. Crveno je označen naziv pojedine simulacije. Postavka `damp_opt=1` uključuje debljinu sloja u kojem se gušenje obavlja $z_d = 3000$ m i koeficijent gušenja $\gamma_g = 0.03$. Postavka `damp_opt=3` uključuje $z_d = 5000$ m i $\gamma_r = 0.2 \text{ s}^{-1}$.

3.2 Promjene u potprogramima

U mapi /WRFV3/chem/ učinjene su promjene u potprogramima `module_input_chem_data.F`, `convert_emiss.F` i `emissions_driver.F` kako bismo ih prilagodili potrebama.

Potprogram `convert_emiss.F` kao ulaz uzima vanjsku datoteku sa zadanim emisijama i transformira je u WRF-u prilagođen oblik. Učinjene promjene zaobilaze glavnu namjenu ovog programskog dijela, te izravno u datoteke namijenjene WRF-u u središte domene postavljaju izvor CO na prvom η nivou u iznosu od $0.01 \text{ mol km}^{-2} \text{ h}^{-1}$. Na domeni 1 km simulira se stanje atmosfere od 18. 10. 1999. u 12 UTC do 19. 10. 1999. u 18 UTC, a na domeni 0.333 km od 19. 10. 1999. u 0 UTC do 12 UTC istog dana. Radi usporedbe, konstantan se izvor uključuje na obje domene 19. 10. u 6 UTC, te je potrebno uključiti izvor u različitim trenucima nakon početka simulacije. Slično je učinjeno za SO_2 , no s razlikom što u ovom slučaju postoji emisija u svakoj točki domene na prvom η nivou.

U potprogramu `emissions_driver.F` učinjene su promjene s dvije namjene. Prva promjena sastojala se u dodavanju dijela koji zapisuje vrijednosti koncentracija CO i SO_2 s prvog računskog nivoa i točaka prikazanih na Slici 8 u ulaznu datoteku za simulaciju. Izrada ovakve ulazne datoteke pripada u pripremnu fazu prije pokretanja simulacije. S obzirom da se navedene vrijednosti zapisuju nakon svakog vremenskog koraka, na raspolaganju su nam detaljni vremenski nizovi. Bez obzira na ovaj potprogram, nakon svakih 6 min (na domeni 1 km), odnosno 3 min (na domeni 0.333 km) zapisuje se čitavo 3D polje koncentracija CO i SO_2 u jedinicama ppmv. Za traser CO, uz gore navedeno, dodan je ispis na drugom računskom nivou nakon svakog vremenskog koraka.

Druga promjena u potprogramu `emissions_driver.F` povezana je s pretvorbom dimenzija koncentracija. Ranije u ovom poglavlju spomenuto je kako WRF-Chem kao ulazne podatke uzima emisije u mjernim jedinicama $\text{mol km}^{-2} \text{ h}^{-1}$. Konverzija vrijednosti iz $\text{mol km}^{-2} \text{ h}^{-1}$ u ppm obavlja se množenjem ulaznih podataka (u našem slučaju $0.01 \text{ mol km}^{-2} \text{ h}^{-1}$ za izvor u središtu domene) veličinom *conv* koja ima oblik:

$$conv = 4.828 \times 10^{-4} \times \frac{dtstep}{rho_phy(i, k, j) \times dz8w(i, k, j) \times 60} . \quad (52)$$

U prethodnom izrazu $rho_phy(i, k, j)$ je gustoća zraka u kg m^{-3} , $dtstep$ je vremenski korak u minutama, $dz8w(i, k, j)$ u metrima je vertikalna udaljenost između dvije računske točke u sloju u kojem se događa emisija. Ovakva fizikalno ispravna pretvorba zamijenjena je umnoškom s veličinom $dtstep/60$. Prvotna namjera bila je postavljanje takvog izvora koji će u svakom trenutku ispuštati jednaku količinu (masenu ili brojčanu) trasera, no trenutno nije jasno kako to učinkovito ostvariti. Opisana promjena člana za pretvorbu u osnovi postavlja takav izvor koji u svakom trenutku ispušta onoliko trasera koliko je potrebno za uvijek jednaku volumnu koncentraciju.

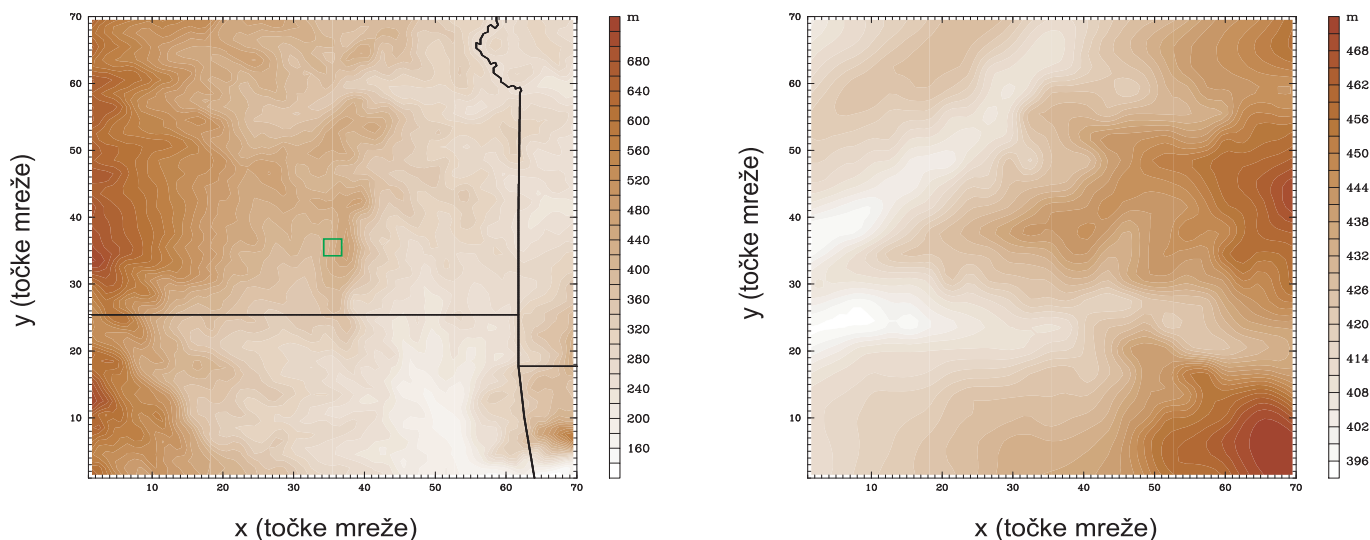
Takva promjena u programskom kodu ne utječe bitno na zaključke vezane za ponašanje polja koncentracija traseru s obzirom da je pažnja dana na advekciju i prostornu raspodjelu traseru, a ne na apsolutne vrijednosti.

U potprogramu `module_input_chem_data.F` napravljene su promjene vezane za definiranje pozadinskih koncentracija u atmosferi. Naime, uz ulazne podatke koji mogu biti antropogene i biološke emisije, za neke od plinova zadano je pozadinsko stanje. Tako je za CO zadana volumna koncentracija 70 ppbv na vrhu troposfere, te 80 ppbv kroz troposferu. Obje su vrijednosti postavljene na 0 ppmv. Pozadinska volumna koncentracija SO₂ također je stavljena na 0 ppmv. Osim gore opisanog, zadane su stalne vrijednosti koncentracije u rubnim točkama, te su i ove vrijednosti za oba plina postavljene na 0 ppmv.

U mapi `/WRFV3/Registry/` u datoteci `Registry.EM_CHEM` učinjene su promjene vezane za odabir varijabli koje želimo zapisivati u izlaznim datotekama. Varijable koje nisu ključne za analizu stoga su izdvojene iz zapisa, čime je bitno smanjena veličina izlaznih datoteka.

3.3 Topografija

Na Slici 10 prikazana je topografija na domeni 9 km i 0.333 km. Prostorna rezolucija topografskih podataka na 9 km je 2 lučne minute, dok je na svim ostalim uključujući 0.333 km rezolucija 30 lučne sekunde.



Slika 10: Topografija na domeni 9 km (lijevo) i domeni 0.333 km (desno). Zelenim kvadratom na domeni s korakom mreže 9 km označena je domena s korakom mreže 0.333 km.

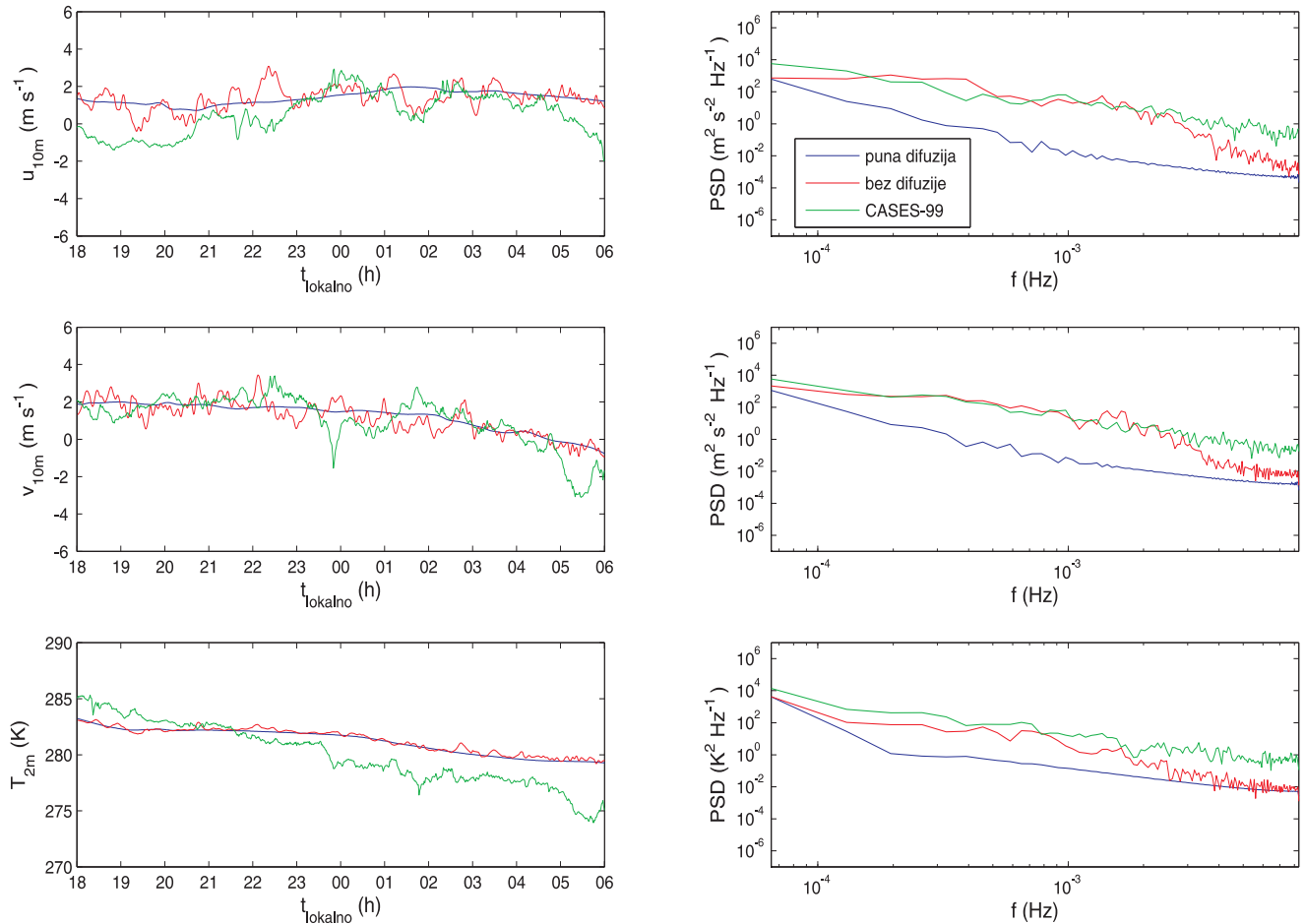
4 Rezultati i rasprava

4.1 Vremenski nizovi meteoroloških parametara u modelu i mjerenjima

Predstavit će se vremenski nizovi simulacija u središtu domene te mjerenja. Središte domene odabrano je zbog postojanja mjerenja na glavnom tornju u projektu CASES-99 na odgovarajućim koordinatama. Među ostalim, u istom projektu rađeni su vertikalni profili sodarom i meteorološkim sondama na udaljenosti bliskoj glavnom tornju.

4.1.1 Brzina i temperatura na domeni 1 km

Na Slici 11 prikazani su vremenski nizovi i spektri gustoće snage za komponente vjetra na 10 m i temperaturu zraka na 2 m na domeni 1 km.



Slika 11: Simulacije na 1 km i mjerenja na glavnom tornju u projektu CASES-99. Na lijevoj strani nalaze se vremenski nizovi u komponente vjetra na 10 m gore, v komponente vjetra na 10 m u sredini i apsolutne temperature zraka T na 2 m dolje. Na desnoj strani prikazan je spektar istih veličina. Plavim linijama prikazane su vrijednosti za simulaciju s punom difuzijom (1_A), crvenim linijama za simulaciju bez difuzije (1_B) te zelenim linijama vrijednosti za mjerenja. Vrijeme je prikazano u lokalnom sustavu.

Cilj je izračuna spektara opisati ovisnost snage sadržane u promatranim vremenskim nizovima o frekvenciji, a sličnost između spektara modela i mjerenja ukazivala bi na kvalitetu simulacija. Mjerenja (minutni srednjaci) su na raspolaganju svaku 1 min. Rezultati modela postoje za svakih 4 s, no uzimaju se terminske vrijednosti svaku 1 min zbog usporedbe s mjerenjima. Iako simulacije na 1 km počinju u 6 h po lokalnom vremenu 18. 10. 1999. te traju do 12 h po lokalnom vremenu idućeg dana, apscisa je ograničena radi usporedbe sa simulacijama na domeni 0.333 km. Izmjerene nizove čine mjerenja na glavnom tornju.

Prilikom računanja spektra prvo je od svakog vremenskog niza oduzeta srednja vrijednost te je uzet u obzir dio niza od 2 UTC do 12 UTC. Gornja granica na apscisi spektara je Nyquistova frekvencija. Frekvencija uzorkovanja je kod mjerenja i simulacija 1/60 Hz, a pripadna Nyquistova frekvencija $(1/60 \text{ Hz})/2$. Razlog ispuštanja intervala od 0 UTC do 2 UTC je usporedba sa simulacijama na domeni 0.333 km. Na domeni 0.333 km ispuštaju se prva dva sata iz izračuna spektra kako bi se spriječio utjecaj prijelaznog razdoblja u kojem se u modelu iz početnih i rubnih uvjeta razvija nova simulacija s mogućom različitom dinamikom od one na 1 km. Ukoliko se ipak uzmu u obzir i dijelovi nizova od 0 UTC do 2 UTC, ne dolazi do izraženih promjena u spektrima.

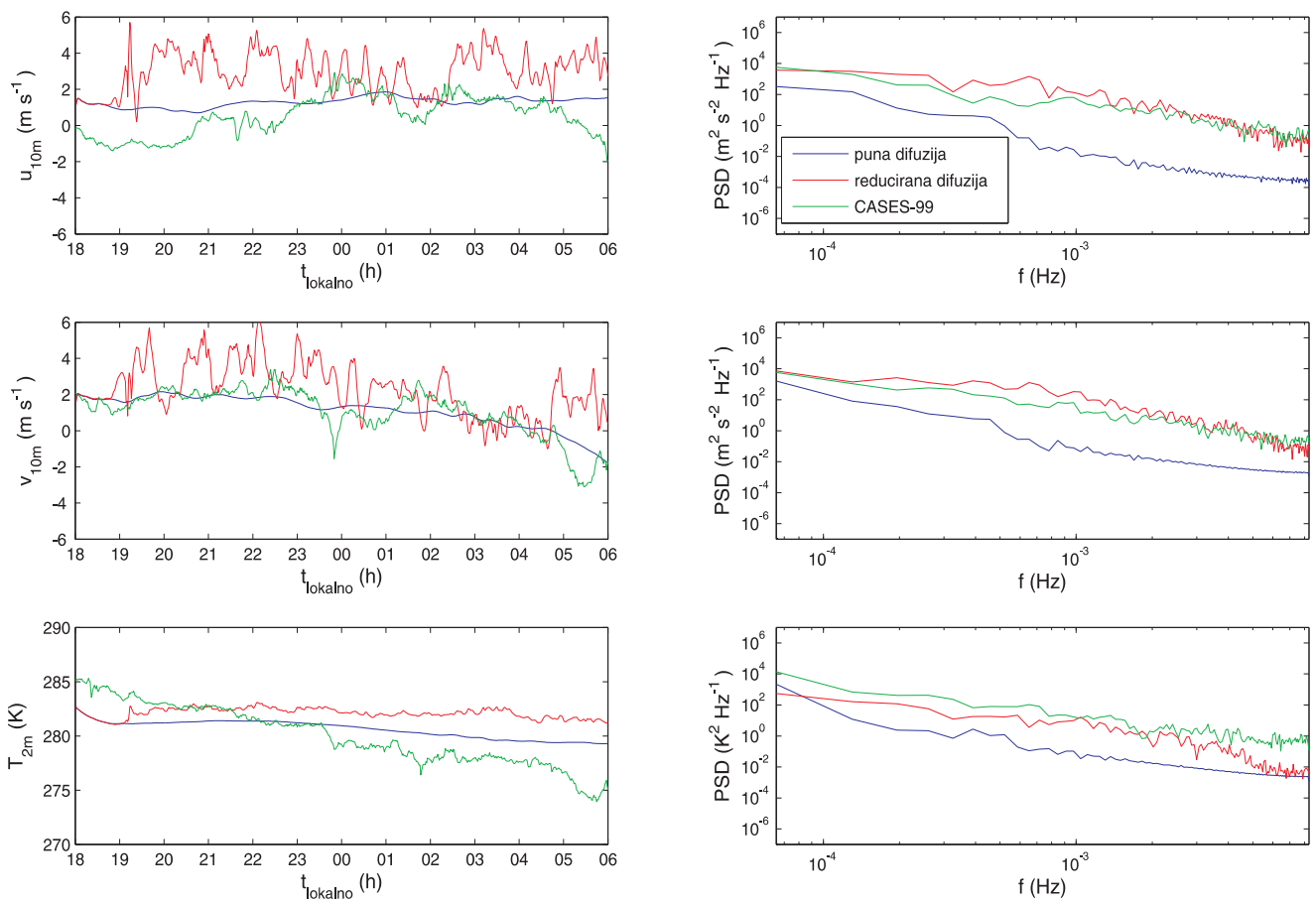
U simulaciji 1_A prisutna je vrlo slaba varijabilnost s obzirom na mjerenja i simulaciju 1_B. Simulacija 1_B, iako varijabilnija od 1_A, zadržava vrijednosti brzine za obje komponente u blizini 1_A. U mjerenjima je s druge strane prisutan veći raspon brzina u promatranom vremenskom intervalu. Kod vremenskog niza temperature, raspon vrijednosti iz simulacije 1_B je u uskom intervalu oko simulacije 1_A, no bliži pogled na vremenske nizove i spektre ukazuje na ranije spomenutu veću varijabilnost temperature u simulaciji 1_B. Iako se u slučaju vjetra može govoriti o sličnosti vremenskih nizova, kod izmjerenih vrijednosti temperature prisutan je pad vrijednosti u promatranom intervalu koji je povezan s dnevnim hodom temperature. U oboje simulacije također je prisutan pad temperature, no manje je izražen nego li u mjerenjima. Spektri sve tri veličine pokazuju sličnost između simulacije 1_B i mjerenja u cijelom rasponu frekvencija osim pri samom visokofrekventnom kraju.

4.1.2 Brzina i temperatura na domeni 0.333 km

Na Slici 12 prikazani su vremenski nizovi i spektari za komponente vjetra na 10 m i temperaturu zraka na 2 m na domeni 0.333 km. Rezultati modela postoje za svaku 1 s, a za mjerenja svaku 1 min. Vrijedi isti komentar kao na domeni 1 km te se u obzir uzimaju vrijednosti simuliranih nizova svaku minutu.

Varijabilnost brzine vjetra povećala se uklanjanjem doprinosa implicitne difuzije. Ovo je vidljivo iz samog vremenskog niza, a spektar mjerenja puno je bliži spektru komponenata vjetra s reduciranom difuzijom (nju čini kako je ranije opisano samo eksplicitna horizontalna difuzija). Vremenski nizovi sve tri varijable u prvih su 45 min vrlo bliski kada uspoređujemo rezultate mod-

ela na 0.333 km. Spektri simuliranih nizova sa smanjenom difuzijom (0333_B i 1_B) unutar svake domene bliži su spektru izmjerenih nizova od nizova s punom difuzijom. Razlika između simulacija 0333_B i 1_B je u tome što je visokofrekventni dio spektra komponenta brzina izraženo bliži mjerenjima u slučaju simulacije 0333_B. Ipak, ova razlika izostaje u slučaju apsolutne temperature zraka na visini 2 m. Iako je sličnost spektara komponenta brzine iz mjerenja i simulacije 0333_B izuzetno dobra, vremenski nizovi ukazuju na prisutnost značajnih razlika. Obje komponente iz 0333_B imaju veće apsolutne vrijednosti nego li mjerenja, te nisu bliska niti nizovima u simulaciji 0333_A. Ovo posljednje ukazuje na mogućnost razvoja drugačije dinamike u 0333_B s obzirom na 0333_A, dok se slično nije moglo tvrditi nakon usporedbe simulacija 1_A i 1_B.

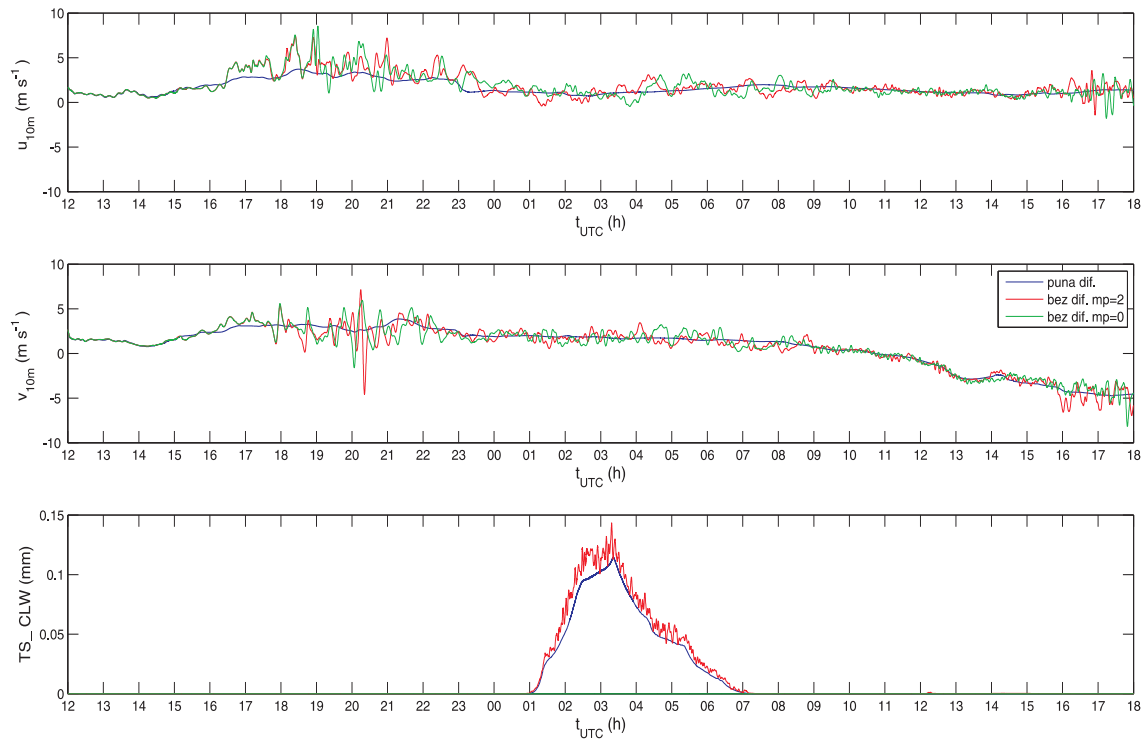


Slika 12: Kao na Slici 11, samo za simulacije na 0.333 km domeni. Plavim linijama prikazane su vrijednosti za simulaciju s punom difuzijom (0333_A), crvenim linijama za simulaciju s reduciranom difuzijom (0333_B) te zelenim linijama vrijednosti za mjerenja.

4.1.3 Brzina i TS_CLW na 1 km

S obzirom kako izbor parametrizacija za određenu domenu i fenomen koji se želi reproducirati ili predvidjeti nije strogo definiran postupak te ovisi i o iskustvu modelara, javlja se pitanje hoće li

npr. promjena parametrizacije mikrofizike uzrokovati izraženu promjenu u simulaciji. Stoga su na Slici 13 prikazani vremenski nizovi komponenata brzine na 10 m visine koje su dobivene kao rezultat ranije spomenutih simulacija na 1 km s Purdue Linovom parametrizacijom mikrofizike i razlikom u difuziji (1_A i 1_B) te nova simulacija bez difuzije s ugašenom mikrofizikom (1_C). Također je prikazan vremenski niz varijable TS_CLW (integrirana količina vode u vertikalnom stupcu u mm). U TS_CLW uvaženi su kiša, voda u oblacima, led u oblacima, solika (krupa) i snijeg kao potencijalni oblici i faze vode u atmosferi.



Slika 13: Komponente brzine vjetra i veličina TS_CLW opisana u tekstu. Plavo je označena simulacija s punom difuzijom (1_A), crveno simulacija bez difuzije (1_B), a zeleno simulacija bez difuzije i bez mikrofizike (1_C). Prikazan je cijeli vremenski niz promatranih varijabli od 12 UTC 18. 10. 1999. do 18 UTC idućeg dana. Za simulaciju bez mikrofizike vrijednosti TS_CLW očekivano su nula.

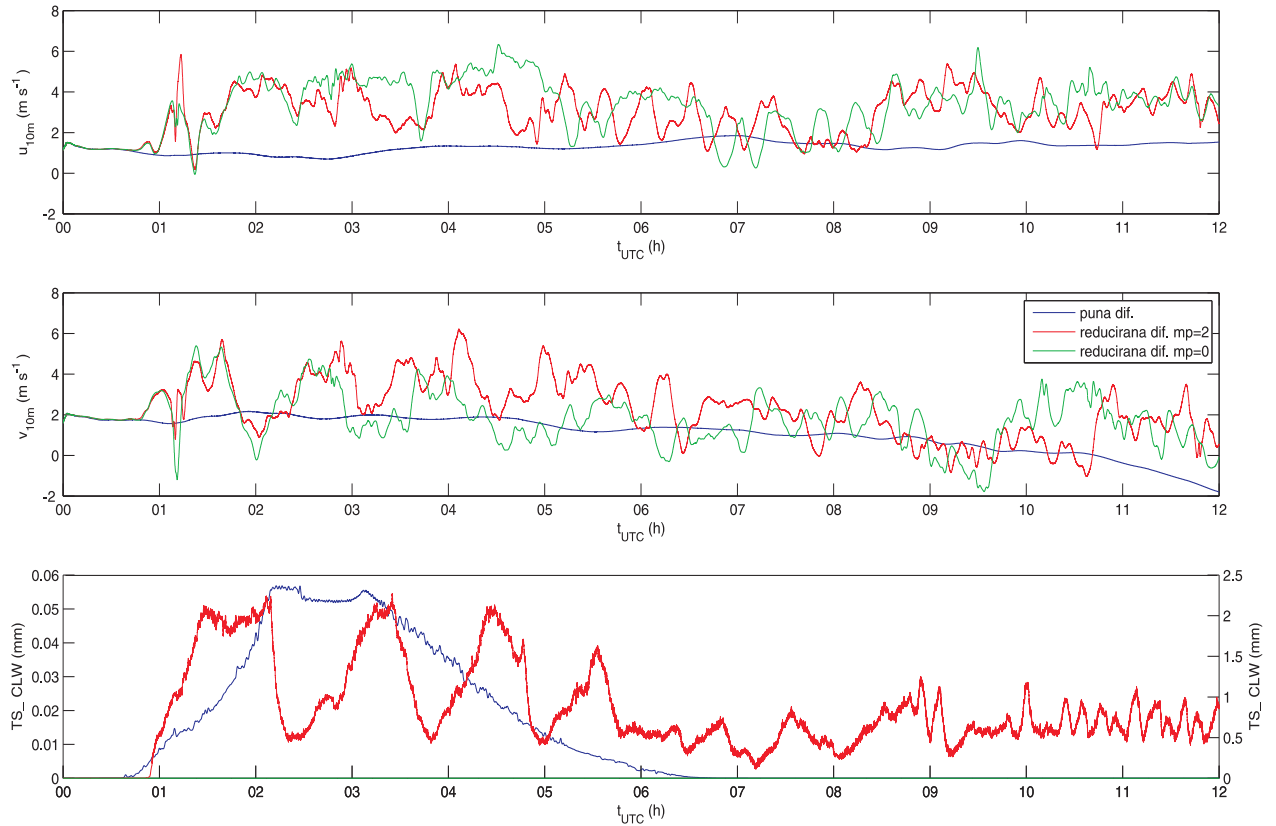
Promjena parametrizacije mikrofizike u simulaciji bez difuzije 1_C uzrokovala je razlike u vremenskim nizovima komponenata brzine s obzirom na simulaciju 1_B, no zadržana je varijabilnost. Vremenski nizovi vjetra vrlo su bliski za simulacije bez difuzije prvih šest sati. Iznos veličine TS_CLW je za slučaj s ugašenom mikrofizikom očekivano nula, no ponaša se vrlo slično za simulacije s parametriziranom mikrofizikom. Maksimum TS_CLW postiže se na obje simulacije oko 3 UTC, a razlika je u većoj varijabilnosti u slučaju bez difuzije.

Kod interpretacije razlike u simulacijama bez difuzije na 1 km (1_B i 1_C) javlja se problem zbog izostanka procesa u kojem nastaju hidrometeori ili događaju prijelazi iz jednog oblika u

drugi. Do prvih malih razlika dolazi oko 3 sata nakon početka simulacija, no tada je jedini oblik vode u modelu vodena para. Od polja vodene pare očekuje se jednako ponašanje u oba slučaja. Polja vjetra i vodene pare počinju se razlikovati u istom trenutku te je potrebno dodatno istražiti koji je uzrok ovoj razlici.

4.1.4 Brzina i TS_CLW na 0.333 km

Na Slici 14 prikazane su veličine kao u prethodnom dijelu, ali iz simulacija na domeni 0.333 km.



Slika 14: Komponente brzine vjetra i veličina TS_CLW opisana u tekstu. Plavo je označena simulacija s punom difuzijom (0333_A), crveno simulacija s reduciranom difuzijom (0333_B), a zeleno simulacija s reduciranom difuzijom bez mikrofizike (0333_C). Za veličinu TS_CLW odvojena je ordinata za simulacije s difuzijom i s reduciranom difuzijom. Lijeva ordinata pridružena je simulaciji s difuzijom, desna ordinata pridružena je simulacijama s reduciranom difuzijom. Za simulaciju bez mikrofizike vrijednosti TS_CLW očekivano su nula.

Na ovoj finijoj domeni su komponente brzine s reduciranom difuzijom vrlo bliske u prvih 1 h, što je manje nego na prethodnoj grubljoj domeni. Nakon toga se nizovi očito razlikuju, no varijabilnost je zadržana. Bitna razlika pojavljuje se u ponašanju veličine TS_CLW. U slučaju simulacija na 1 km (1_A i 1_B) i simulacije na 0.333 km (0333_A) s punom difuzijom, termini početka i završetka te položaj maksimuma vrlo su bliski. Razlika je u vrijednostima koje su na domeni 0.333 km za red veličine manje. Potpuno novo ponašanje karakteristično je za simulaciju na 0.333 km (0333_B) s reduciranom difuzijom. Vrijednosti veličine TS_CLW različite su od nule

nakon 1 h od početka simulacije do kraja simulacije, a za oblik je karakteristična pojava nekoliko povišenih vrijednosti u razmacima od približno sat vremena. Ovakva razlika također ukazuje na razvoj drugačije dinamičke situacije od one na domeni 1 km i simulacije s punom difuzijom na domeni 0.333 km (0333_A).

Međusobna usporedba modela pomoću komponenata brzine i veličine TS_CLW na domeni 0.333 km pokazuje kako do razlika dolazi oko 1 h nakon početka simulacija. Postoje dva istovremena razloga koji uzrokuju javljanje razlika. Prvi je pojava procesa koju uključuju procese s vodom u atmosferi i on je glavni razlog razlika između simulacija s reduciranom difuzijom sa i bez mikrofizike (0333_B i 0333_C). Drugi razlog je različito tretiranje difuzije. Prisutnost pune difuzije u simulaciji 0333_A uzrokuje manju varijabilnost nego li u simulacijama s reduciranom difuzijom (0333_B i 0333_C). Ipak, potrebno je određeno vrijeme da iz relativno grubih početnih razlika nastanu prve razlike između simulacija.

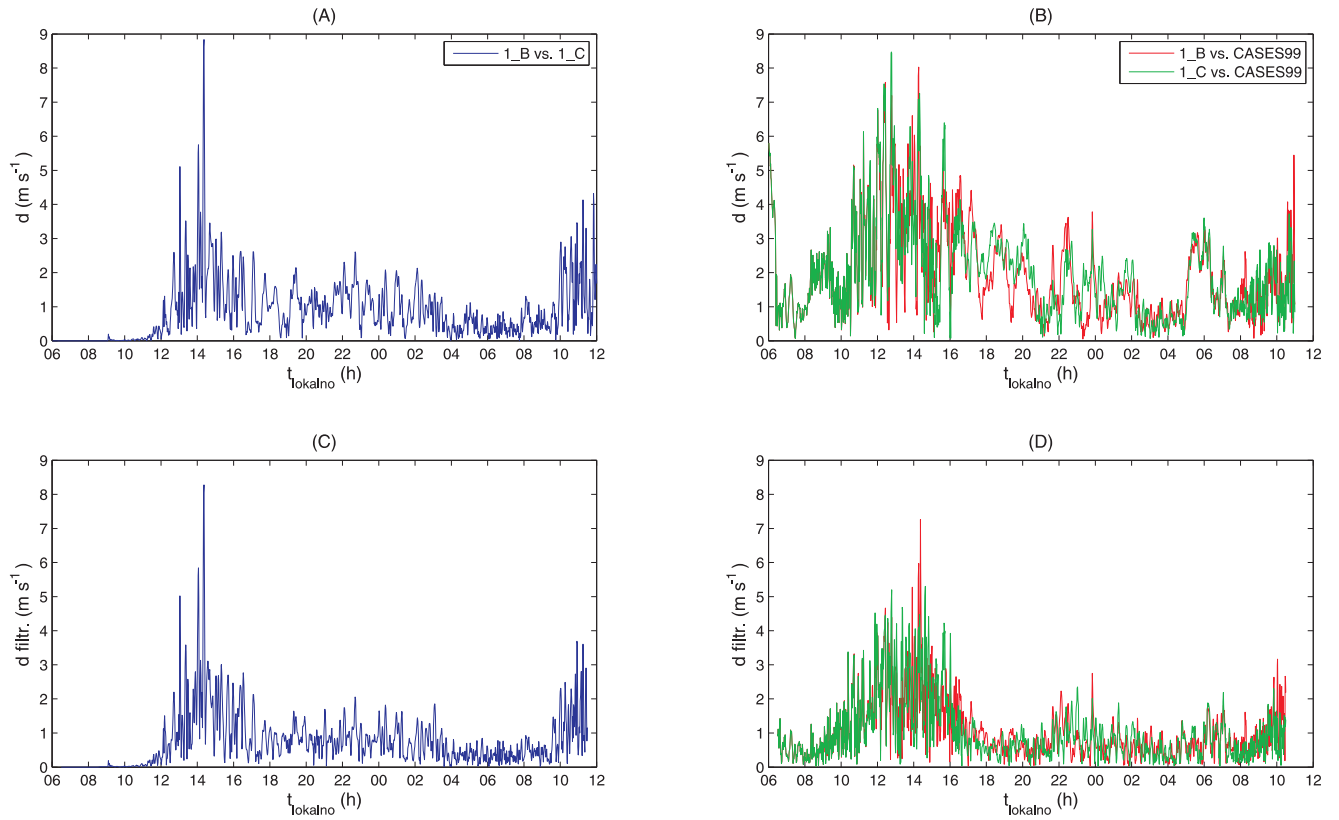
4.1.5 Mjera za sličnost simulacija

Dosadašnja usporedba vremenskih nizova za različite parametrizacije mikrofizike ukazuje na njihovu sličnost. Kako bismo kvantificirali sličnost, definirana je veličina $d(t)$:

$$d(t) = \sqrt{[u_2(t) - u_0(t)]^2 + [v_2(t) - v_0(t)]^2}, \quad (53)$$

gdje indeksi 2 i 0 označavaju simulacije s parametrizacijama mp_physics=2 i mp_physics=0. U obzir su uzete simulacije bez difuzije na domeni 1 km (1_B i 1_C) i simulacije s reduciranom difuzijom na domeni 0.333 km (0333_B i 0333_C). Napravljena je i usporedba između simulacija i mjerenja na glavnom tornju u CASES-99 projektu. Za domenu 1 km veličina $d(t)$ prikazana je na Slici 15, a za domenu 0.333 km na Slici 16. Osim veličine $d(t)$, na Slikama 15 i 16 prikazane su vrijednosti iste veličine dobivene jednostavnim visokopropusnim filtriranjem. Komponente brzine u svim simulacijama i mjerenjima filtrirane su kliznim srednjakom širine 1 h. Klizni srednjak je niskopropusni filter, i nizovi dobiveni primjenom ovakvog filtera oduzeti su od početnih nizova komponenata brzine. Na ovakav način promijenjene komponente brzine korištene su za novi izračun veličine $d(t)$ prema izrazu (53). Mjerenja su minutna, pa se stoga iz rezultata modela uzimaju terminske vrijednosti nakon svake minute. Usporedbe kada se iz modela uzimaju u obzir minutni srednjaci ne pokazuju razliku od ovdje prikazanih rezultata.

U vremenskom nizu veličine $d(t)$ na Slici 15 (B) javlja se nedostatak vrijednosti. Simulacije postoje za taj dio vremenskog intervala, no ne i mjerenja. Na prikazima veličine $d(t)$ dobivene iz filtriranih nizova brzina javljaju se također skraćeni nizovi s obje strane grafa. Razlog ovom skraćivanju je u tome što nam je za primjenu kliznog srednjaka širine 1 h potreban u našem slučaju skup od 60 točaka, a filtrirana vrijednost pridružuje se sredini intervala odakle su točke izdvojene.

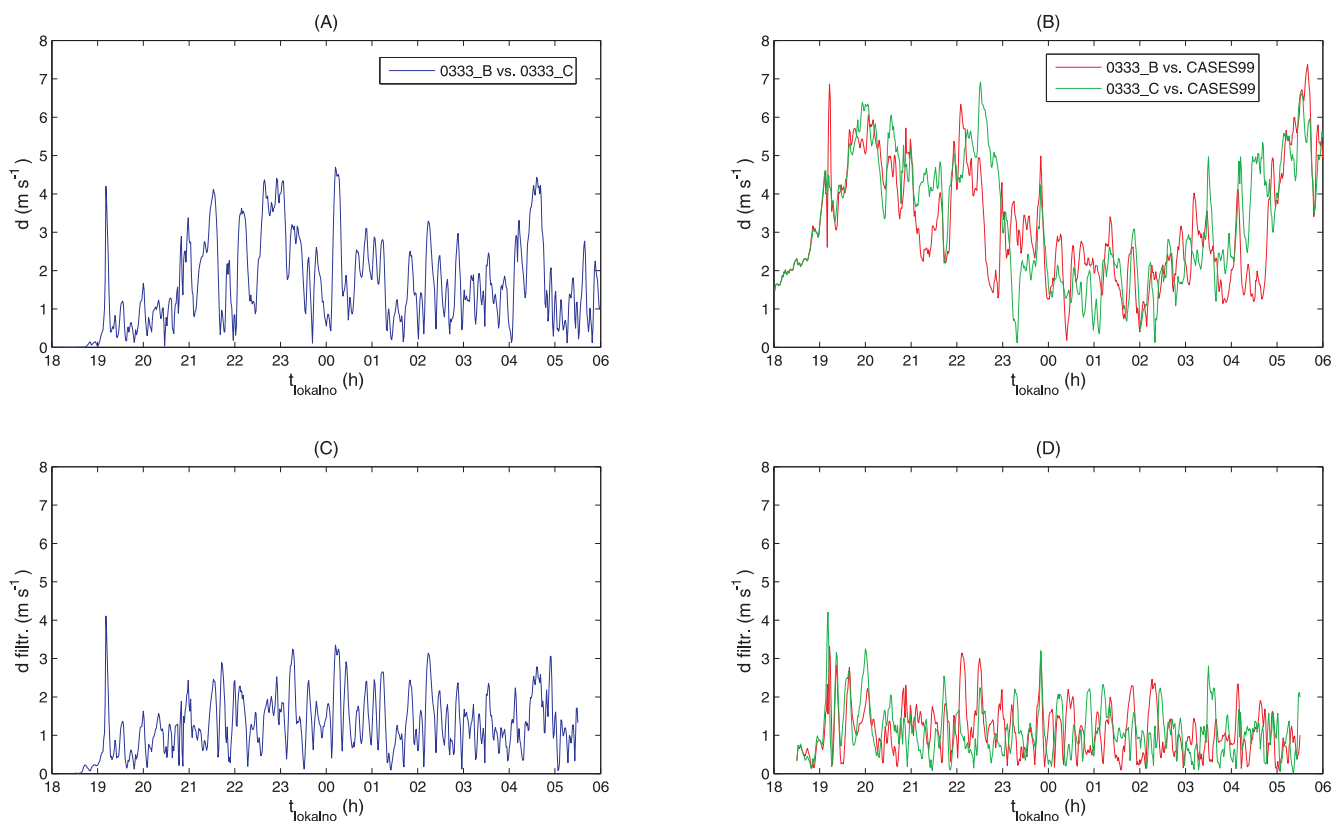


Slika 15: (A): veličina $d(t)$ (definirana jednačom (53)) između simulacija 1_B i 1_C. (B): veličina $d(t)$ između 1_B i mjerenja, te 1_C i mjerenja. Na (C) i (D) prikazane su vrijednosti $d(t)$ dobivene visokopropusnim filtriranjem komponenta brzine iz simulacija 1_B i 1_C, te mjerenja.

Sve usporedbe na domeni 1 km pokazuju manje vrijednosti $d(t)$ za vrijeme noćnog dijela promatranog intervala. Zasićenje veličine $d(t)$ bi se u izgladenoj verziji na domeni 1 km postiglo 8 do 9 sati nakon početka simulacije, a na domeni 0.333 km 3 do 4 sata nakon početka simulacije. Ponašanje $d(t)$ vrlo je slično pri usporedbi različitih simulacija i mjerenja te se ne može iz ovakve usporedbe tvrditi koja simulacija bliže reproducira mjerenja. Međusobna razlika simulacija gdje je promijenjena samo mikrofizika s jedne strane, te razlike između simulacija i mjerenja s druge strane, vrlo su bliske. Ovo vrijedi za obje domene, te vodi na bitan zaključak kako se kod reproduciranja varijabilnosti ne može očekivati slaganje u fazi, tj. linearna povezanost između simulacija i mjerenja, jer neslaganje u fazi već postoji između dvije bliske simulacije kod kojih je promijenjena samo parametrizacija mikrofizike.

4.2 Vremenski nizovi i horizontalna polja koncentracije CO

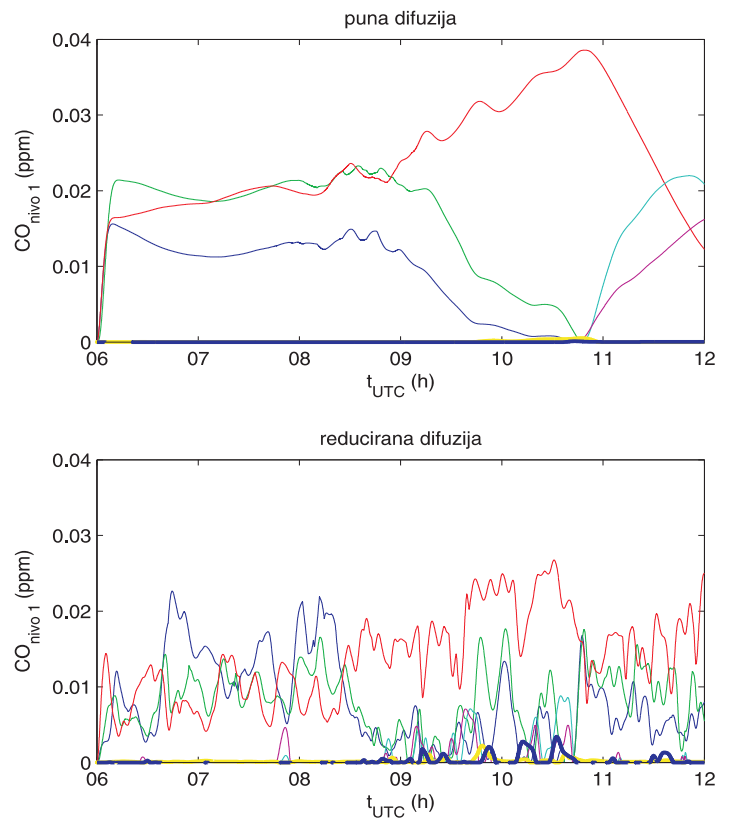
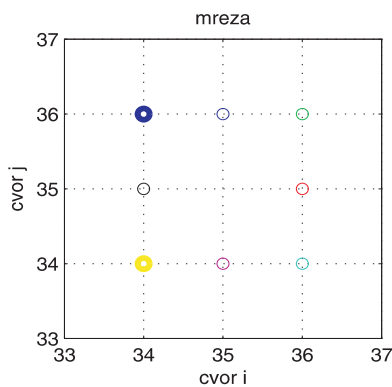
Na Slici 17 prikazana je koncentracija CO u ppmv na prvom računskom nivou dobivena iz modela s punom i reduciranom difuzijom na domeni 0.333 km (0333_A i 0333_B). Izvor CO nalazi se u sredini domene. Cijela simulacija traje 12 h, a ispuštanje trasera počinje nakon prvih 6



Slika 16: Slično kao Slika 15, ali za simulacije na domeni 0.333 km.

h. Pri punoj difuziji (horizontalna eksplicitna difuzija i prostorna implicitna difuzija) postižu se nešto veće lokalne vrijednosti koncentracije. Glavni je razlog tome veće horizontalno miješanje u slučaju reducirane difuzije (samo horizontalna eksplicitna difuzija). Reducirana difuzija očekivano uzrokuje veću varijabilnost u koncentraciji. Zanimljiva je koncentracija različita od 0 ppmv u točki 16, na grafovima označenim plavom debljom linijom, iako je smjer vjetra dominantno iz zapadnih kvadranta. U slučaju pune difuzije koncentracija je u točki 16 jednaka 0 ppmv tijekom čitavog modeliranog vremenskog intervala. Perjanici su najizloženije točke 10 i 4, što se može objasniti dominantnim smjerom vjetra. Najviše vrijednosti koncentracije pojavljuju se u trenucima kada je vjetar najslabiji, što se može potvrditi izdvajanjem termina od 9 do 11 UTC te provjerom rezultata komponenata brzina na Slici 12. Približna inverzna ovisnost koncentracije u fiksnim točkama o srednjoj brzini vjetra jedan je od razloga zašto je meandriranje bitno u uvjetima malih brzina vjetra (Vickers i dr., 2008).

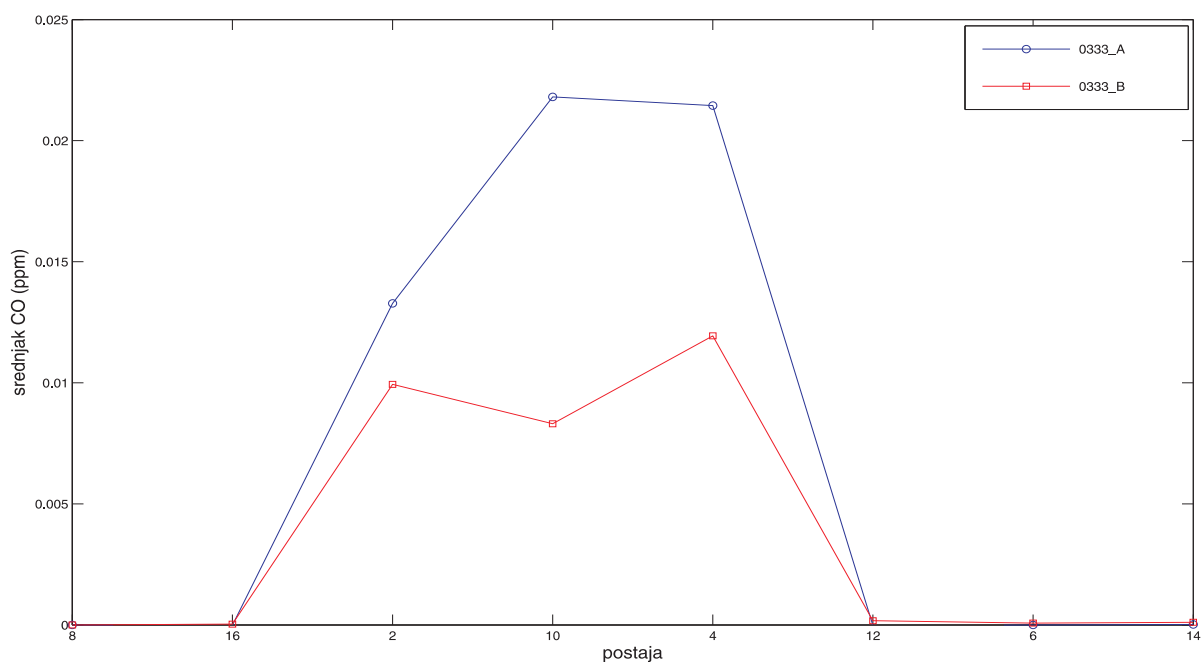
Na Slici 18 prikazan je satni srednjak koncentracije CO od 8 do 9 UTC 19. 10. 1999. na prvom računskom nivou iz simulacija 0333_A i 0333_B. Navedene su točke (postaje) ranije prikazane na Slici 8. Točke s povišenim koncentracijama izdvajaju se prvenstveno zbog advekcije dominantnim smjerom vjetra. Moguće je utvrditi u ovom terminu usrednjavanja postojanje bimodalne raspodjele za simulaciju s reduciranom difuzijom 0333_B. Na sličnim prikazima lukova koji su definirani kružnicama na udaljenosti $1/3$ km i $2/3$ km od izvora, a na kojima su vremenski nizovi dobiveni



Slika 17: Vremenski niz koncentracija CO na prvom računskom nivou. Na skici gore lijevo su prikazane odabrane točke. Na grafu gore desno prikazani su vremenski nizovi iz simulacije 0333_A, a na grafu dolje desno iz simulacije 0333_B. Boje krivulja koncentracija CO odgovaraju bojama odabranih točaka.

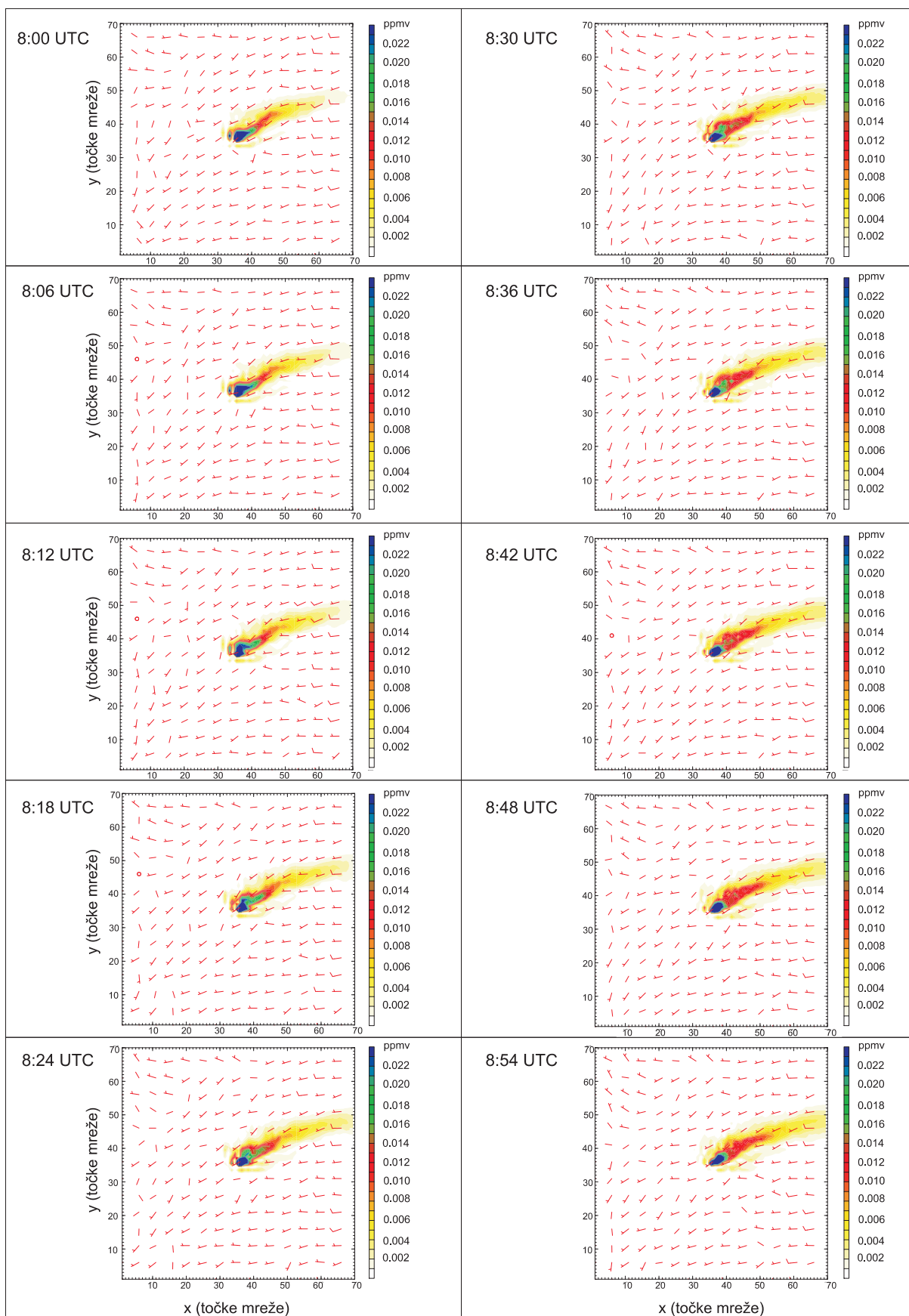
linearnom interpolacijom sa susjednih točaka, izostaje bimodalna raspodjela ili je slabije izražena ovisno o terminu. Glavni razlog tome je grublja prostorna rezolucija nego li u sličnoj analizi u Vickers i dr. (2008) i kao posljedica nedovoljnog broja točaka kojima bi se mogao jasno definirati bimodalni ili višemodalni oblik krivulje.

Na Slici 19 prikazano je horizontalno polje koncentracija CO na prvom računskom η nivou (približno 5 m iznad površine) u odabranom periodu od 8:00 UTC do 8:54 UTC iz simulacije na 1 km bez difuzije (1_B). Isto polje u simulaciji na 1 km s punom difuzijom (1_A) ponaša se manje varijabilno. Na Slici 20 prikazani su rezultati simulacije 0333_A u istom vremenskom intervalu. Perjanica CO se tijekom promatranih sat vremena gotovo ne mijenja u obliku i položaju. Ovdje nije prikazano, no prikaz horizontalnog polja CO u cijelom promatranom vremenskom intervalu od početka emisije do kraja simulacije pokazuje kako se perjanica polako advektira iz smjera sjeveroistoka prema jugoistoku. U simulaciji na 0.333 km s reduciranom difuzijom (0333_B) prikazanoj na Slici 21, perjanica se također advektira iz smjera sjeveroistoka prema jugoistoku, no česta su vraćanja, oblik je vrlo promjenjiv te iako su najviše koncentracije uglavnom u središtu domene, nakratko se javljaju manji "otoci" povišene koncentracije na osi perjanice. Slično ponašanje perjanice opaženo je u Vickers i dr. (2008).

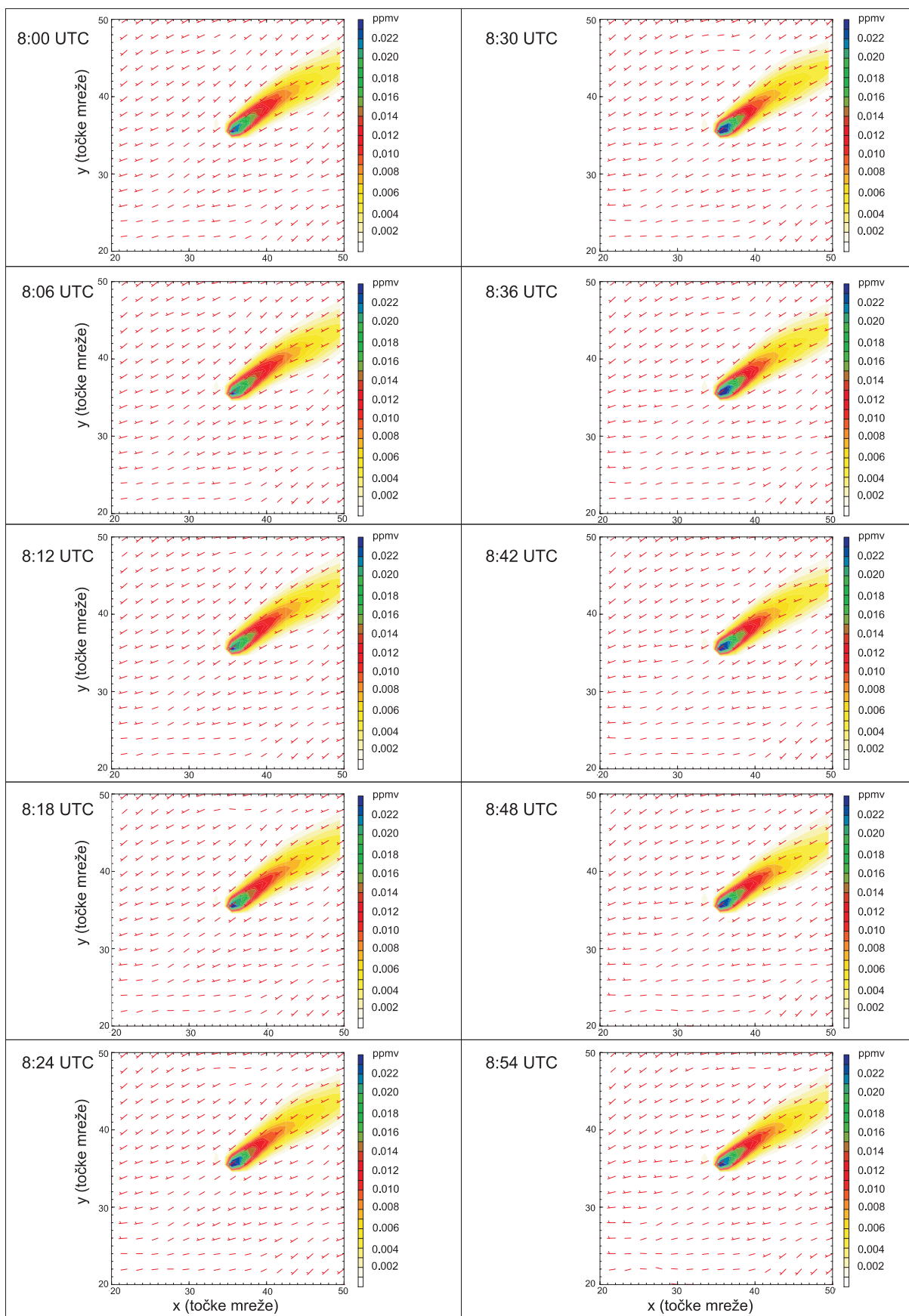


Slika 18: Satni srednjak koncentracija CO u točkama mreže prikazanim na Slici 8 iz simulacija 0333_A i 0333_B. Plavo su označeni srednjaci iz simulacije 0333_A, a crveno iz simulacije 0333_B.

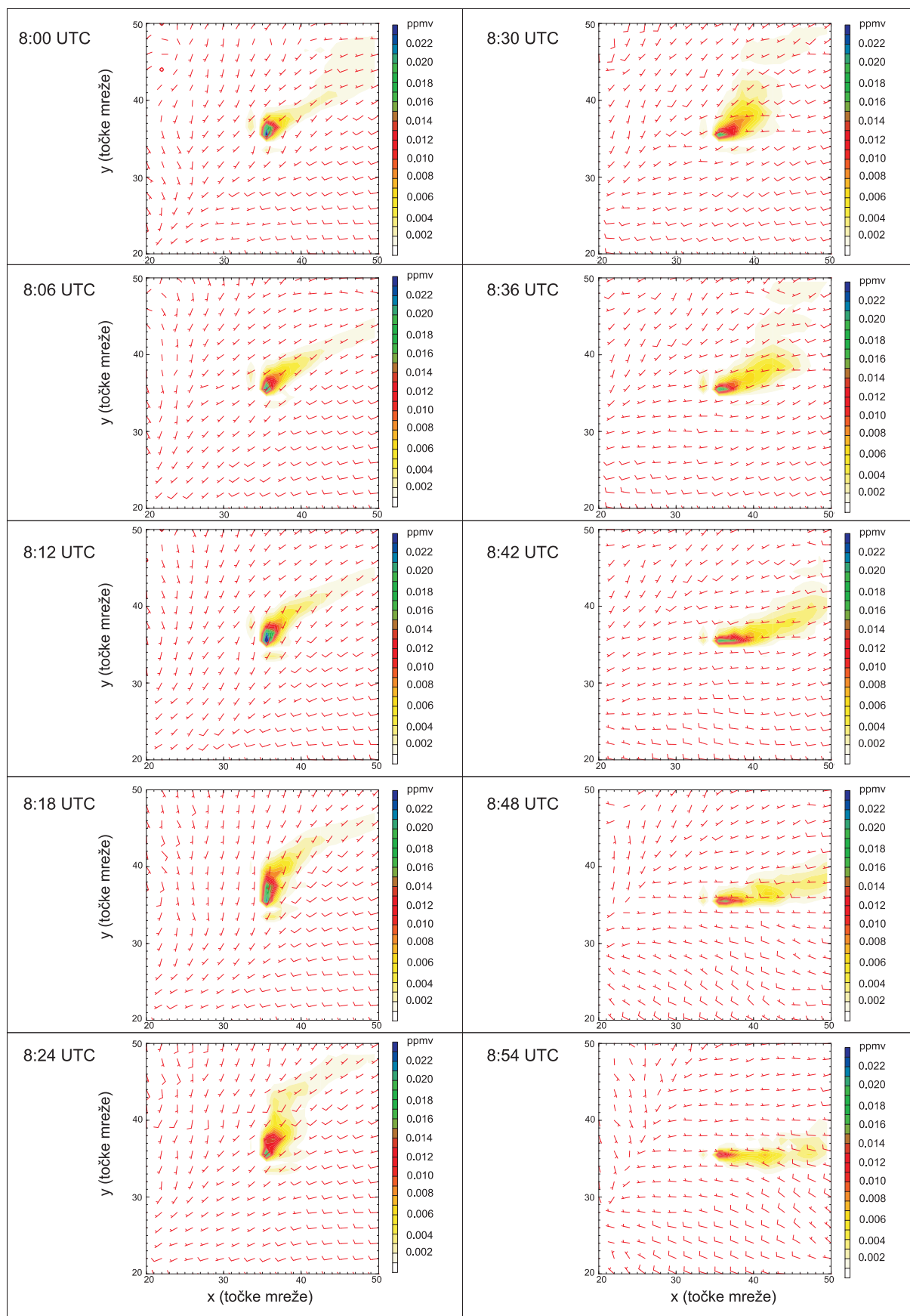
Perjanica u simulaciji 1_B varijabilnija je od perjanica u simulacijama 0333_A (prikazano na Slici 20) i 1_A (nije ovdje prikazano). Razlika između perjanica u 1_B i 0333_B je u tome što u slučaju 0333_B dolazi do promjene u obliku i položaju cijele perjanice, a u slučaju 1_B najviše se mijenja dio perjanice oko samog izvora. Ostatak perjanice u 1_B relativno je stacionaran u prikazanom intervalu na Slici 19. S druge strane, u lijevom dijelu domene u simulaciji 1 km mogu se uočiti točke s većom varijabilnošću vjetra od točke u središtu domene, te bi bilo prikladno ispitati kako se perjanica ponaša u simulaciji sličnoj 1_B ukoliko postavimo izvor u neku od takvih točaka. Osim postavljanja izvora u druge točke, u daljnjem istraživanju bilo bi potrebno pogledati i kakva je vertikalna struktura perjanice.



Slika 19: Horizontalno polje koncentracija CO na prvom računskom nivou od 8:00 UTC do 8:54 UTC (od 2:00 do 2:54 u noći 19. 10. 1999.) na domeni 1 km bez difuzije (1_B).



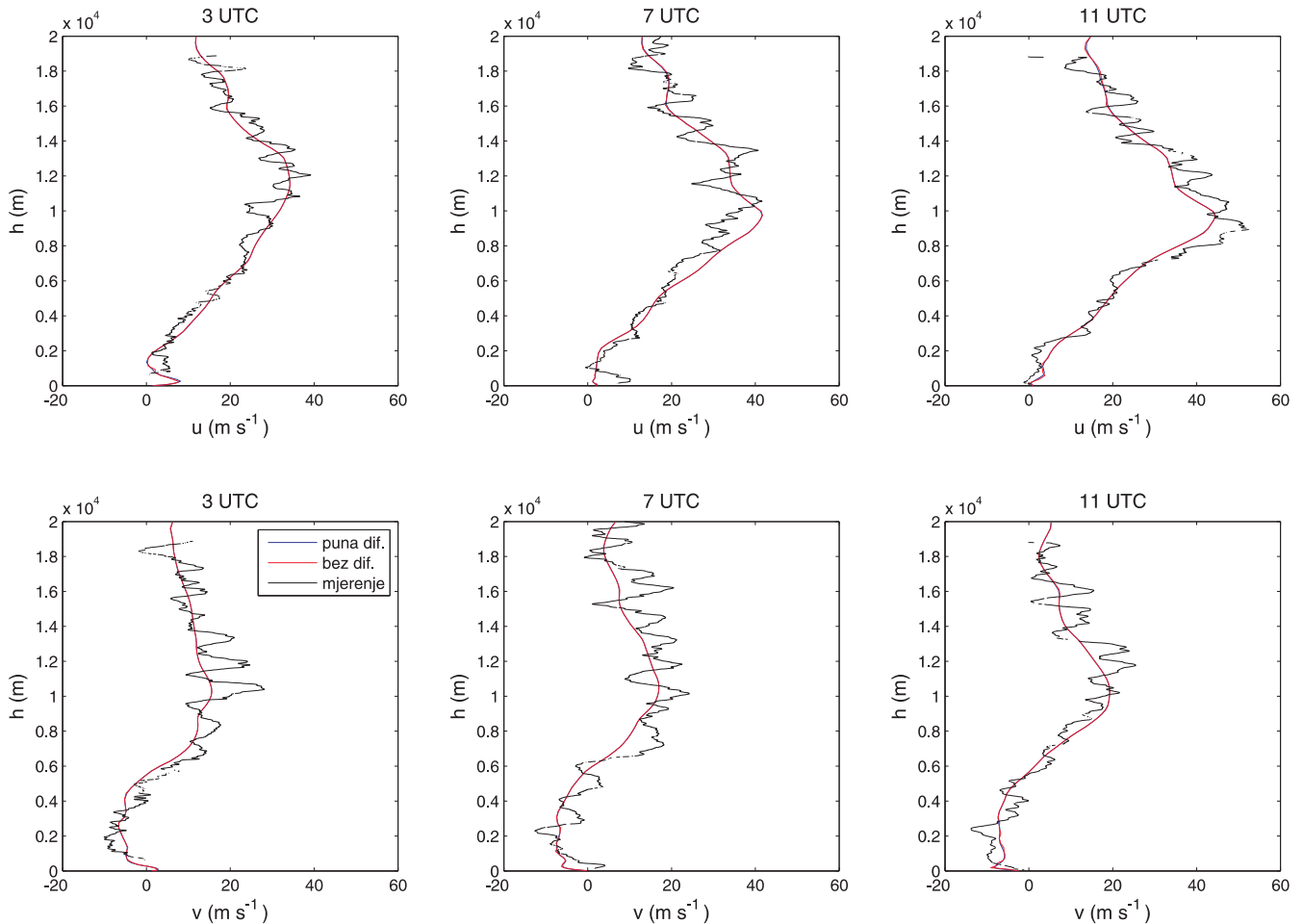
Slika 20: Horizontalno polje koncentracija CO na prvom računskom nivou od 8:00 UTC do 8:54 UTC (od 2:00 do 2:54 u noći 19. 10. 1999.) na domeni 0.333 km s punom difuzijom (0333_A).



Slika 21: Horizontalno polje koncentracija CO na prvom računskom nivou od 8:00 UTC do 8:54 UTC (od 2:00 do 2:54 u noći 19. 10. 1999.) na domeni 0.333 km s reduciranom difuzijom (0333_B).

4.3 Vertikalni profili u modelu i mjerenjima

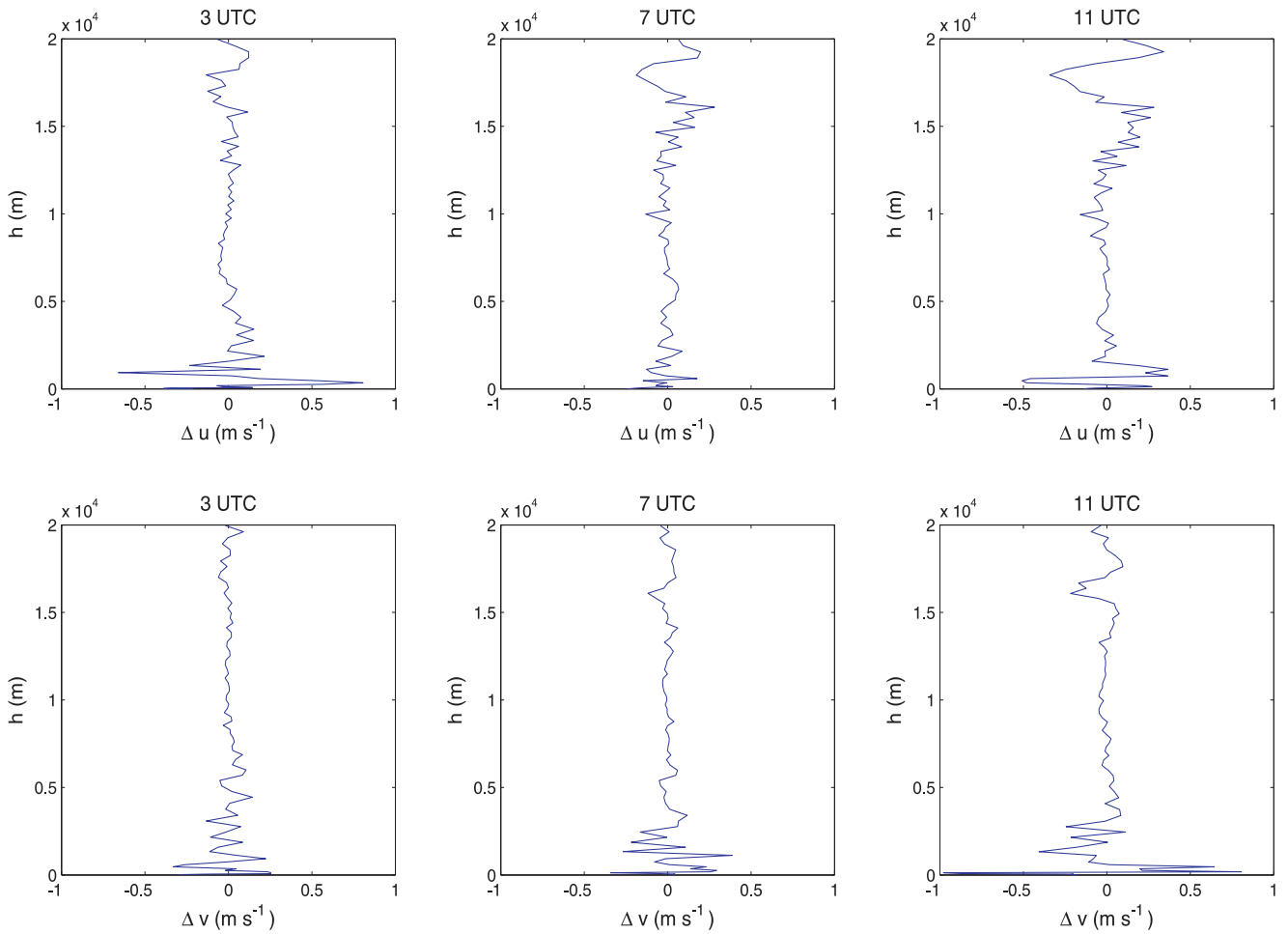
Na Slici 22 prikazani su vertikalni profili komponenata brzine vjetra dobivene iz sondaže u Leonu (u blizini glavnog tornja u CASES-99) te profili dobivene modelom u slučaju pune difuzije (1_A) i slučaju bez difuzije (1_B) na domeni 1 km. Vertikalni profili u terminima 3, 7 i 11 UTC su u simulacijama napravljene za isti trenutak, no u slučaju vertikalnog profila u Leonu od početka podizanja balona sa sondom do 20 km može proći do 75 min.



Slika 22: Vertikalni profili u terminima 3, 7 i 11 UTC 19. 10. 1999. Crvenom linijom prikazani su profili iz modela na 1 km bez difuzije (1_B), plavom linijom profili iz modela na 1 km s punom difuzijom (1_A), a crnom linijom stvarni profili u Leonu. Plava krivulja je prekrivena crvenom te je stoga prikazana razlika ovih profila na Slici (). Profil u Leonu je na dijelovima isprekidan. Razlog tome je izostanak mjerenja na tim visinama, a kako je prisutna značajna varijabilnost, nije opravdano raditi interpolaciju za nedostajuće vrijednosti.

Raspon vrijednosti i opći oblik vertikalnih profila slični su između obje verzije modela i stvarnog profila. Profil u Leonu pokazuje veću varijabilnost od modela, što se dijelom može objasniti njenom finom rezolucijom (mjerenja su rađena svaku 1 s). Pri ovakvom prikazu vertikalnih profila iz modela, rezultati dvije različite simulacije gotovo se potpuno preklapaju. Stoga je na Slici 23 prikazana razlika između simulacija s punom difuzijom i bez difuzije $\Delta u = u_{\text{puna difuzija}} - u_{\text{bez difuzije}}$.

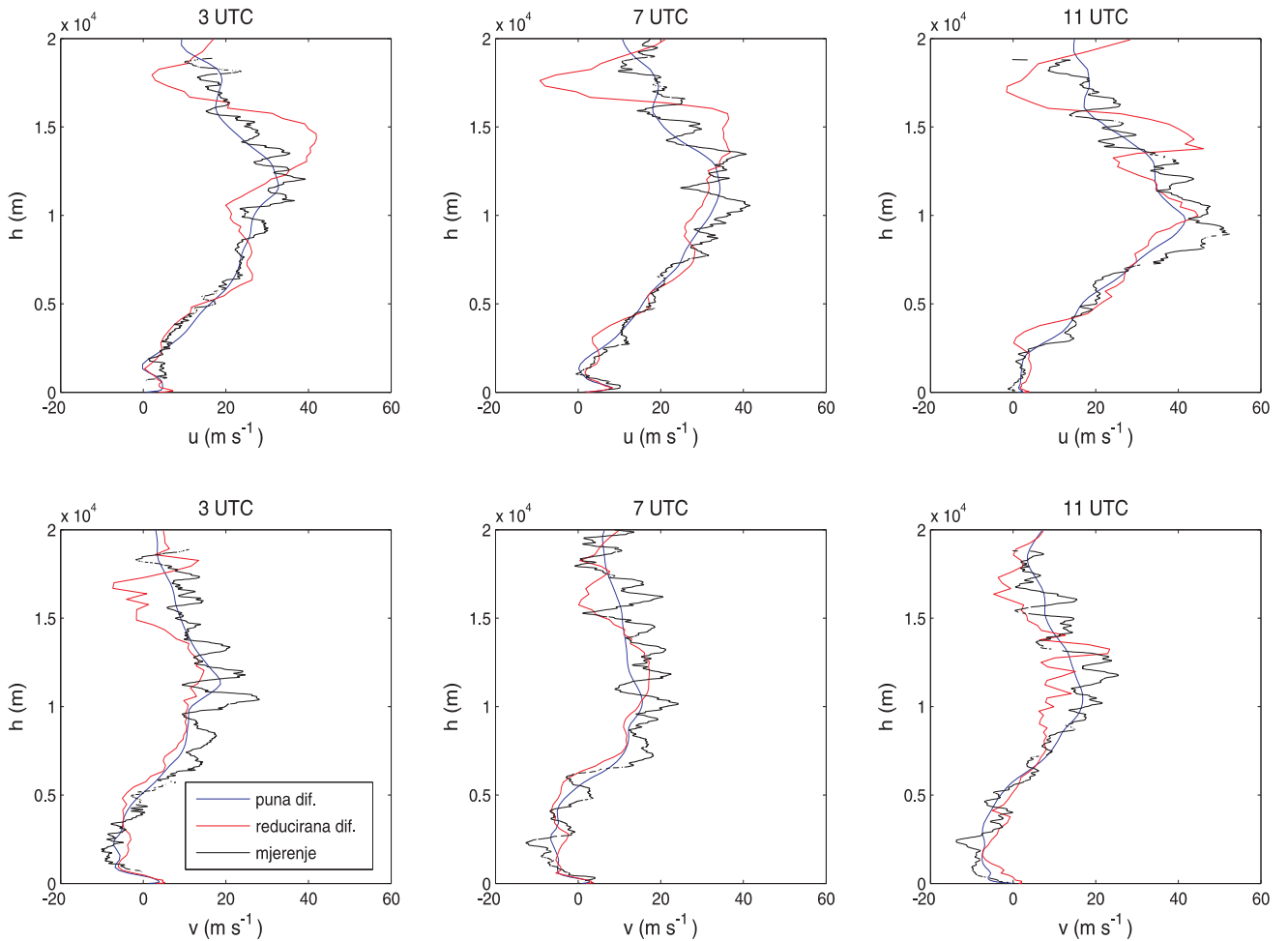
Razlike su najveće u najnižim dijelovima modela, no ne prelaze apsolutne vrijednosti od 1 m s^{-1} . Ovisno o komponenti i terminu, javlja se razlika pri gornjoj granici modela.



Slika 23: Razlika komponentata vjetra u terminima 3, 7 i 11 UTC 19.10.1999. između simulacija s punom i bez difuzije na 1 km (1_A i 1_B). Razlike su definirane kao $\Delta u = u_{\text{puna difuzija}} - u_{\text{bez difuzije}}$ i $\Delta v = v_{\text{puna difuzija}} - v_{\text{bez difuzije}}$

Na Slici 24 prikazane su komponente brzine vjetra dobivene sondažom u Leonu te profili dobiveni modelom u slučaju pune i reducirane difuzije na domeni 0.333 km (0333_A i 0333_B). Pri ovoj usporedbi jasna je razlika između dvije različite simulacije. Raspon vrijednosti i položaj maksimuma vrlo su slični između obje verzije modela i stvarnog profila. Međutim, profili obje komponente vjetra iz modela s reduciranom difuzijom (0333_B) oko visine 15 km i više, izrazito se razlikuje od modela s punom difuzijom (0333_A) i stvarnog profila. Razlike između simulacija na 1 km numeričke su prirode i prisutna je slična dinamička situacija, što se ne može tvrditi za simulacije na 0.333 km.

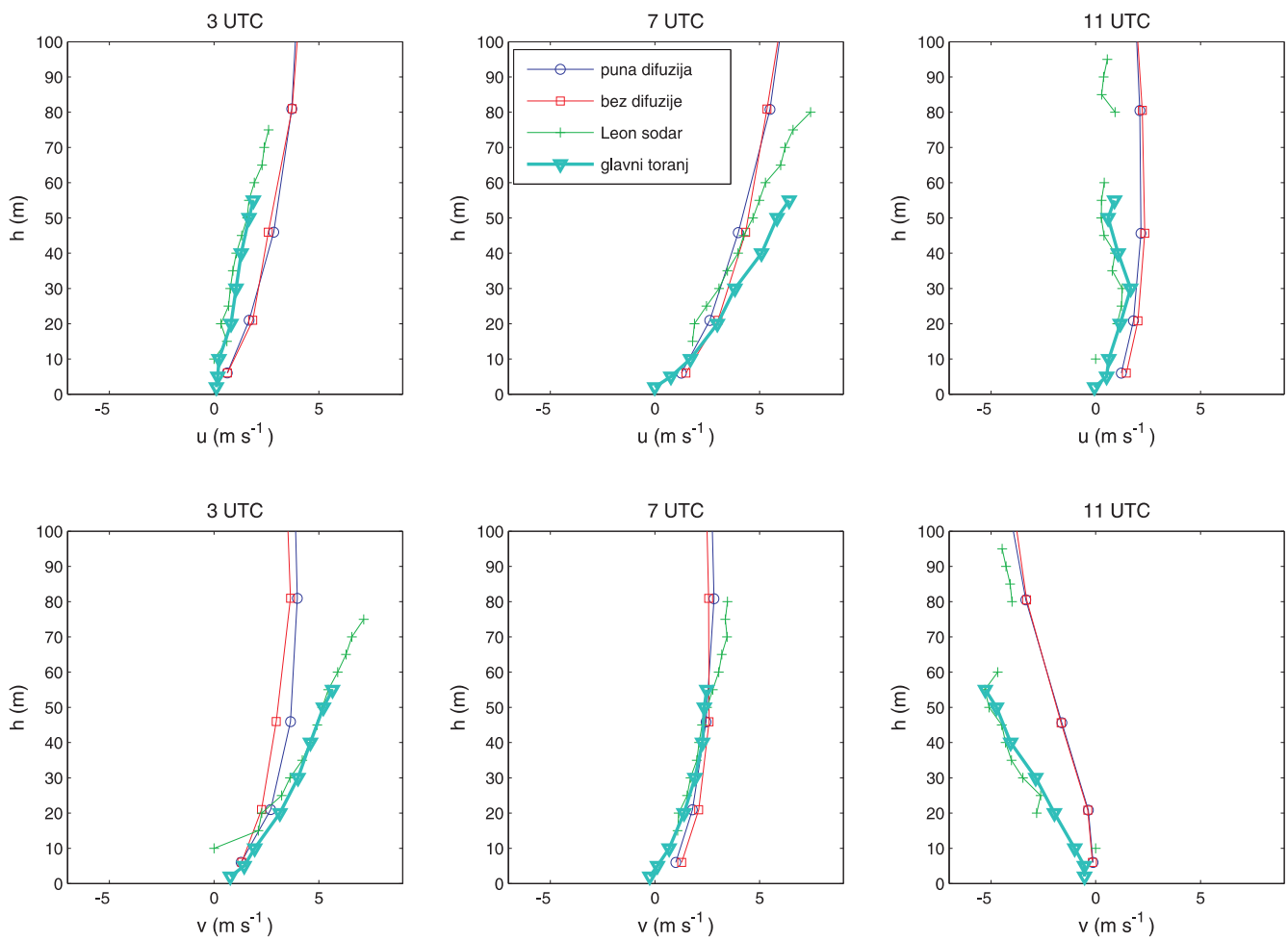
Vertikalni profili iz modela postoje za svakih 3 min. Moguće je usporediti profile iz modela te usrednjene profile iz modela oko terminskih vrijednosti. Za obje komponente brzine usrednjena je terminska vrijednost na pojedinoj visini te 10 vrijednosti prije i poslije terminske. Ovdje nisu



Slika 24: Vertikalni profili u terminima 3, 7 i 11 UTC 19. 10. 1999. Crvenom linijom prikazani su profili iz modela na 0.333 km s reduciranom difuzijom (0333_B), plavom linijom profili iz modela na 0.333 km s punom difuzijom (0333_A), a crnom linijom stvarni profil u Leonu. Stvarna linija je na dijelovima isprekidana. Razlog tome je nepostojanje mjerenja na tim visinama, a s obzirom kako je prisutna značajna varijabilnost, nije opravdano raditi interpolaciju za nedostajuće vrijednosti.

prikazani rezultati, no za slučaj s punom difuzijom ne postoje razlike između terminskih i usrednjenih profila te se pripadne krivulje preklapaju. Za slučaj s reduciranom difuzijom razlike su male.

Do sada su promatrane vrijednosti komponenta brzine u vertikalnim profilima do 20 km. U simulacijama na 1 km (1_A i 1_B) i simulaciji na 0.333 km s punom difuzijom (0333_A) može se govoriti o prihvatljivoj sličnosti između modela i mjerenja, no za slučaj simulacije na 0.333 km s reduciranom difuzijom (0333_B) očito je znatno neslaganje. Prije nego što se detaljnije usporede horizontalna polja visine geopotencijala i brzine vjetra i pokušaju naći uzroci neslaganja, usporedit će se vertikalni profili komponenta brzine do visine 100 m. U ovom slučaju u usporedbu moguće je uključiti mjerenja sa sodarom u Leonu (Poulos i dr., 2002) i s glavnog tornja u središtu domene, a profili dobiveni sondažom u Leonu nisu prikazani zbog loše rezolucije u najnižem sloju. Profili iz simulacija na domeni 1 km prikazani su na Slici 25, a iz domene 0.333 km prikazane su na Slici 26.

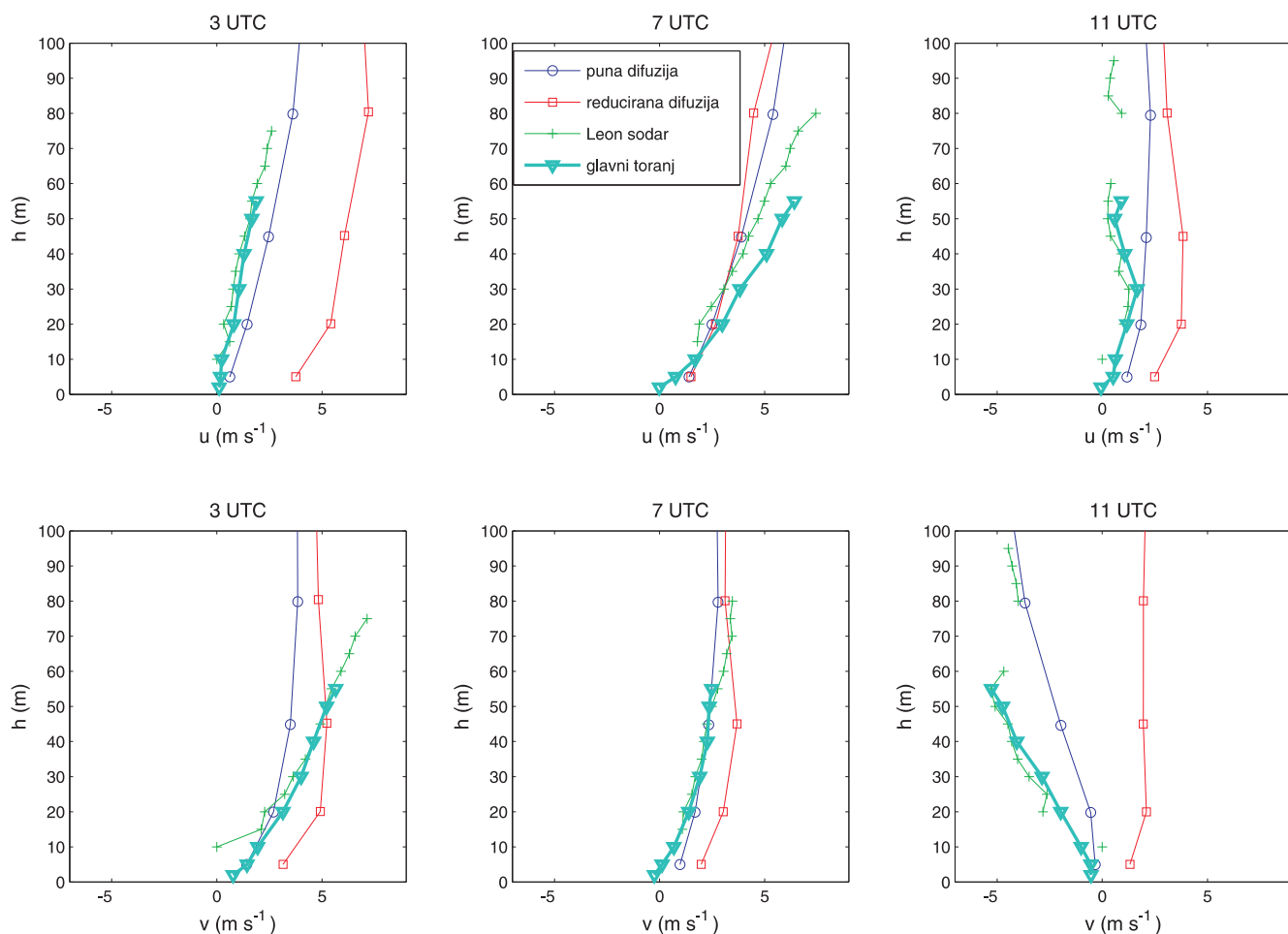


Slika 25: Usporedba komponentata brzine u terminima 3, 7 i 11 UTC. Plavim su linijama označene simulacije s punom difuzijom na 1 km (1_A), crvenim linijama simulacije bez difuzije na 1 km (1_B), zelenim linijama mjerenja sodarom u Leonu te cijan linijama mjerenja na stupu u CASES-99 projektu.

Vizualno najbolje slaganje između svih pet izvora vertikalnog profila postoji za termin 7 UTC, tj. 1 h po lokalnom vremenu. Prisutno je vrlo dobro slaganje između sodara i mjerenja na glavnom tornju za sve termine i za obje komponente vjetra, što pruža veću pouzdanost pojedinoj metodi mjerenja. Dvije simulacije na 0.333 km (0333_A i 0333_B) daju vidljivo različite profile, s time da je simulacija s punom difuzijom (0333_A) uglavnom bliža stvarnim mjerenjima. Obje simulacije na 1 km (1_A i 1_B) i simulacija na 0.333 km s punom difuzijom (0333_A) vrlo su slične međusobno u svim terminima. Izdvajanje simulacije s reduciranom difuzijom na 0.333 km (0333_B) također ukazuje na postojanje nove dinamičke situacije.

4.4 Horizontalna polja visine geopotencijala i vjetra

Do sada su uspoređivani rezultati modela i mjerenja u točki u sredini domene. Kako bi se potpunije prikazalo dinamičko stanje atmosfere, usporedit će se horizontalna polja visine geopotencijala iznad srednje razine mora i vjetra na izobarnim plohama 100, 500, 850 i 925 hPa, za termine 0,



Slika 26: Kao na Slici 25 samo za 0.333 km domenu.

6 i 12 UTC tijekom 19. 10. 1999. Ploha 100 hPa prikazuje stanje u stratosferi, ploha 500 hPa u srednjoj troposferi, ploha 850 hPa u donjoj troposferi dok je ploha 925 hPa najbliža površini. Usporedba će se obavljati na način da se uspoređuju polja navedenih veličina između simulacija sa susjednim prostornim rezolucijama (npr. 9 km naprama 3 km, 3 km naprama 1 km, itd.).

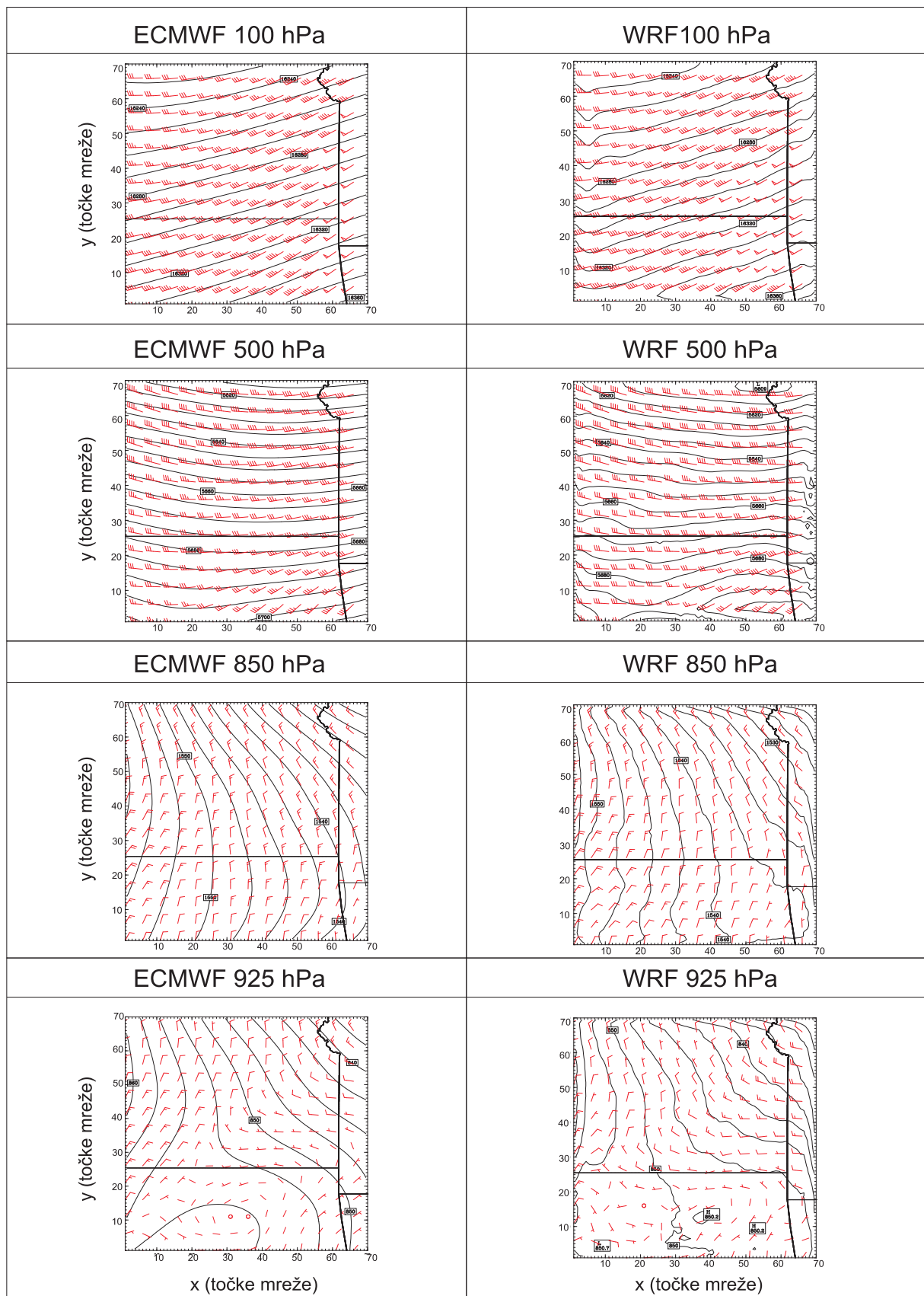
Na Slikama 27, 28 i 29 prikazana su polja iz operativne baze ECMWF-a i simulacije na domeni 9 km za navedene izobarne plohe i termine. Odabrani su ovi termini zbog dostupnosti podataka i činjenice da predstavljaju stanje atmosfere u terminima kada počinju i završavaju simulacije na domeni 0.333 km, te termin kada dolazi do početka emisije u simulacijama na 1 i 0.333 km. Polja iz ECMWF-a smatramo najpouzdanijima na gruboj rezoluciji i ona su kriterij po kojem mjerimo kvalitetu simulacije na 9 km.

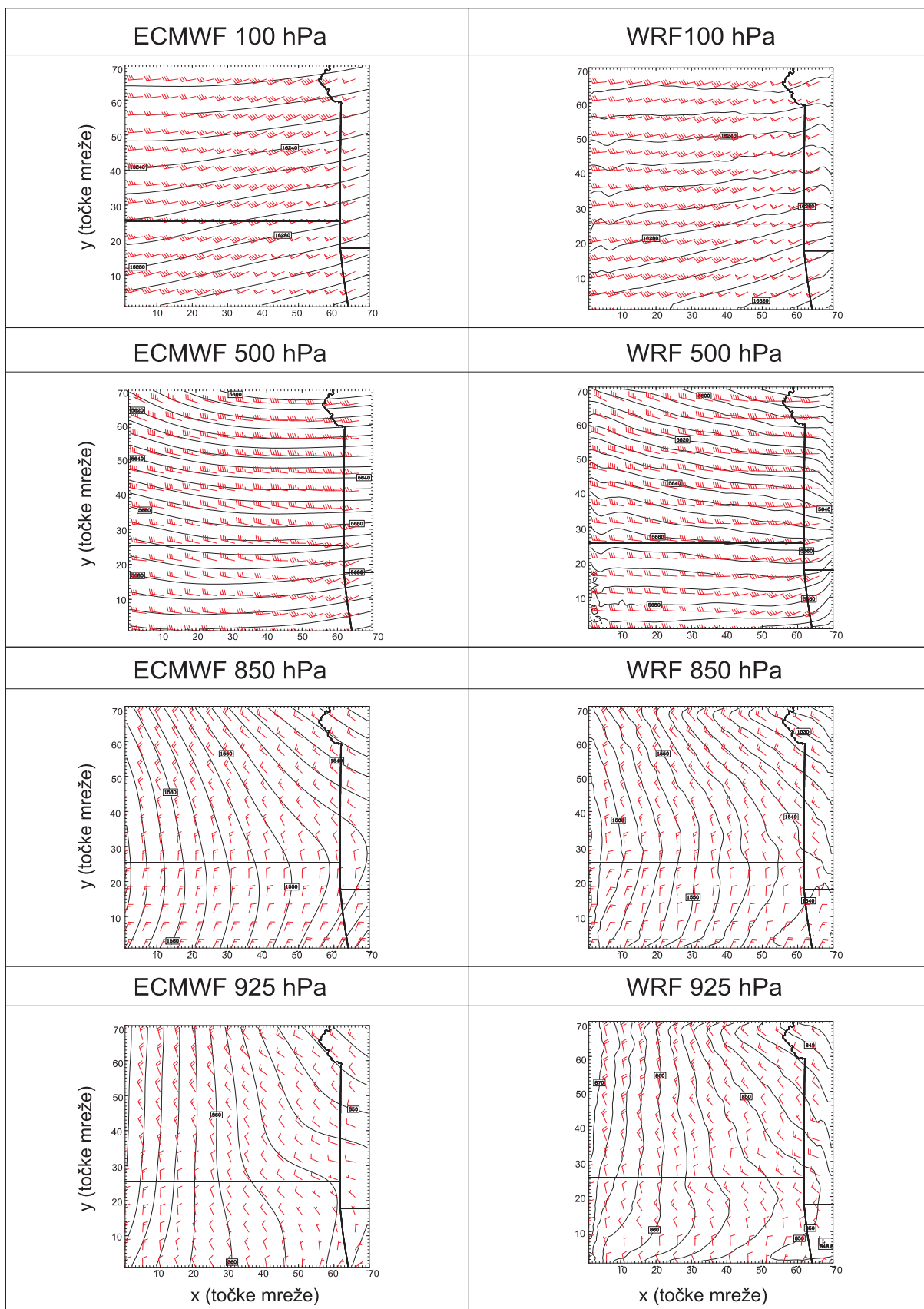
Na plohama 100 i 500 hPa je za sve termine prisutno vrlo dobro slaganje u rasporedu izolinija geopotencijala te u smjeru i brzini strujanja. Na plohama 850 hPa i 925 hPa također se može utvrditi dobro slaganje u terminima 6 i 12 UTC, no u terminu 0 UTC postoje uočljive razlike čiji uzrok nije posve jasan. U simulaciju na 9 km jednosmjerno je ugniježđena simulacija na 3

km. Ovdje nije prikazano, no slaganje između ove dvije simulacije je izuzetno dobro. Prihvaćajući postojanje razlika, procijenjujem da je korektno koristiti simulaciju na 3 km kao izvor početnih i rubnih uvjeta za simulacije na 1 km. U nastavku ćemo se koncentrirati na termin 6 UTC, a ista zapažanja i komentari vrijede za ostala dva termina.

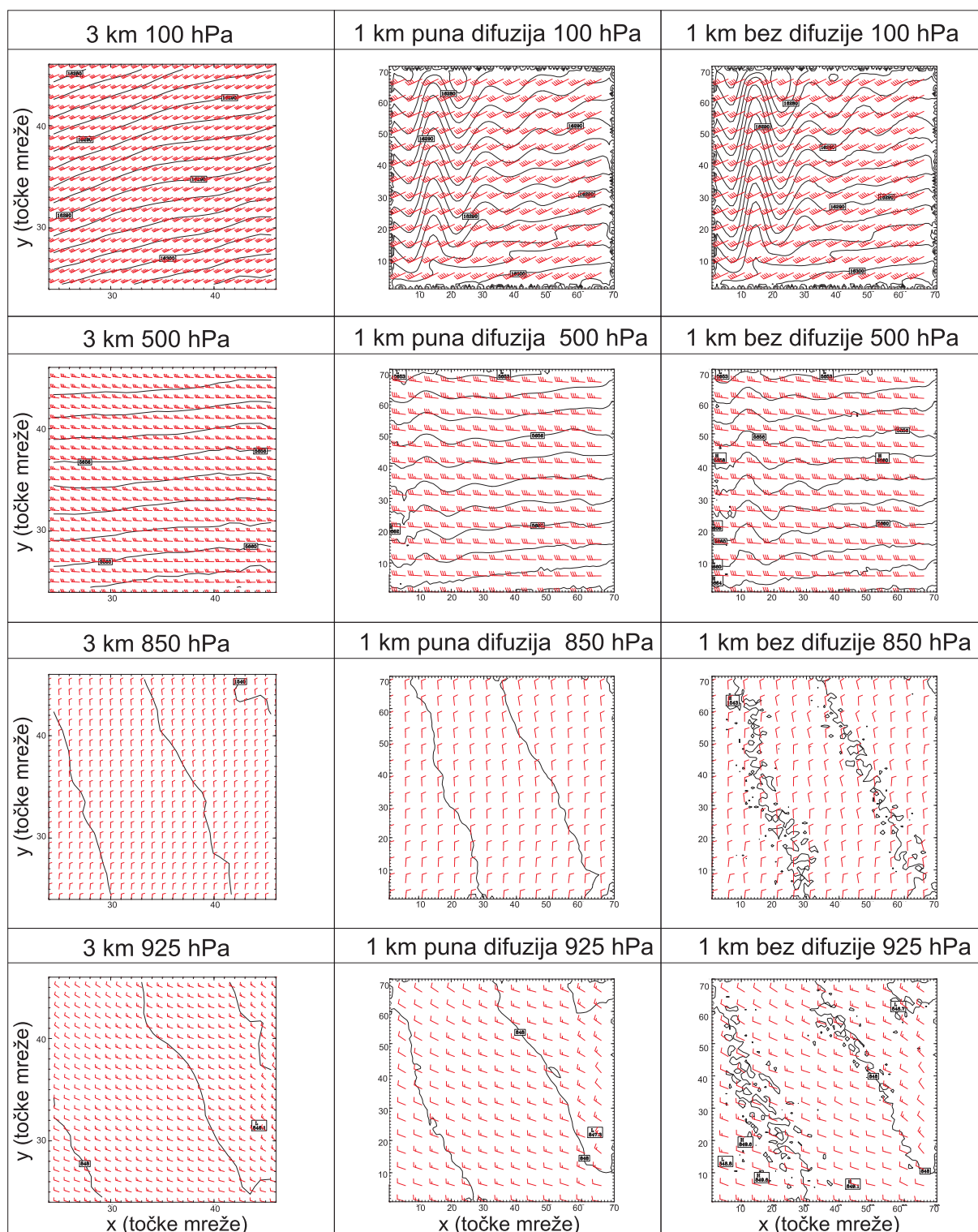
Na Slici 30 prikazana je usporedba simulacije na 3 km i dvije simulacije na 1 km s razlikom u difuziji (1_A i 1_B). Promatra se onaj dio domene na 3 km koji uključuje domenu 1 km. Opći raspored izolinija sličan je u sve tri simulacije. Na plohama 100 hPa i 500 hPa javljaju se valovi u obje simulacije na 1 km. U terminima 0 i 12 UTC također se javlja ovaj oblik, tako da je riječ o stacionarnoj valnoj pojavi. Na plohama 850 i 925 hPa postoji kvalitetno slaganje između simulacija, osim što se u slučaju simulacije na 1 km bez difuzije (1_B) javlja veća varijabilnost. Smatram da je dominantan uzrok ove varijabilnosti geopotencijala numeričke prirode. Može se zaključiti kako promjena u parametrizaciji difuzije nije uzrokovala bitne razlike u razvoju dinamičke situacije. Dosadašnje usporedbe simulacija ne pružaju savršeno slaganje u svim terminima i na svim izobarnim plohama, no to nije niti očekivano. Bitno je da su zadržane osnovne strukture u poljima geopotencijala i vjetra od rezultata ECMWF-a i najgrubljih simulacija do one na 1 km. Simulacija 1_A pruža početne i rubne uvjete za sve simulacije na domeni 0.333 km, tako da je pojava povećane varijabilnosti u simulacijama 0333_B i 0333_C dominantno posljedica smanjenja difuzije, a ne forsiranja s većih skala.

Na Slici 31 prikazana su polja geopotencijala i vjetra na domeni 1 km s punom difuzijom (1_A). Iz ove simulacije slijede početni i rubni uvjeti za simulacije na 0.333 km (0333_A i 0333_B) te su na istoj slici prikazane njihove vrijednosti. Kako bi se bolje prikazale vrijednosti geopotencijala na različitim simulacijama, za različite izobarne plohe korišteni su različiti koraci izolinija navedeni u opisu slika. Osim toga, vrijednosti geopotencijala u simulaciji 0333_B izgladene su radi korektnijeg prikaza. Glaćenje se sastoji u primjeni otežanog usrednjavanja pomoću točaka oko svake točke posebno gdje je težinska funkcija $w = (D^2 - d^2)/(D^2 + d^2)$. D je polumjer utjecaja te je zadano $D = 5$ (izgladena vrijednost dobiva se uzimajući u obzir točke unutar kruga od 5 koraka mreže), a d je udaljenost između pojedine točke i okolnih koje sudjeluju u usrednjavanju te je po iznosu jednak broju koraka mreže između točaka. Geopotencijal u simulaciji na 0.333 km s reduciranom difuzijom (0333_B) izdvaja se kao posebno varijabilan te je isključena sličnost. Kao potencijalni uzrok ovakvih razlika može se smatrati refleksija valova na gornjoj granici modela. Razlike su ranije pokazane u vertikalnim profilima komponenata vjetra. Valni se oblici pojavljuju u najvišim slojevima u svim prikazanim simulacijama na 1 km i 0.333 km, no u simulaciji na 0.333 km s reduciranom difuzijom (0333_B) su najizraženiji. Potrebno je dodatno istražiti vezu između eventualno reflektiranih valova pri gornjoj granici modela i varijabilnosti pri donjoj granici modela.

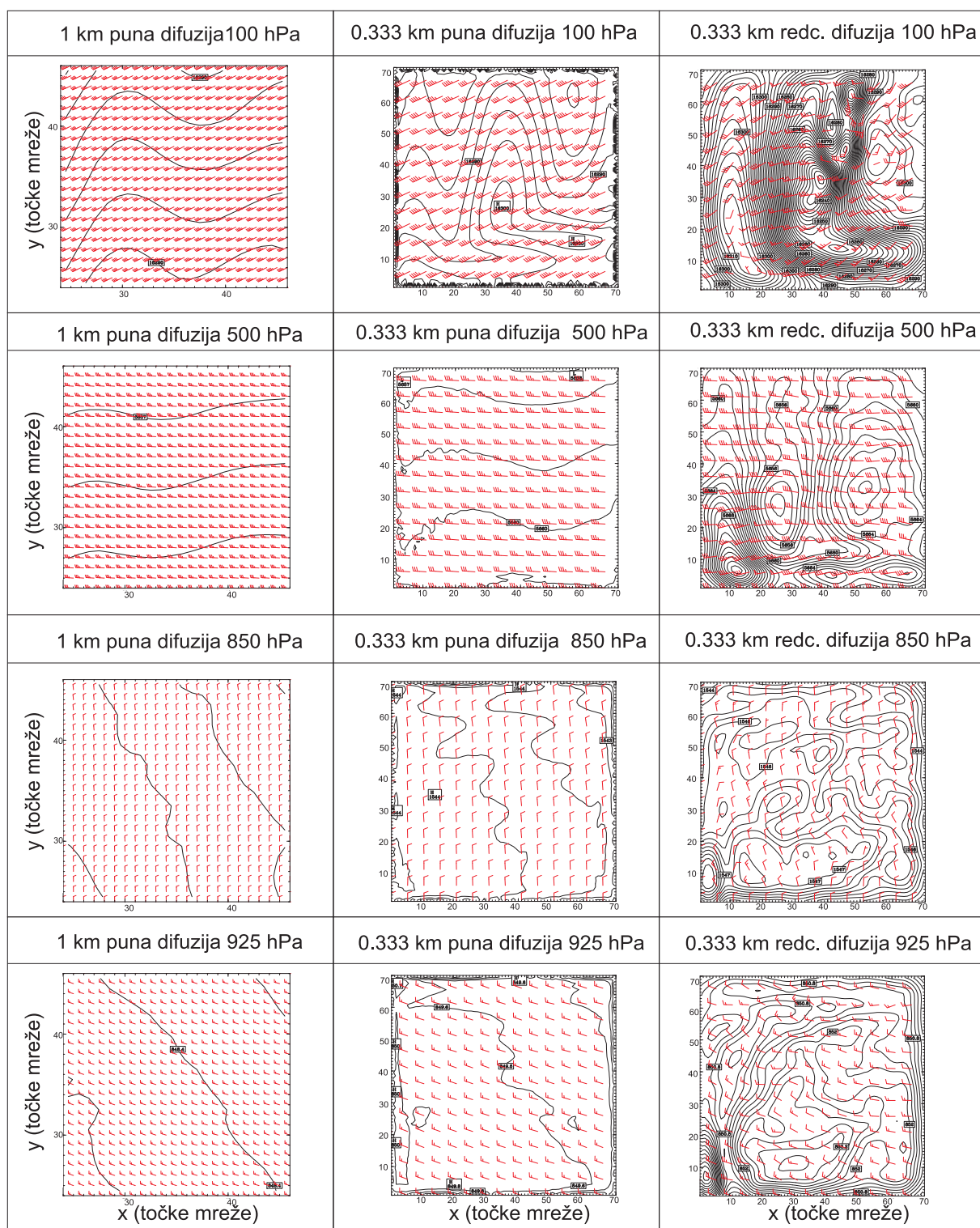




Slika 29: Kao na Slici 27 samo za termin 12 UTC.



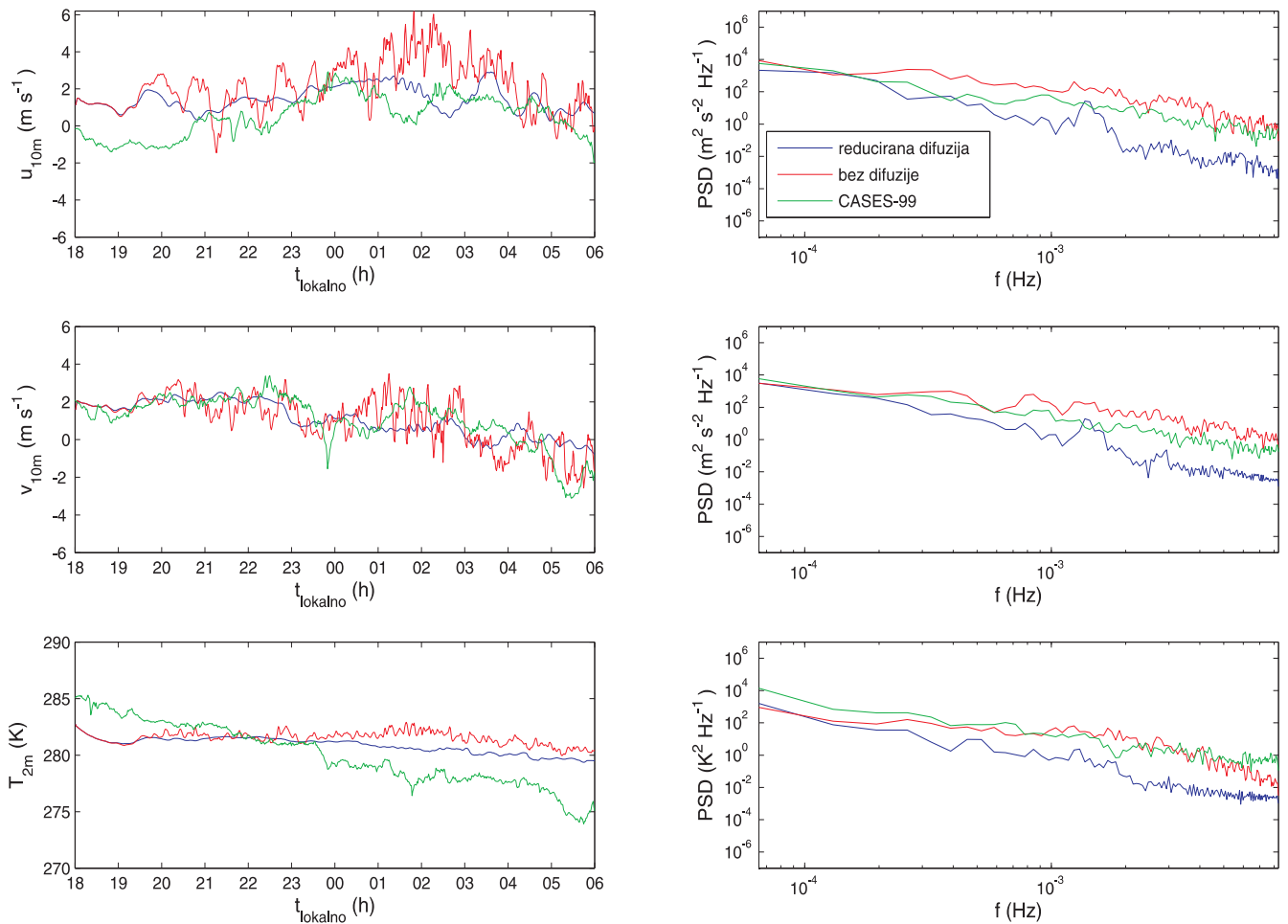
Slika 30: Polje visine geopotencijala i vjetra na izobarnim plovima u terminu 6 UTC. Lijevi stupac je rezultat simulacije na 3 km (3_A), srednji stupac je rezultat simulacije na 1 km s punom difuzijom (1_A), a desni stupac je rezultat simulacije na 1 km bez difuzije (1_B). Korak u izolinijsima geopotencijala je 1 m. Vektor brzine vjetra na domeni 3 km je prikazan u svakoj točki, a u domeni 1 km u svakoj petoj točki.



Slika 31: Polje visine geopotencijala i vjetra na izobarnim plohama u terminu 6 UTC. Lijevi stupac je rezultat simulacije na 1 km s punom difuzijom (1_A), srednji stupac je rezultat simulacija na 0.333 km s punom difuzijom (0333_A), a desni stupac je rezultat simulacija na 0.333 km s reduciranom difuzijom (0333_B). Vektor brzine vjetra na domeni 1 km je prikazan u svakoj točki, a u domeni 0.333 km u svakoj petoj točki. Izolinije u simulacijama 1_A i 0333_A su na plohama 100 i 500 hPa svakih 1 m, a na plohama 850 i 925 hPa svakih 0.3 m. Na domeni 0.333 km s reduciranom difuzijom su izolinije na plohi 100 hPa 2 m, na plohi 500 hPa 1 m, a na ostalim plohama svakih 0.3 m, te je primijenjeno glaćenje opisano u tekstu.

4.5 Utjecaj promjene formulacije gušenja valova

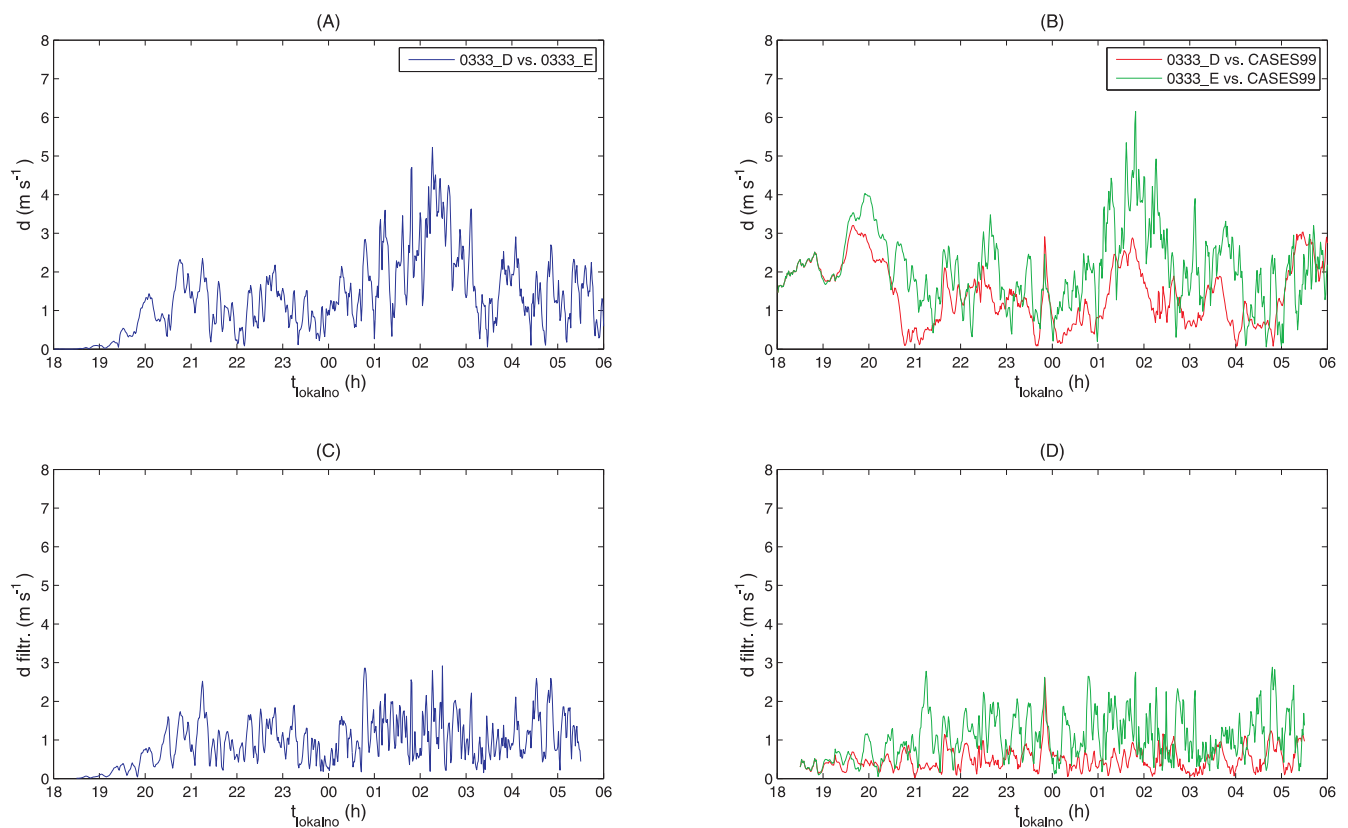
Do sada su predstavljeni rezultati simulacija na 1 km i 0.333 km s različitim parametrizacijama difuzije (horizontalna eksplicitna i prostorna implicitna difuzija) i mikrofizike. Simulacija 0333_B ostvarila je spektre najbliže spektrima mjerenja te je uspjela reproducirati ponašanje perjanice trasera kakvo se očekuje pri meandriranju strujanja. Ipak, vertikalni profili komponenata vjetra i horizontalna polja visine geopotencijala pokazali su kako postoji značajna razlika u stratosferi između simulacije 0333_B i ostalih simulacija i mjerenja. Pretpostavlja se da je dominantan uzrok ovoj razlici refleksija težinskih valova u modelu te su stoga napravljene dvije simulacije u kojima će se na drugi način pristupiti kontroliranju refleksije.



Slika 32: Simulacije na 0.333 km i mjerenja na glavnom tornju u CASES-99 projektu. Na lijevoj strani nalaze se vremenski nizovi u komponente vjetra na 10 m, v komponente vjetra na 10 m i apsolutne temperature zraka T na 2 m. Na desnoj strani prikazan je spektar istih veličina. Plavim linijama prikazane su vrijednosti za simulaciju s reduciranom difuzijom (0333_D), crvenim linijama za simulaciju bez difuzije (0333_E) te zelenim linijama vrijednosti za mjerenja.

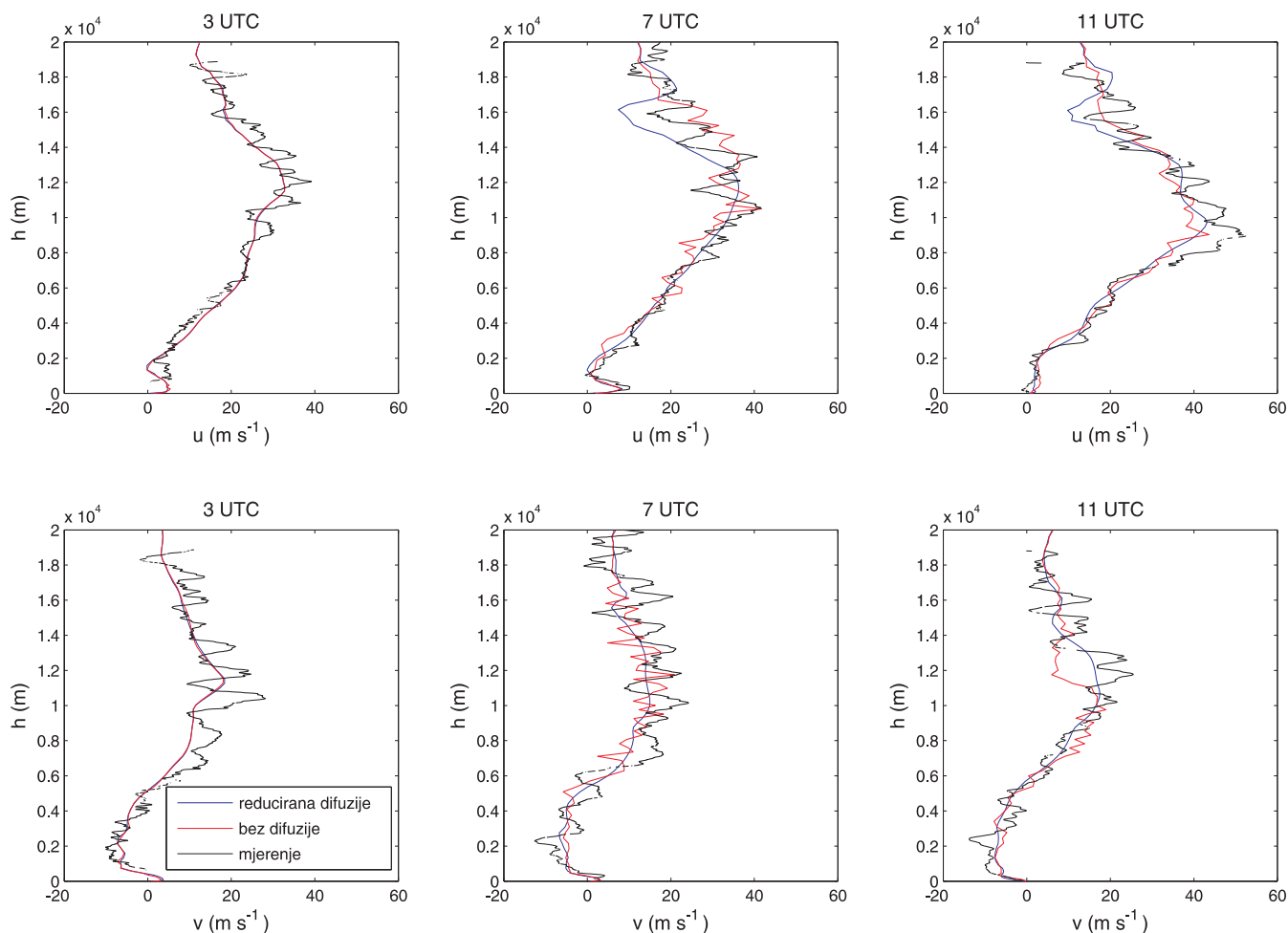
Na Slici 32 prikazani su vremenski nizovi iz simulacija 0333_D i 0333_E. Za njih je karakteristično korištenje implicitnog Rayleighevog gušenja (`damp_opt=3`), a jedina razlika u postavkama je

u tretiranju difuzije. Također je promijenjena debljina sloja u kojem se primjenjuje gušenje valova s 3000 m na 5000 m ispod vrha modela. Simulacija 0333_D koristi reduciranu difuziju, a simulacija 0333_E je bez eksplisitne i implicitne difuzije. Simulacija bez difuzije (0333_E) ima veću varijabilnost i spektar joj je bliži mjerenjima od simulacije s reduciranom difuzijom (0333_D). Iako je simulacija s reduciranom difuzijom i parametrizacijom gušenja $\text{damp_opt}=1$ (0333_B) ranije pokazana kao najprikladnija od simulacija u donjem dijelu domene, promjena formulacije gušenja i debljine sloja u kojem se gušenje primjenjuje gotovo je u potpunosti ugasila varijabilnost. Kako bi se varijabilnost vratila, u simulaciji 0333_E difuzija je u potpunosti ugašena. Ovdje nije prikazana usporedba, no spektri vremenskih nizova komponenata brzina i temperature vrlo su bliski za mjerenja, simulaciju 0333_B i simulaciju 0333_E.



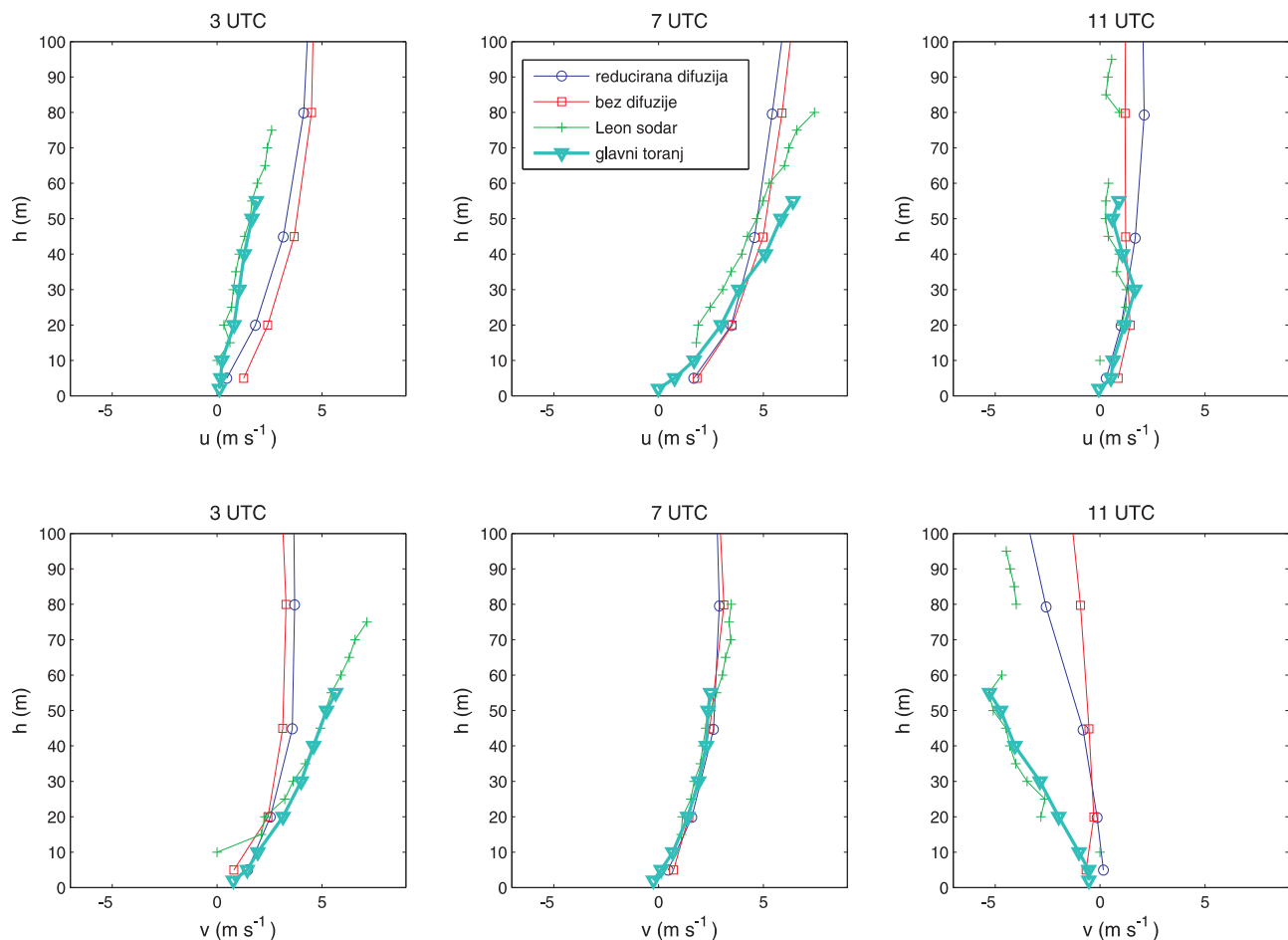
Slika 33: Slično kao Slika 15. Veličina $d(t)$ između dvije simulacije (0333_E i 0333_D) koje se razlikuju u parametrizaciji difuzije prikazana je plavom krivuljom, razlike između simulacija i mjerenja zelenom za slučaj bez difuzije (0333_E) i crveno za slučaj s reduciranom difuzijom (0333_D).

Na Slici 33 prikazana je veličina $d(t)$ dobivena iz izvornih i visokopropusno filtriranih vremenskih nizova komponenata brzine. Vrijede slična opažanja i zaključci kao iz Slika 15 i 16. Razlika se javlja u usporedbi veličine $d(t)$ između 0333_D i mjerenja s jedne strane i između 0333_E i mjerenja s druge strane. Ranije je pokazano kako se simulacije koje se međusobno razlikuju u parametrizaciji mikrofizike slično ponašaju. Sada postoje razlike u parametrizaciji difuzije, te je veličina $d(t)$ između 0333_D i mjerenja nešto manjih vrijednosti nego li u ostalim nizovima $d(t)$.



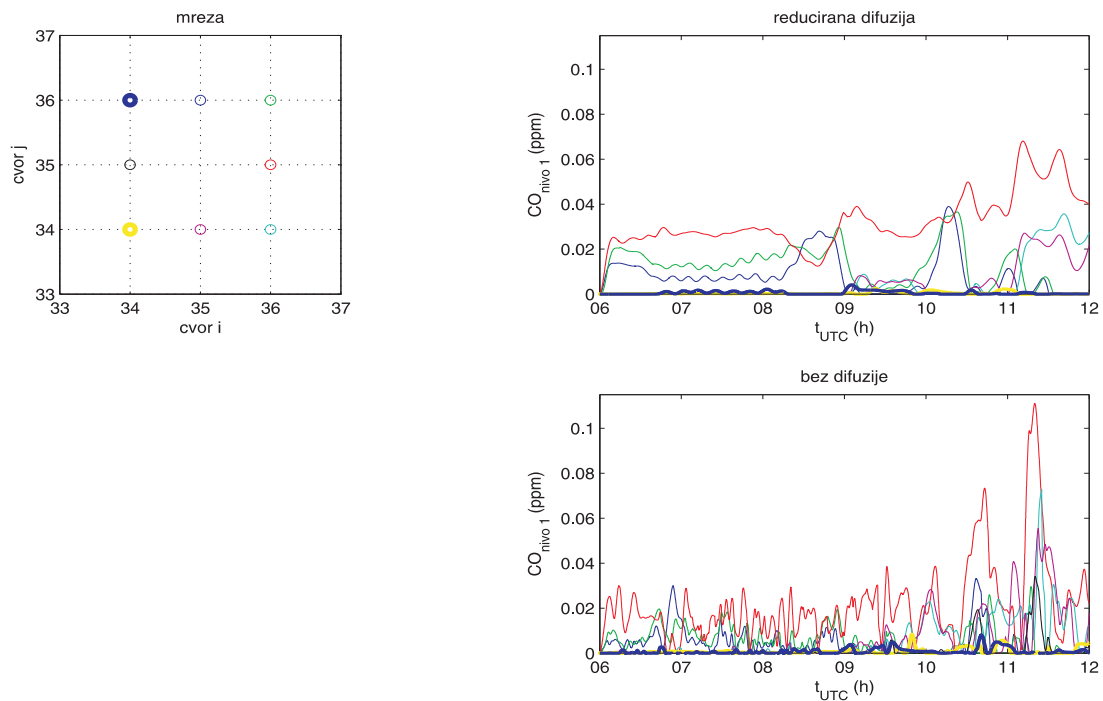
Slika 34: Vertikalni profili u terminima 3, 7 i 11 UTC 19. 10. 1999. Crvenom linijom prikazani su profili iz modela na 0.333 km bez difuzije (0333_E), plavom linijom profili iz modela na 0.333 km s reduciranom difuzijom (0333_D), a crnom linijom stvarni profili u Leonu.

Na Slici 34 prikazani su vertikalni profili u središtu domene na 0.333 km za simulacije 0333_D i 0333_E. U prvom terminu su obje simulacije vrlo bliske i izostaje varijabilnost koja je prisutna kod mjerenja. U obje simulacije u svim terminima izostaju velike razlike u stratosferi koje su bile prisutne u simulaciji 0333_B. Simulacija 0333_E ističe se u terminima u 7 i 11 UTC kao vrlo bliska mjerenjima po srednjem profilu, ali i po većoj varijabilnosti koja nije bila prisutna ranije. Od svih obavljenih simulacija, postavke u simulaciji 0333_E ostvarile su profile najbliže mjerenjima sondom u Leonu. Na Slici 35 prikazani su vertikalni profili do 100 m iz simulacija 0333_D i 0333_E, te mjerenja sodarom u Leonu i na glavnom stupu u CASES-99 projektu. Kao i u usporedbi simulacija 0333_A i 0333_B, javlja se najbolje slaganje svih izvora profila u 7 UTC. U simulacijama 0333_B, 0333_C i 0333_E do sada je utvrđena varijabilnost slična onoj u mjerenjima, no iz vertikalnih profila može se tvrditi kako je simulacija 0333_E jedina istovremeno slična mjerenjima na usporedbama do 20 km i 100 m. Na Slici 36 prikazan je vremenski niz koncentracije CO u točkama oko izvora na domeni 0.333 km u simulacijama 0333_D i 0333_E.

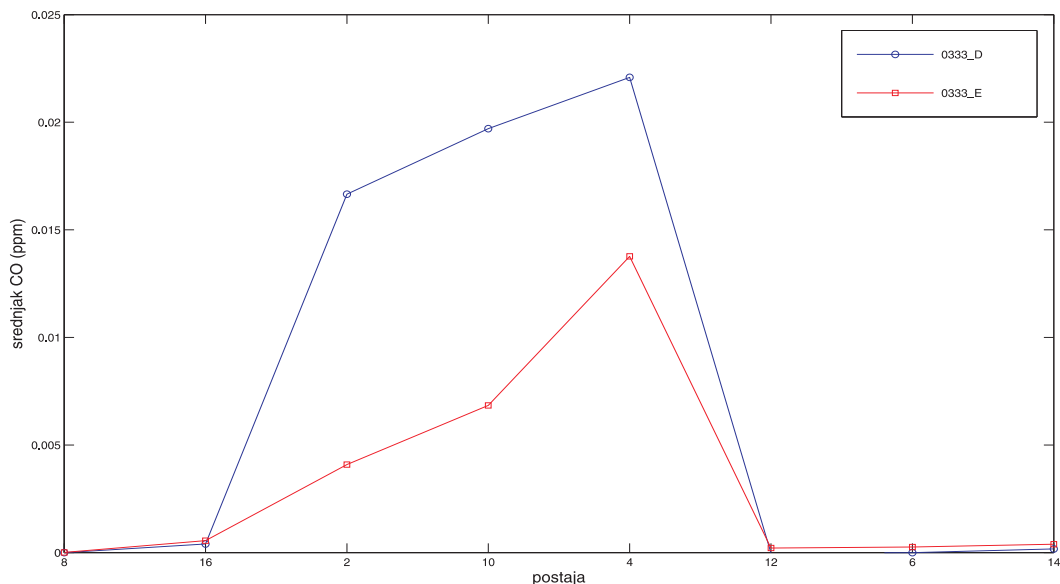


Slika 35: Usporedba komponenta brzine u terminima 3, 7 i 11 UTC. Plavim linijama su označene simulacije s reduciranom difuzijom na 0.333 km (0333_D), crvenim linijama simulacije bez difuzije (0333_E), zelenim linijama mjerenja sodarom u Leonu te cijan linijama mjerenja na stupu u CASES-99 projektu.

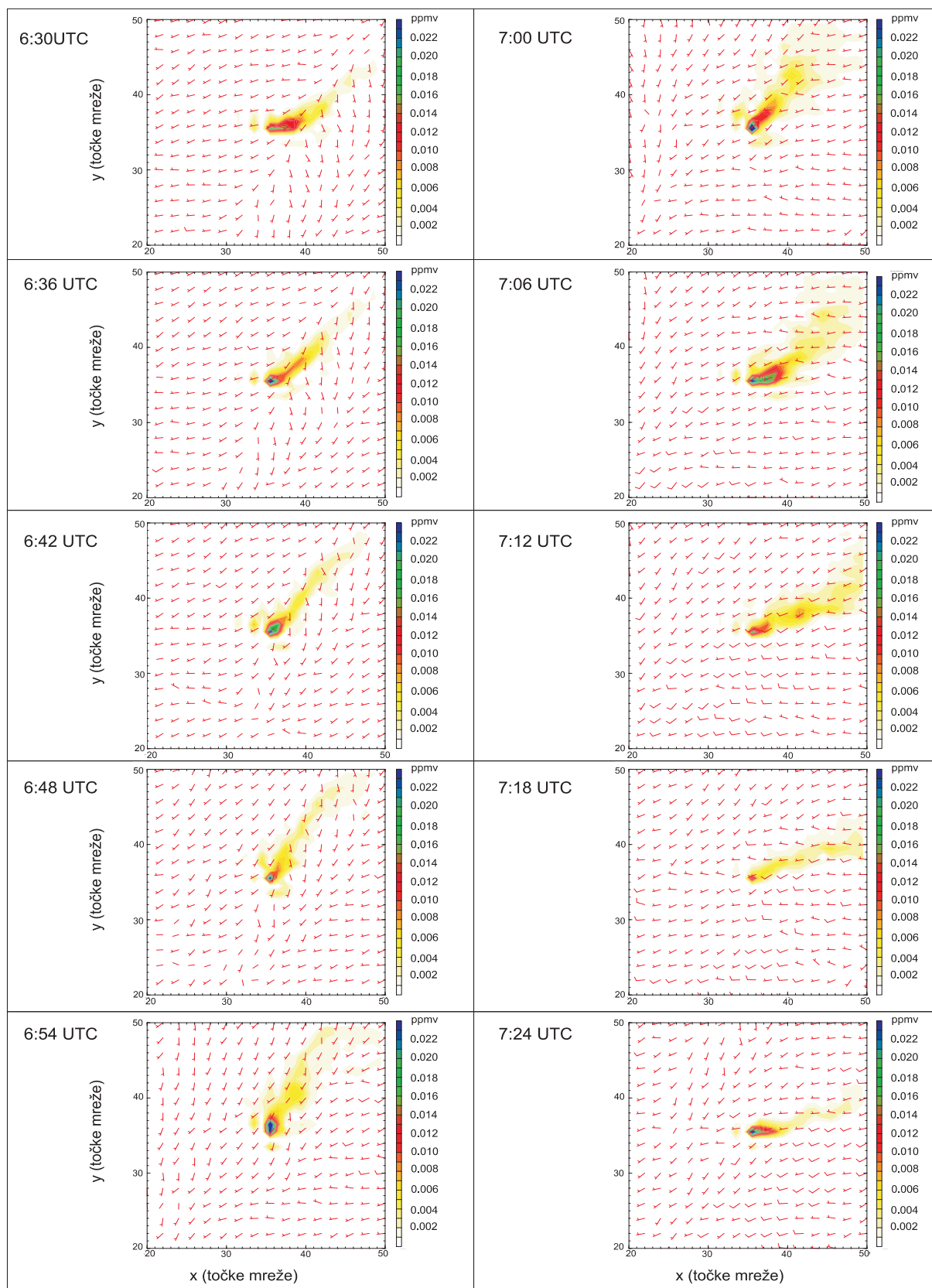
U obje simulacije točke 10 i 4 su najizloženije perjanici zbog prevladavajućeg smjera vjetra. Varijabilnost u simulaciji 0333_D smanjena je s obzirom na onu u simulaciji 0333_B, a apsolutne su vrijednosti u prosjeku veće u simulacijama 0333_D i 0333_E s obzirom na simulacije 0333_A i 0333_B. Na Slici 37 prikazani su satni srednjaci od 8 do 9 UTC 19. 10. 1999. koncentracije CO u ppmv. Vrijednosti koncentracije CO su u simulaciji bez difuzije 0333_E manje zbog boljeg miješanja. Slika 38 pokazuje horizontalno polje koncentracije CO iz simulacije 0333_E. U simulacijama 0333_B i 0333_E reproducirano je ponašanje perjanice (nagla promjena oblika i smjera rasprostiranja; maksimalne vrijednosti izvan glavne osi perjanice; "otoci" povišene koncentracije; nestacionarnost vremenskih nizova) koje je dobiveno i u Vickers i dr. (2008). Usporedba polja visine geopotencijala i vjetra na izobarnim plohama prikazana je na Slici 39. Uspoređuju se rezultati simulacija 0333_A, 0333_D i 0333_E. Ranije se utvrdila sličnost između simulacija 1_A i 0333_A. Simulacija 0333_E izdvaja se kao posebno varijabilna sa zatvorenim strukturama, no opet različitog rasporeda nego li u simulaciji 0333_B prikazanoj na Slici 31. U izradi prikaza je također primijenjeno glaćenje za geopotencijal iz 0333_D i 0333_E kao ono za simulaciju 0333_B.



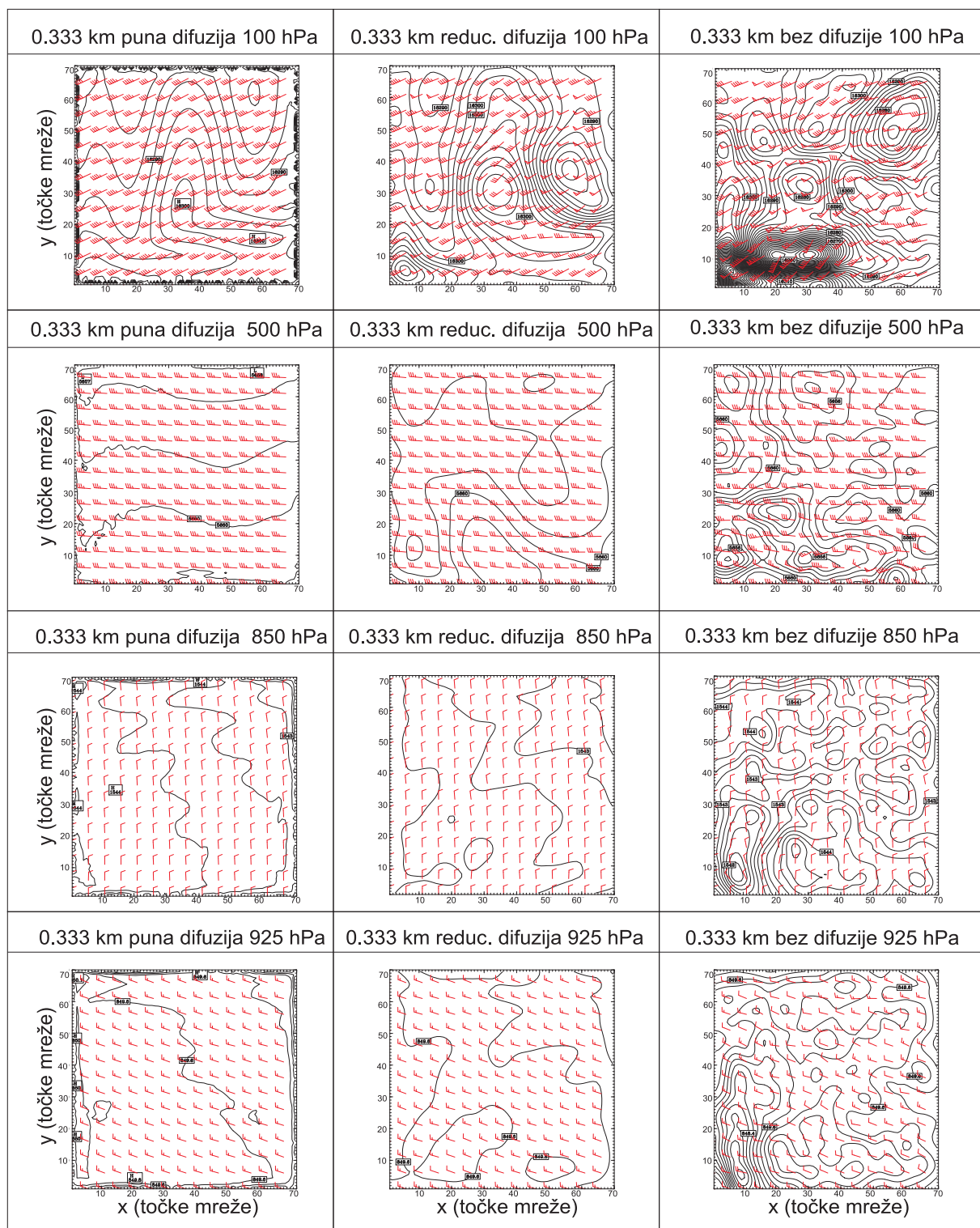
Slika 36: Vremenski niz koncentracija CO na prvom računskom nivou u središtu domene s korakom mreže 0.333 km. Prikazani interval odgovara vremenu od 0 h do 6 h u noći 19. 10. 1999. Na skici gore lijevo prikazane su odabrane točke. Na grafu gore desno prikazni su vremenski nizovi iz simulacije 0333_D, a na grafu dolje desno iz simulacije 0333_E.



Slika 37: Satni srednjak koncentracija CO u točkama mreže prikazanim na Slici 8 iz simulacija 0333_D i 0333_E. Plavo su označeni srednjaci iz simulacije 0333_D, a crveno iz simulacije 0333_E.



Slika 38: Horizontalno polje koncentracija CO na prvom računskom nivou od 6:30 UTC do 7:24 UTC (od 0:00 do 0:54 u noći 19. 10. 1999.) u simulaciji na domeni 0.333 km bez difuzije (0333_E).



Slika 39: Polje visine geopotencijala i vjetra na izobarnim plohama u terminu 6 UTC. Lijevi stupac je rezultat simulacije 0333_A, srednji je rezultat simulacije 0333_D, a desni je rezultat simulacije 0333_E. Izolinije u simulaciji 0333_A su na plohama 100 i 500 hPa svakih 1 m, a na plohama 850 i 925 hPa svakih 0.3 m. Izolinije u simulaciji 0333_D i 0333_E su na plohi 100 hPa 2 m, na plohi 500 hPa 1 m, a na ostalim plohama svakih 0.3 m, te je primijenjeno glaćenje opisano u tekstu prije Slike 31.

5 Zaključak

Numerički model WRF korišten je za proučavanje mezoskalnog fenomena meandriranja. U promatranom periodu u noći s 18. na 19. 10. 1999. u Vickers i dr. (2008) reproducirano je meandriranje perjanice koristeći mjerenja, što se ovdje pokušalo ponoviti uporabom modela WRF. Simulacije u ovom radu odvijale su se na domenama s prostornim korakom 9 km, 3 km, 1 km i 0.333 km. Na domenama 1 km i 0.333 km istraživala se ovisnost rezultata simulacije o parametrizacijama mikrofizike i difuzije te formulaciji gušenja težinskih valova u gornjem dijelu modela.

U simulacijama na 0.333 km koje se razlikuju u mikrofizici (bez mikrofizike 0333_C i s Purdue Linovom mikrofizikom 0333_B) dolazi do razlika u vremenskim nizovima promatranih varijabli, no razlike se mogu dijelom objasniti pojavom procesa koji uključuju vodenu paru i prijelaze između raznih oblika vode u atmosferi. Početak malih razlika u simulacijama na 1 km koje se razlikuju u mikrofizici ne slaže se s procesima prijelaza između različitih oblika vode u atmosferi, te je ovaj problem potrebno dodatno ispitati i provjeriti. Pokazano je kako se kod reproduciranja varijabilnosti ne može očekivati slaganje u fazi, tj. linearna povezanost između simulacija i mjerenja, jer neslaganje u fazi već postoji između dvije bliske simulacije kod kojih je promijenjena samo parametrizacija mikrofizike.

U modelu WRF numerička difuzija dolazi kao posljedica primjene prostornog filtera i korištene sheme za prostorne derivacije. Prostorni filteri uvode se u modele kako bi se osigurala stabilnost i kvaliteta numeričkog rješenja, no pokazano je (npr. Žagar i dr., 2006) kako istovremeno modeli podcjenjuju mezoskalna gibanja. Smanjivanjem difuzije povećala se varijabilnost u modelu, zadržana je stabilnost simulacija, te se ostvarilo približavanje spektara izmjerenih vremenskih nizova u projektu CASES-99 i simuliranih nizova.

Vertikalni profili i polja visine geopotencijala u simulacijama na domeni 1 km pokazuju kako promjena u parametrizaciji difuzije (napravljene su simulacije s punom difuzijom i bez difuzije) ne uzrokuje razvoj nove dinamičke situacije, te da su prisutne razlike numeričke prirode. Kod simulacije na domeni 0.333 km s reduciranom difuzijom i formulacijom gušenja valova povećanjem koeficijenta turbulentne viskoznosti (0333_B) prisutno je dobro slaganje spektara s mjerenjima, no istovremeno postoji znatno odstupanje komponentni brzine vjetra od mjerenja u stratosferi. Razlike u poljima geopotencijala između simulacije s punom difuzijom 0333_A i svih ostalih s reduciranom difuzijom ili bez difuzije ukazuju na drugačije dinamičke situacije. Promjena formulacije gušenja valova u implicitno Rayleighevo gušenje (0333_D) smanjila je razlike u stratosferi, no također gotovo je u potpunosti ugasilo varijabilnost prisutnu u 0333_B. Varijabilnost je ponovno vraćena u simulaciji 0333_E bez difuzije i s implicitnim Rayleighevom gušenjem, s time da u ovom slučaju ne postoje razlike u vjetru u stratosferi te su vertikalni profili brzine varijabilni slično kao i kod mjerenja.

Modelom WRF također je simulirano ponašanje perjanice inertnog traseira. U simulacijama 0333_B, 0333_C i 0333_E perjanica je naglo mijenjala oblik i smjer rasprostiranja, a vremenski nizovi koncentracije u fiksnim točkama pokazali su se vrlo nestacionarnim. Na ovaj su način postignuti slični rezultati kao u Vickers i dr. (2008).

Može se tvrditi kako je odabranim postavkama u modelu WRF moguće donekle reproducirati meandriranje, no potreban je nastavak istraživanja kako bi se utvrdila fizikalna pozadina dobivenih vremenskih nizova i polja, ispitala prostorna varijabilnost, te usporedili vremenski nizovi koncentracija traseira sa stvarnim mjerenjima izvan projekta CASES-99.

6 Literatura

- Anfossi, D., D. Oettl, G. Degrazia, A. Goulart, 2005, An analysis of sonic anemometer observations in low wind speed conditions, *Boundary-Layer Meteorol.*, **114**, 179-203.
- Belušić, D., L. Mahrt, 2008, Estimation of length scales from mesoscale networks, *Tellus*, **60A**, 4; 706-715.
- Chen, S.-H., W.-Y. Sun, 2002, A one-dimensional time dependent cloud model, *J. Meteor. Soc. Japan*, **80**, 99-118.
- Durran, D. R., 1999, Numerical methods for wave equation in geophysical fluid dynamics, Springer-Verlag New York, Inc., 465 str.
- Gelo, B. i dr., 2005, Meteorološki pojmovnik i višejezični rječnik, hrvatski, engleski, njemački i francuski jezik, DHMZ i HINUS, Zagreb, 655 str.
- Klemp, J. B., J. Dudhia, A. Hassiotis, 2008, An upper gravity wave absorbing layer for NWP applications, *Mon. Wea. Rev.*, **136**, 3987-4004.
- Klemp, J. B., D. K. Lilly, 1978, Numerical simulation of hydrostatic mountain waves, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 78-107.
- Lin, Y.-L., R. D. Farley, H. D. Orville, 1983, Bulk parameterization of the snow field in a cloud model, *J. Climate Appl. Meteor.*, **22**, 1065-1092.
- Mahrt, L., 2007, Weak-wind mesoscale meandering in the nocturnal boundary layer, *Environ. Fluid. Mech.*, **7**, 331-347, DOI: 10.1007/s10652-007-9024-9.
- Poulos, G.S., W. Blumen, D. Fritts, J. Lundquist, J. Sun, S. Burns, C. Nappo, R. Banta, R. Newsone, J. Cuxart, E. Terradellas, B. Balsley, M. Jensen, 2002, CASES-99: A comprehensive investigation of the stable nocturnal boundary layer, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **83**, 555-581.
- Skamarock, W. C. i dr., 2008, A Description of the Advanced Research WRF Version 3, NCAR Technical Note, NCAR/TN-475+STR, 113 str.
- Stull, R. B., 1988, An introduction to boundary layer meteorology, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 666 str.

Vickers, D., L. Mahrt, D. Belušić, 2008, Particle simulations of dispersion using observed meandering and turbulence, *Acta Geophys.*, **56**, 234-256.

Žagar, N., M. Žagar, J. Cedilnik, G. Gregoric, J. Rakovec, 2006, Validation of mesoscale low-level winds obtained by dynamical downscaling of ERA40 over complex terrain, *Tellus*, **58A**, 445-455.