

Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

DIPLOMOVÁ PRÁCE



Bc. Tomáš Mejstřík

Validace předpovědního modelu atmosféry v meso-měřítku

Katedra meteorologie a ochrany prostředí

Vedoucí diplomové práce: Mgr. Michal Žák, Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Meteorologie a klimatologie

2008

PODĚKOVÁNÍ

Děkuji Mgr. Michalu Žákovi za hodnotné rady a odborné vedení během mé práce. Děkuji RNDr. Radmile Brožkové, CSc. za odborné zaškolení do práce s numerickým předpovědním modelem a motivující připomínky během konzultování mé práce

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

V Praze dne 12. 12. 2008

Tomáš Mejtřík

Obsah

1	Úvod	7
2	Konvekce v atmosféře	9
2.1	Obecný mechanismus atmosférické konvekce	9
2.2	Druhy atmosférické konvekce	10
2.3	Rozdělení dle velikosti	12
2.4	Rozdělení na konvekci vlhkého a suchého vzduchu	12
2.5	Nesoulad při mísení obou dělení	12
3	Parametrizace konvekce	14
3.1	Rovnovážná a aktivační kontrola konvekce	15
4	Diagnostická schémata vysoké konvekce	18
4.1	Arakawa-Schubertovo konvektivní schéma	21
4.2	Diagnostické schéma modelu ALADIN	23
4.3	Rozšíření diagnostického schématu	25
4.4	Opuštění kvazi-rovnovážné hypotézy	26
4.5	Shrnutí diagnostických schémat	26
5	Prognostické schéma	27
6	MT schéma	29
6.1	Odvození základních rovnic MT schématu	29
6.2	Jednoduché konvektivní schéma založené na MTCS rovnicích . . .	32
6.2.1	Jednoduchá reprezentace mikrofyziky	33
6.2.2	Vertikální rychlost uvnitř oblaku	33
6.2.3	Uzávěr	34
6.3	Historické mísení	34
7	3MT schéma konvektivních procesů	36
7.0.1	Geometrické rozdělení	37
7.0.2	Vodní proměnné a toky	37
7.0.3	Obecné uspořádání schématu	38
7.1	Komponenty schématu	40
7.1.1	Konvektivní vzestupný proud	40
7.1.2	Prognostické proměnné a závěr	41
7.2	Parametrizace mikrofyzikálních procesů	42
7.2.1	Autokonverze	42
7.2.2	Vypařování srážek	43
7.2.3	Procesy zachycování	44
7.2.4	Pádová rychlost srážek	45
7.2.5	Sedimentace srážek	46
7.2.6	Proces tání sněhových vloček na déšť	47
7.2.7	Parametrizace krupek	47
7.3	Sestupné pohyby	47
7.3.1	Prognostické schéma sestupného proudu	47

8	Experimenty s diagnostickým a prognostickým schématem	49
8.1	Situace 26.června 2006	49
8.1.1	Synoptická situace	49
8.1.2	Výstupy předpovědi modelu pro termín 12 UTC	54
8.1.3	Srážkové úhrny v jednotlivých schématech	58
8.2	Situace 21. - 22. června 2006	61
8.2.1	Synoptická situace	61
8.2.2	Výstupy předpovědi pro termín 18 UTC	64
8.2.3	Srážkové úhrny v jednotlivých schématech	65
8.3	Hodnocení modelových výstupů	65
9	Experimentální testování komponent 3MT schématu srážkových procesů	71
9.0.1	Experiment 1 - pádová rychlost srážek	71
9.0.2	Experiment 2 - autokonverze	72
9.0.3	Experiment 3 - ochrana kondenzátů proti vypařování	73
9.0.4	Experiment 4 - vtahování	73
9.0.5	Experiment 5 - Použití veličiny RT ve spektrálním tvaru	73
9.1	Experimenty na 3MT schématu	74
9.1.1	situace 26.června	74
9.1.2	situace 21. - 22.června	74
9.2	Shrnutí experimentálních výsledků	77
10	Závěr	79
	Literatura	80

Název práce: Validace předpovědního modelu atmosféry v meso-měřítku

Autor: Tomáš Mejstřík

Katedra : Katedra meteorologie a ochrany prostředí

Vedoucí diplomové práce: Mgr. Michal Žák, Ph.D.

e-mail vedoucího: Michal.Zak@mff.cuni.cz

Abstrakt: V předložené práci se zabýváme různými fyzikálními principy parametrizace konvekce. Nejprve jsou popsána tradiční parametrizační schémata. Tato schémata jsou založena na hypotéze o kvazi-rovnováze mezi velkoprostorovými působícími procesy a konvektivní aktivitou. Také používají předpokladu o zanedbatelné ploše, kterou konvekce zabírá ve výpočetní buňce. Avšak při rozlišení modelu vyšším než 10 km, konvekce se stává částečně rozlišenou a částečně zůstává nerozlišená. Nyní je zaváděna nová generace předpovědních modelů s vyšším rozlišením. Tyto modely mají nové prognostické konvektivní schéma s novým popisem interakcí mezi konvektivním tokem hmoty a mikrofyzikálními výpočty oblaků a srážek. Prognostické schéma bylo použito pro výpočet vertikální rychlosti ve výstupném a sestupném proudu a pro podrobně zpracovanou mikrofyziku, zahrnující procesy autokonverze, výparu a vypadávání srážek. Od modelu se očekává mnohem přesnější předpovídání atmosférických jevů, včetně vysoké konvekce. Hlavním cílem této práce byla validace nového schématu v různých rozlišeních. Obsahuje porovnání s operativně používanými modely a testování nových komponent.

Klíčová slova: parametrizace konvekce, šedá zóna, prognostická konvekce, prognostická mikrofyzika

Title: Validation of atmosphere prediction model in meso-scale
Author: Tomáš Mejstřík
Department: Department of Meteorology and Environment Protection
Supervisor: Mgr. Michal Žák, Ph.D.
Supervisor's e-mail address: Michal.Zak@mff.cuni.cz

Abstract: In this thesis, we are aimed at various physical principles of convective parametrization. First, traditional parametrization schemes are described. These schemes are based on hypothesis of quasi-equilibrium between large-scale processes and convective activity and suggestion about negligible mesh fraction of convection in grid-box. But, passing to resolution in the range below 10 km, the deep convection is partly subgrid, partly resolved. A new generation of prediction with high horizontal resolution is now introduced. This model has new prognostic convective scheme with new description of interaction between convective mass transport and microphysical computation of clouds and precipitation. A prognostic scheme has been used for the vertical velocity of updraft and downdraft and more elaborate microphysics, include effect of autoconversion, evaporation and sedimentation of precipitation. These models are expected to forecast many atmospheric events much more precisely (e.g. strong convection). Validation of model in experiments at different resolutions is the main task of this work. Comparison of new developed model with model currently used, sensitivity study of new components, are presented.

Keywords: convection parametrization, grey-zone, prognostic convection and microphysics

1 Úvod

Konvektivní schéma vyžaduje speciální pozornost v předpovědních modelech s velikostí gridové (výpočetní) buňky v řádech ~ 10 km a menší, kdy již nemohou být konvektivní procesy svou plochou považovány za zanedbatelné vzhledem k celkové ploše gridové buňky. Avšak tyto procesy ovlivňují průměrné hodnoty v gridové buňce díky tokům tepla, vlhkosti a hybnosti s nimi spojenými. Proto je konvektivní schéma významnou komponentou subgridových (nerozlišených) procesů.

Pro nižší rozlišení (s rozměry gridové buňky větší než zhruba 10 km) postačuje diagnostický přístup. Chceme-li modelovat podrobnější rozlišení, tak je nezbytné opustit hypotézu o kvazirovnováze mezi konvektivní aktivitou a velkoprostorovými procesy, které ji zásobují. Modernější přístup používá prognostický přístup pro vertikální rychlost výstupného proudu a pro plochu, kterou tento výstupný proud v gridové buňce zabírá. Tento přístup je díky jeho vlastnostem použitelný v širokém rozsahu rozlišení a proto se jeví jako výhodný nástroj pro zvládnutí tzv. „šedé zóny“.

Znalost vertikální rychlosti ve vzestupném proudu a jeho plochy je důležitá pro porozumění mikrofyzikálním procesům, stejně tak jako pro parametrizaci sestupného proudu. S takovými vylepšeními však narážíme na dva problémy. První je v kombinování dvou různých srážkových schémat pracujících souběžně a vycházejících ze stejného počátečního stavu. V takovém případě je potřebné předcházet dvojímu započítávání. Druhý problém pramení z toho, že je potřeba zacházet s oblačnými kondenzáty jako s modelovými proměnnými a z potřeby nahradit hrubou diagnostickou parametrizaci oblaků a srážek mnohem podrobnějším mikrofyzikálním schématem, které pracuje s kondenzáty nehledě k jejich původu (rozlišené či nerozlišené).

Hlavním cílem této práce je seznámení s různými fyzikálními principy parametrizace konvekce. Nejprve jsou popsána diagnostická parametrizační schémata používaná v předchozích modelech (od 70. let 20. století). Poté následuje diskuze hypotéz a předpokladů, za kterých byly odvozeny a s tím související problémy na které schémata naráží při zvyšování rozlišení modelu. Dále jsou uvedena prognostická schémata, která představují soudobý trend v parametrizaci konvekce a od kterých se očekávají lepší výsledky při předpovědi konvekce s vyšším rozlišením.

V experimentální části byly spuštěny numerické předpovědi pro vybrané situace s významnou konvektivní aktivitou. Předpovědi byly provedeny oběma druhy schémat a s různými horizontálními rozlišeními, zasahující do rozměrů „šedé zóny“. Také proběhlo testování vlastností prognostického schématu se zaměřením na takové, které jej odlišují od diagnostického schématu. Výsledky předpovědi byly obrazově zpracovány a porovnány se skutečným pozorovaným průběhem. Nakonec je provedeno vyhodnocení výsledků.

Nejprve je v kapitole 2 čtenář seznámen s problematikou atmosférické konvekce, zejména s vlastnostmi důležitými pro numerické modelování. Poté jsou uvedeny obecné formulace pro popis modelově nerozlišených procesů, do kterých (pro nízké rozlišení) konvekce spadá. Též jsou nastíněny problémy vznikající při přechodu konvekce do rozlišené části modelu. V kapitole 4 jsou popsána klasická diagnostická schémata konvekce a jsou diskutovány předpoklady těchto schémat

při použití na vyšším rozlišení. Následující kapitoly 6 a 7 se zabývá představním prognostických schémat konvekce, jejichž předností by mělo být vypořádání se s problémy podrobnějšího rozlišení. V kapitole 8 byly prezentovány výsledky předpovědi diagnostickým a prognostickým schématem v různých rozlišeních a vzájemné porovnání těchto schémat a porovnání též se skutečným průběhem počasí. Další kapitola 9 je zaměřena na experimenty s 3MT schématem srážkových procesů, kde se testovaly jednotlivé jeho komponenty. Poslední kapitola shrnuje dosažené výsledky a hodnotí chování obou schémat s jejich odlišnostmi.

Vzhledem k tomu, že pro některé anglické výrazy neexistuje odpovídající český ekvivalent, tak jsou v textu použity tyto výrazy v původní podobě. V případech, kde lze použít český ekvivalent, tak je tento upřednostňován a v závorce je uveden anglický termín.

2 Konvekce v atmosféře

2.1 Obecný mechanismus atmosférické konvekce

Definice konvekce je velmi různorodá, Emanuel [3] např. definoval konvekci jako každou cirkulaci která je způsobena akcí gravitace v nestabilním vertikálním rozložení hmoty. V atmosféře se konvekce neobjevuje jako laboratorně pozorovaný pravidelný vzor Bénardových buněk. V atmosféře se konvekce objevuje náhodně nebo v systémech jako jsou linie instability. Konvekce zahrnuje tedy jak vzestupné, tak i sestupné pohyby. Oblasti vzestupných proudů mají různé velikosti a sestupné oblasti se rozprostírají na mnohem větší ploše než vzestupné. Sestupné pohyby jsou velmi pomalé pohyby kompenzující subsidence. Tyto kompenzující subsidence je však nutné odlišovat od silnějších sestupných proudů v oblaci samotném. Oblasti subsidence jsou převážně bezoblačné nebo mají jen nízká oblaka. Pozornost je proto věnována především vertikálně vyvinutých oblakům (cumulus congestus či cumulonimbus) přítomným ve vzestupném toku. V oblastech stoupajícího toku jsou vzestupné proudy lokalizovány v relativně malých oblastech příčného průřezu. Energie uvolněné při fázových změnách převyšuje energii laboratorních Bénardových buněk, protože tu je značný termodynamický rozdíl. Zatímco v případě Bénardovy konvekce je energie do systému dodávána na spodní hranici oblasti, v oblaku je energie produkována kontinuálně, jak vzduchová částice vystupuje. Přitom zvyšuje svůj vztlak a tím i hybnost.

Za příznivých podmínek se vzestupný proud rozvine v jednotku (buňku) konvektivní cirkulace. Životní cyklus jedné konvektivní buňky lze rozdělit do tří fází: prvotní stadium s převládajícím vzestupným proudem v buňce, fázi zralosti obsahující jak vzestupné i sestupné proudy a disipativní fázi s převládajícím sestupným proudem. V první fázi se vzestupný proud rozšiřuje přes většinu vertikálního rozsahu oblaku a jeho výskyt je odražen oblastí nižšího přízemního tlaku a konvergence přízemního větru. Tím, jak vzestupný proud vyvolá růst oblaku do výšky, tak nový vzduch proudí (je vtahován) skrz boční stěny oblaku a mísí se vystupujícím proudem. Je to v důsledku rozdílu tlaku a třecích sil mezi oblakem a jeho okolím. Největší rozdíl mezi teplotou uvnitř oblaku a okolím se nachází v horních hladinách, tam kde je nejvyšší rychlost. S pokračujícím vzestupným pohybem je kondenzací uvolňováno velké množství vody, která časem dosáhne množství, které nemůže být nadále udrženo vzestupným proudem a voda začne vypadávat. Díky viskózním silám tato padající voda s sebou strhává vzduch a brzy poté vyvolá silný sestupující proud v částech oblaku, která předtím obsahovala vzestupný proud. To je počátek fáze zralosti. Sestup je spojen s pokračujícím vzestupným proudem a má největší horizontální rozsah ve spodních vrstvách buňky. Postupem času sestupný proud z původně středních a spodních vrstev rozšiřuje svůj vertikální i horizontální rozsah. Vzestupný proud stále zvyšuje svou rychlost s výškou, kdežto rychlost sestupného proudu je s výškou téměř konstantní. Avšak ve výškách nižších než přibližně 1600 m nad zemí se objevuje minimum rychlosti, způsobené tím, jak proud vzduchu dosahuje k povrchu. Vzduch sestupného proudu dosahuje zemského povrchu jako jádro studeného vzduchu ve srážkové oblasti a šíří se horizontálně podél povrchu. To způsobí výraznou změnu přízemního větru a pokles přízemní teploty. V oblastech studeného výtoku z oblaku je pozorovatelný vzestup přízemního tlaku a divergence přízemního větru. U povrchu je vertikální sestupný proud přeměněn na horizontální pohyb. Zde

produkuje charakteristické jevy, jako jsou gust fronty, tj. závany větru z oblastí srážek. Sestupný proud se rozvine jako odezva na výstup a brzy potom co je dosaženo nejvyšší rychlosti sestupu, tak je vzestupný proud odříznut od oblasti zdroje vlhkosti a buňka vstupuje do závěrečné disipativní fáze neboli fáze rozpadu. S disipací vzestupného proudu a následovného zmizení zdroje srážek postupně bude i sestupný proud slábnout, až zanikne úplně. Délka životního cyklu bouřkové buňky je určena především dobou potřebnou k vytvoření srážek a časem potřebným k vypadnutí těchto srážek do spodních hladin, kde se vypaří, popř. roztají a přispějí tím k zániku bouřkové buňky. V místech, kde je znatelný vertikální stříh horizontální rychlosti větru, může být prodloužena fáze zralosti. Zvyšující se horizontální rychlost větru s výškou způsobí sklonění osy vzestupného proudu v buňce. Vypadávající srážky budou procházet pouze malou částí stoupajícího vzduchu a z větší části skrz relativně klidný vzduch přiléhající ke vzestupnému proudu mimo konvektivní buňku. V tomto případě, kdy není vzestupný proud tlumen padajícími srážkami, může vzestup pokračovat do doby, než je vyčerpán zdroj energie. Buňka poté může zaniknout, aniž by prošla závěrečnou fází vývoje, kdy převládá sestupný proud. Srážky vypadávající ze skloněného oblaku mohou dát vzniknout sestupnému proudu mimo viditelnou oblast oblaku, ale takový sestupný proud má v přírodě krátké trvání, protože sestupující, nenasycený vzduch může klesat jen malou vzdálenost předtím, než nastane rovnováha hustoty s okolním prostředím. (tj. sestupný proud nemůže přetrvat v nenasyceném vzduchu). Osamocené konvektivní buňky jsou mnohem méně intenzivní než podobné buňky vyskytující se v organizovaných skupinách. Jednotlivé buňky ovlivňují podmínky vzniku a vývoje následujících buněk. Jak se taková vícebuněčná struktura vyvíjí, tak každá následující buňka dosáhne vyšších výšek než předchozí, protože vtahování přes boční okraje buňky, která se vyvinula později, bude narozdíl od prvotní buňky zahrnovat i nasyčený vzduch z předešlých buněk. Prvotní buňka byla však obklopena a vtahovala relativně suchý vzduch. Pokud nějaká buňka dosáhne výraznějších vertikálního rozsahu, tak kompenzující subsidence indukovaná touto buňkou bude mít za následek potlačování vzniku dalších sousedních oblaků. Oblaka mohou také dát vzniknout další konvekci, kdy z buňky v konečné fázi vývoje ve spodní části proudí studený vzduch, který může být hybnou silou pro další rozvoj oblaků v sousedství.

2.2 Druhy atmosférické konvekce

Konvekce vlhkého vzduchu se objevuje v mnoha velikostech a tvarech, ale podstatné pro všechny její projevy jsou vertikální pohyby vzduchu řízené Archimedovskými vztlačovými silami. Konvekce je důležitá pro předpověď atmosférických pohybů z několika důvodů. Velkoprostorové gradienty latentního ohřívání vzniklé díky vysoké konvekci pomáhají řídit velkoprostorové vertikální cirkulace jako je Hadleyova či Walkerova buňka. Vysoká konvekce je též klíčovou komponentou pro El Niño Southern Oscillation (ENSO), která silně ovlivňuje sezónní klima severní polokoule. V protikladu k vysoké konvekci, mělké konvektivní oblaky typu kumululus jsou nejčastější druh oblaků v subtropických zeměpisných šířkách. Mělká konvekce ovlivňuje radiační příspěvek povrchu, strukturu a turbulenci v mezní vrstvě a tím i klima.

Důležitost konvekce pro lokální i globální atmosférické procesy naznačuje, že bez rozumné reprezentace všech typů konvektivních procesů v numerických modelech je obtížné až nemožné předpovědět správně maloprostorovou i velkoprostorovou cirkulaci atmosféry.

Navíc je konvekce vlhkého vzduchu klíčovou komponentou hydrologického cyklu. V klimatickém systému je v pohybu velké množství vody a srážky jsou spojujícím článkem mezi atmosférickou a pozemní část hydrologického cyklu. Vlhká konvekce je též zásadním procesem pro regulaci obsahu vodní páry v atmosféře, což poskytuje největší zpětnou vazbu pro změnu klimatu. Lze oprávněně tvrdit, že srážky jsou jednou z nejdůležitějších vlastností počasí a charakteristik klimatu. Konvektivní srážky také mohou přinášet extrémní projevy počasí, jako jsou přívalové deště a povodně. Proto pro numerické modelování počasí je potřebné vzít v úvahu projevy, které konvekce způsobuje, jako produkce latentního tepla, transport tepla, vlhkosti a hybnosti a další.

Jak bylo naznačeno výše, je výhodné rozlišit různé formy vlhké konvekce do dvou hlavních kategorií: vysoká a mělká konvekce. Jak název napovídá, vysoká konvekce hovoří o konvektivních částech, které zasahují velkou část troposféry, kdežto mělká konvekce obsahuje elementy zasahující jen malou část troposféry. Kvůli menším výškám a slabším vertikálním pohybům je někdy uvažováno o mělké konvekci jako takové, která netvoří srážky. Vlhká konvekce rozlišovaná tímto způsobem působí v ovzduší dvěma různými způsoby. Vysoká konvekce, spojená se silnými vzestupnými pohyby a srážkami, způsobuje v okolním vzduchu oteplování a úbytek vlhkosti díky subsidenci okolního vzduchu a odstraňováním vody prostřednictvím srážek. Naopak nesrážková mělká konvekce nezpůsobuje ohřívání či úbytek vlhkosti, protože voda není z atmosféry odstraňována. Místo toho se vytváří vertikální dipól, kdy se horní část díky konvekci ochlazuje a zvlhčuje, tím jak se voda dostává z oblaků a vypařuje se. Spodní část oblačné vrstvy se ohřívá a snižuje se její vlhkost díky tomu, že vodní pára kondenzuje na oblačnou vodu a produkuje latentní teplo.

Jiný problém vyvstává, pokud budeme chtít vysokou konvekci dále rozdělit na konvektivní a stratiformní komponentu. Konvektivní komponenta zahrnuje konvekci organizovanou v jednotlivých buňkách, horizontálně malých oblastí intenzivnějších vzestupných a sestupných pohybů spojených s mladou, aktivní konvekcí. Stratiformní komponenta je ta část konvekce spojená se starší, méně aktivní konvekcí s vertikálními pohyby většinou méně než 1ms^{-1} .

Z modelového hlediska je také nutné provést rozdělení konvektivních procesů na takové, které bude možné popsat vývojovými rovnicemi a takové, které se parametrizují. Rozdělení je prováděno z toho hlediska, jak se jednotlivé skupiny procesů budou ovlivňovat a navzájem interagovat.

Jsou dva hlavní způsoby separace (rozdělení): dělení dle měřítka a suché/vlhké či diabatické/adiabatické dělení. Rozdělení dle měřítka bývá srovnáváno s technickými problémy spojenými s numerickým modelováním, ale je velmi umělé v termínu fyziky konvekce. Největším zdrojem nesouladů v problematice konvekce je míchání těchto dvou dělení dohromady.

2.3 Rozdělení dle velikosti

Dělení dle měřítka je matematicky odůvodněné, a bylo úspěšně používáno po desetiletí v souvislosti se suchou turbulencí. Jeden přístup je vybrání referenční velikosti a definování jako velkoprostorové takové odchylky, které jsou rozsáhlejší než oblasti o referenční velikosti. Ostatní zbývající odchylky jsou označeny jako maloprostorové. Běžně se jako referenční velikost jevu uvažuje deformační poloměr, velikost pozorovaného systému ze sítě pozorovacích stanic či velikost gridové buňky v numerickém modelu. Další z možností definice měřítka je spektrální rozklad, jehož nejběžnějším příkladem je Fourierova analýza. Vlny delší než určitá velikost jsou velkoprostorové a kratší jsou označovány za mesoměřítkové. Touto metodou je možné provést nejen prostorové dělení, ale i časové dělení na krátkodobé dlouhodobé odchylky.

Asi nejvýraznější je rozpor mezi pojmy měřítko a fyzikální dimenze jevu. Jaké může být měřítko například srážkového konvektivního oblaku širokého 10 km? Dalo by se předpokládat že měřítko je také 10 km, tím by se takový oblak označil jako maloprostorový. Avšak srážky v takovém oblaku přispívají k integrálům všech referenčních velikostí které obklopují oblak. Každý srážkový oblak má proto velkoprostorovou podstatu.

V práci Arakawa a Schubert [1] je uvedeno: „Mnoho jednotlivých kumulových (konvektivních) oblaků, které se objeví ve velkoprostorové atmosférické odchylce má prostorové a časové měřítko mnohem menší než odchylka samotná. Díky tomuto rozdělení dle měřítka, může být možné předpovídat časovou změnu velkoprostorové odchylky tím, že nebudeme popisovat jednotlivý oblak, ale pouze jejich celkový vliv. To je cíl parametrizace konvekce.“

V tomto případě je velkoprostorová složka srážkových oblaků zanedbána nebo je zahrnuta pod pojmem velkoprostorové odchylky. Avšak se zároveň od této odchylky očekává, že má časové měřítko mnohem delší než konvekce. Tedy možnost rychlé velkoprostorové složky konvektivního toku je implicitně zanedbána. Z toho plyne, že oblaka nemohou být řešena souhrnně bez zahrnutí jejich velkoprostorové části.

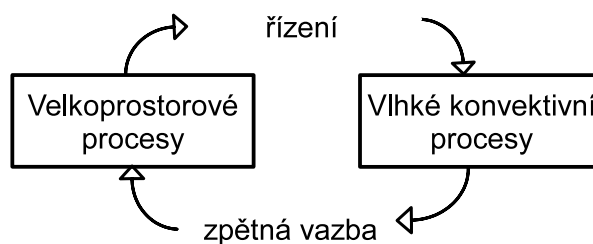
2.4 Rozdělení na konvekci vlhkého a suchého vzduchu

Výskyt a formování konvektivních oblaků je pevně spojeno, díky rovnici kontinuity, s pohyby v okolní atmosféře. Pohyby okolního nenasyceného vzduchu jsou sice neviditelné pro vizuální či radarová pozorování, ale jsou popsány s dostatečnou přesností rovnicemi s malou vnitřní nejistotou. To je návod pro vlhké/suché či diabatické/adiabatické rozdělení. Dynamika vlhké konvekce je velmi komplexní, zahrnující nejenom nasycení a efekty spojené s fázovými přechody, ale i komplikace zahrnující mikrofyziku zkondenzovaných vodních částic. Ale aspoň jsou tyto „vlhké“ pohyby jsou poměrně dobře pozorovatelné, například distančními metodami. Odpovídající „suché“ pohyby je těžké pozorovat, ale jsou snadno popsatelné jednoduchými rovnicemi.

2.5 Nesoulad při mísení obou dělení

Na obr. (1) jsou dva nepřekrývající se boxy, označené velkoprostorové procesy a vlhké konvektivní procesy. Boxy jsou propojené šipkami označenými „řízení“ a

„zpětná vazba“.



Obrázek 1: Interakce mezi velkoprostorovými a konvektivními procesy, převzato z [8]

Zbývá rozhodnout, do které části diagramu spadají srážky, nejvíce sledovaný proces ve vysoké konvekci. Pokud zakryjeme slova v pravém boxu, tak diagram znázorňuje, jak bude velkoprostorový proces reagovat s jiným, nepřekrývajícím se boxem. To ukazuje na separaci podle měřítka. Jak bylo diskutováno výše, čisté srážky jsou z toho důvodu ve velkoprostorovém boxu. Ale pokud zakryjeme slova v levém boxu, diagram popisuje interakci vlhkého procesu s dalším procesem. To vede na rozdělení vlhké-suché procesy. Stručně řečeno, ačkoli jsou oba boxy uvedeny jako nepřekrývající se, velkoprostorové a vlhké konvektivní procesy nejsou vzájemně se vylučující, srážky jsou obojí. Pro shrnutí, vhodnější diagram znázorňující překrývající se velkoprostorové a vlhké konvektivní procesy v konvektivních oblastech může vypadat jako na obr. (2). Obr. (3) ukazuje oba způsoby separace popsané výše, rozdělující problém na dvě vzájemně vylučující se části: prostorovou a vlhkou-suchou separaci.



Obrázek 2: Skutečná podoba diaramu z obr. (1)

3 Parametrizace konvekce

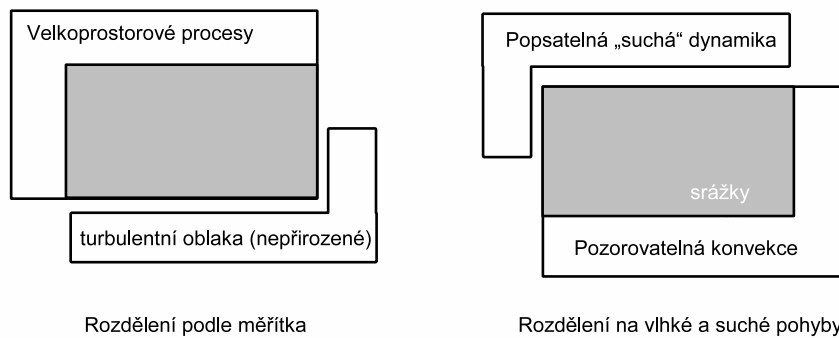
Protože se konvekce skládá z prostorově velmi malých vzestupných a sestupných proudů, je početně nezvládnutelné reprezentovat tyto procesy přímo v gridových bodech ve většině dnes používaných numerických předpovědních modelech počasí. Pro rozlišení jednotlivých konvektivních buněk by byly potřeba vzdálenosti gridových bodů 25 - 1000 metrů. To je tedy hlavním důvodem, proč byly sestrojeny různé parametrizace konvekce.

Parametrizace konvekce popisuje sub-gridové efekty na gridových proměnných, což je nazýváno implicitní parametrizací. Některá schémata parametrizace počítají s efekty jak mělké, tak i vysoké konvekce, ale spousta se jich zaměřuje na reprodukování vlivu buď mělké nebo vysoké konvekce na okolní atmosféru. V mnoha schématech se uvažují jen změny okolní teploty a specifické vlhkosti, přestože se ukazuje, že je též důležitým vlivem transport hybnosti.

Jednou z charakteristických vlastností parametrizace konvekce je vyčíslení veličiny zvané konvektivní dostupná potenciální energie (convective available potential energy, CAPE) prostředí - maximální dostupná energie pro vzestupující částici uvažovaná z metody částice. Vezměme vzduchovou částici reprezentující atmosféru v dané hladině a vyzvedněme ji adiabaticky z počátečního bodu do hladiny neutrálního vzhosu, či rovnovážné hladiny (level of neutral buoyancy, equilibrium level, EL). Okolí částice považujeme za konstantní a neuvažujeme promíchávání vzduchu mezi okolím a částicí. Z předpokladu, že částice je původně nenasycená a okolí je podmínečně instabilní, pak je vzestup částice zprvu suchoadiabatický a výsledná vztlaková síla působící na částici působí směrem dolů (hustota částice je vyšší než hustota okolního vzduchu). Pokračujícím výstupem se částice nasytí a od té doby stoupá vlhkoadiabaticky a může dosáhnout v nějaké výšce hladiny volné konvekce (level of free convection, LFC), nad kterou působí na částici vztlaková síla směrem vzhůru. Nyní částice stoupá samovolně až dosáhne rovnovážné hladiny, kde má částice stejnou teplotu jako okolí. Výše nad touto hladinou působí na částici negativní vztlaková síla. Tedy CAPE může být definována jako

$$\text{CAPE} \equiv g \int_{\text{HVK}}^{\text{EL}} \frac{\theta(z) - \bar{\theta}(z)}{\bar{\theta}(z)} dz, \quad (1)$$

kde g je tíhové zrychlení, θ je potenciální teplota částice stoupající adiabaticky



Obrázek 3: Dva způsoby rozdělení na samostatné, navzájem interagující části

z počátečního stavu, $\bar{\theta}$ je okolní potenciální teplota a z je výška. Při výpočtech CAPE se jako teplota vzduchové částice nejčastěji používá teplota vzduchu u zemského povrchu nebo teplota reprezentující průměrnou teplotu mezní vrstvy atmosféry. Práce vykonaná vztlačovými silami působící mezi hladinami LFC a EL na stoupající částici může být přeměněna na kinetickou energii částice. Vysoká konvekce může nastat pouze v případě, že $\text{CAPE} > 0$. CAPE může nabývat jak kladných tak i záporných hodnot, ale pro určení, zda konvekce nastane jsou důležité jen kladné hodnoty. V silných bouřkových situacích dosahuje CAPE hodnot $600 - 2500 \text{ J kg}^{-1}$.

Druhou velmi běžnou veličinou používanou pro úvahy o konvekci a její parametrizaci je konvektivní inhibice (convective inhibition, CIN). Definujeme CIN částice jako energii potřebnou k vertikálnímu a pseudoadiabatickému vyzvednutí částice z počáteční hladiny PH do hladiny volné konvekce. Pro částici s pozitivní CAPE, CIN je reprezentována negativní oblastí na termodynamickém diagramu. CIN je tedy definována jako

$$\text{CIN} \equiv -g \int_{\text{PH}}^{\text{HVK}} \frac{\theta(z) - \bar{\theta}(z)}{\bar{\theta}(z)} dz, \quad (2)$$

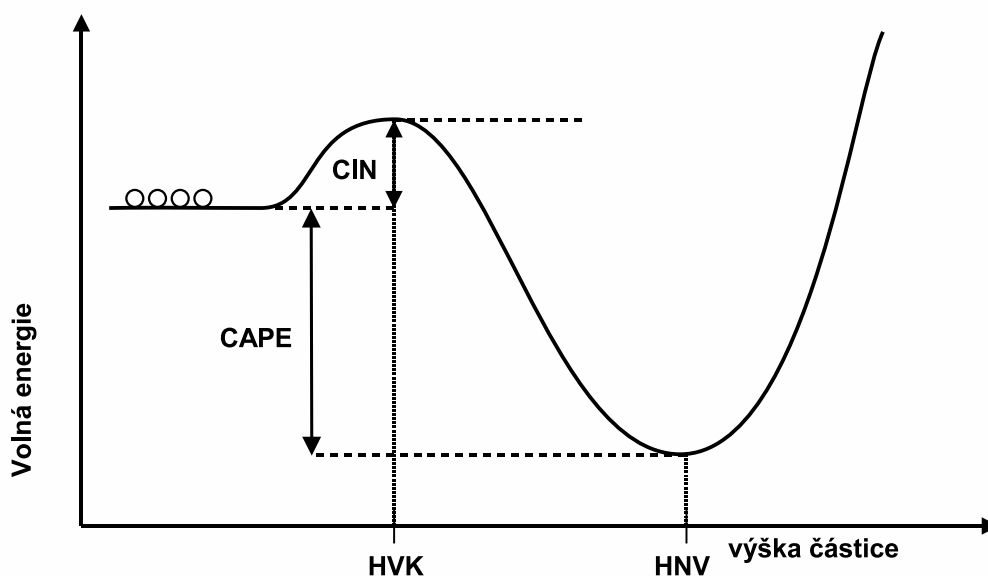
kde SL je počáteční hladina částice, ze které je počítána CAPE. Znaménko minus je použito, aby bylo $\text{CIN} > 0$ pro částici, která potřebuje dodat energii pro dosažení její LFC. V prostředí kde je vysoká hodnota CAPE nemusí nastat konvekce, pokud je hodnota CIN dostatečně velká, tj. energie potřebná pro zdvih částice do LFC pro iniciování konvekce je vysoká. Tedy CAPE a CIN jsou významné parametry atmosféry pro vysokou konvekci.

Jeden ze způsobů jak rozlišit mezi uzávěry v schématech konvekce naznačil v r. 1997 Mapes. Rozdělil schémata konvekce do dvou základních typů podle vertikálního rozsahu atmosférického působení, které řídí konvekci.

3.1 Rovnovážná a aktivační kontrola konvekce

Obr. (4) znázorňuje schématicky stav podmíněné instability vedoucí k vysoké konvekci. Na vodorovné ose je výška vzduchové částice, kdežto svislá osa popisuje "volnou" energii systému. Tučná křivka je energetická plocha, podél které probíhá proces vzestupu částice. Tento popis odpovídá popisu volné energie používaný v chemii pro diskusi rychlosti chemických reakcí pro energeticky výhodné, ale inhibované, reakce. Konvektivní inhibice (CIN) je popisována jako bariéra či val. Dostupná energie CAPE, která je uvolněna při samovolném vzestupu vzduchové částice z hladiny volné konvekce HVK (Level of Free Convection, LFC) do hladiny neutrálního vznosu HNZ (Level of Neutral Buoyancy) je znázorněna jako sestup po energetické ploše. Konvektivní tok hmoty lze považovat jako reakční stupeň s jakým vzduchové částice z hladin nízko nad povrchem překračují aktivační bariéru v LFC a stoupají do horní troposféry, v daném grid-boxu či velkoprostorové oblasti atmosféry. Jednou možností je řízení tohoto toku změnami v CAPE, jako velkoprostorové funkce prostoru a času. Druhou variantou je řízení stupněm, jakým jsou částice přeneseny maloprostorovými výstupnými procesy přes (časově a prostorově proměnnou) bariéru aktivační energie. První možnost vede na rovnovážné řízení konvekce, zatímco druhý na aktivační kontrolu. Odpověď na tuto otázku je závislá na měřítku. V mesoměřítku převažuje zcela

aktivační kontrola: prostorové uspořádání konvekce do řad či oblouků, stejně tak jako dočasné variace toku hmoty a srážek přes meso-region, jsou spojeny s existencí gust front, mořských a pevninských bříz, čar konvergence apod. Na druhou stranu pro největší prostorová (globální) měřítka a klimatická časová měřítka konvekce závisí na radiační destabilizaci zcela kontinuálně, udržující stav blízký radiačně-konvektivní rovnováhy, s žádným zjevným vlivem inhibice. Někde mezi meso-měřítkem a globálním měřítkem proto leží přechod mezi aktivačním a rovnovážným řízením konvekce. Ve větších měřících než tento přechod lze aktivaci brát jako udělenou a proměnlivost toku je řízena stupněm destabilizace vysoké vrstvy atmosféry. V menších měřících hraje aktivační energie hlavní roli při určení, kdy a kde se objeví klimaticky nezbytná konvekce. Ve středních šířkách je toto přechodové měřítko Rossbyho poloměr deformace.



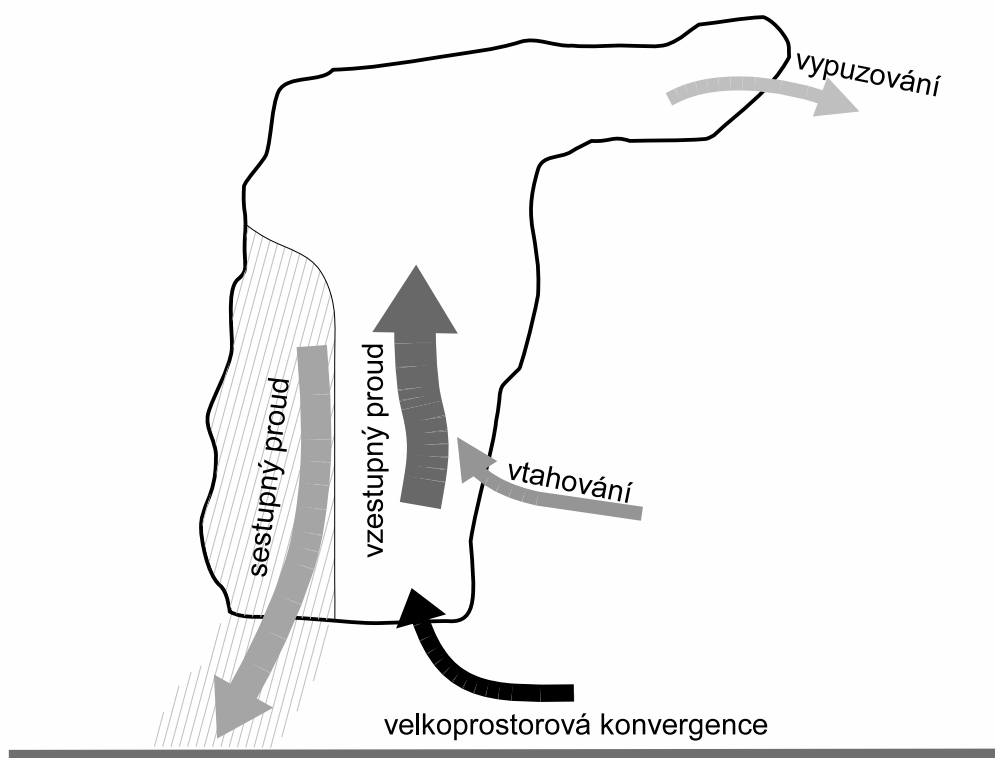
Obrázek 4: Model volné energie částice

Takto jsou schémata rozdělena na schémata „řízená silnou vrstvou“ (deep-layer control) a schémata „řízená spodními hladinami“ (low-level control). První zmiňovaná schémata počítají se vznikem CAPE pro rozvoj konvekce prostřednictvím velkoprostorových procesů. Předpokládají spotřebovávání CAPE konvekcí. Schémata řízená spodními hladinami spojují rozvoj konvekce s iniciačními procesy, kdy je odstraňována CIN. V těchto schématech je CAPE generována a uchovávána po dlouhou dobu, než je spotřebována schématem. Předpoklady uzávěru použitého ve jistém schématu někdy definují kde a kdy bude konvekce aktivována v modelu. Naopak v jiném schématu předpoklady pouze předurčují množství a intenzitu konvekce a pro určení prostorového a časového výskytu konvekce se

použijí dodatečná kritéria. Tato kritéria, která určují rozvoj konvekce se nazývají spouštěcí funkce (trigger functions). Dá se říci, že každé schéma obsahuje spouštěcí funkci, ať už je to část předpokladu uzávěru nebo samostatný objekt. Spouštěcí funkce je důležitá pro parametrizaci konvekce, neboť určuje jak se bude v čase konvekce rozvíjet.

4 Diagnostická schémata vysoké konvekce

Numerický předpovědní model je složitý komplexní systém evolučních (vývojových) rovnic. Evoluční rovnice popisují vývoj velkoprostorových proměnných. To jsou hodnoty v diskrétních gridových (uzlových) bodech modelové mřížky. Hodnoty reprezentují průměr přes jednu gridovou buňku. Efekty a jevy s rozměry menší než je rozměr gridové buňky se označují jako subgridové. Subgridové efekty jsou skryty v tzv. turbulentních napětích. Veškeré parametrizace slouží k reprezentaci subgridových efektů na velkoprostorových proměnných. Výskyt vysoké konvekce (tj. srážkové konvekce) ovlivňuje hlavně vertikální komponentu turbulentních napětí.



Obrázek 5: Schématické znázornění procesů v oblaku

Tam kde jsou splněny podmínky pro vysokou konvekci, nemohou velkoprostorové rovnice popsat správně vývoj vlhkosti a tepla. Je to proto, že produkce latentního tepla v konvektivních oblacích obstarávají vertikální pohyby (mnohem menší než gridová buňka) spíše než vertikální komponenta velkoprostorového větru. Kumulovitá oblaka slouží souhrnně jako zdroj tepla pro průměrné pole proudu, kromě jejich difuzní funkce. Schéma vysoké konvekce odhaduje část velkoprostorového ohřívání (produkce tepla) Q_1 a propad vlhkosti Q_2 způsobenou

subgridovými pohyby. Konvektivní srážky pak odpovídají vertikálnímu integrálu úbytku vlhkosti. Kromě toho konvektivní tok hmoty způsobí vertikální transport tepla, vlhkosti a hybnosti. S oblačností se zachází odděleně od konvektivního schématu: vysoká konvektivní oblačnost je odvozena z konvektivního toku, kdežto mělká (nízká) konvektivní oblačnost je diagnostikována ve stejném čase jako velkoprostorová oblačnost. Obr. (5) reprezentuje hlavní charakteristiky jednoho konvektivního oblaku. Hlavní aktivní součástí je vzestupný a sestupný proud. Z okolí je vzduch vtahován do oblaku a naopak oblačný vzduch je vypuzován do okolí. Vzestupná aktivita je zásobena velkoprostorovou konvergencí vlhkosti a také lokálním výparem. Horní část oblaku je tvořena převážně ledem, spodní část je z kapalně vody. Vypařování padajících srážek ochlazuje okolí, které dá vzniknout sestupným pohybům. Chladnější vzduch, díky své vyšší hustotě, indukuje při povrchu místní tlakovou výši. Též bude docházet k rozlívání studeného vzduchu podél povrchu a vytváření studených (gust) front. Takováto oblaka jsou často organizována v oblačných systémech, ale parametrizace používá "bulk" formulaci, tj. místo toho, aby se uvažoval soubor oblaků, tak zachází s jedním ekvivalentním vzestupným proudem a jedním sestupným proudem:

- Nejdříve je počítán vzestupný proud, který je výsledkem výskytu konvergence vlhkosti a pozitivního vztlaku
- Nasycení vyvolá oblačné kondenzáty, které se přemění na srážky, pokud nasycená vrstva dosáhne kritické tloušťky
- Uzávěr subgridové bilance hmoty může vyžadovat lokální kompenzující subsidenci
- To ovlivňuje bilanci vlhkosti a výsledkem je vertikální konvergence toku srážek, reprezentující jejich výpar.

Po rozdělení jednotlivých jevů je možné napsat částečnou tendenci pro konvektivní efekty. Obecná velkoprostorová rovnice pro obecnou proměnnou ψ (tj. prognostická rovnice pro velkoprostorovou modelovou veličinu, se zanedbáním členů viskózních napětí a s hydrostatickým tlakem jako vertikální souřadnice) má tvar:

$$\frac{d\bar{\psi}}{dt} = (\text{zdroj}) - (\text{turbulentní napětí})$$

kde $\bar{\psi}$ označujeme velkoprostorovou hodnotu zastupující tedy jednu gridovou buňku.

Konkrétní případ velkoprostorové proměnné je velkoprostorové zjevné ohřívání Q_1 (v jednotkách K/den) a příslušný tvar rovnice je:

$$C_p \cdot Q_1 = \frac{\partial \bar{s}}{\partial t} = +\bar{V} \cdot \nabla \bar{s} + \bar{\omega} \frac{\partial \bar{s}}{\partial p} = L \cdot (C - E) + C_p \cdot Q_R - \frac{\partial \overline{\omega' s'}}{\partial p} - \left(\frac{\partial \overline{u' s'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v' s'}}{\partial y} \right). \quad (3)$$

kde s je suchá statická energie $s = c_p T + \phi$, C_p je měrné teplo, ϕ je geopotenciál, L je latentní teplo a Q_R je radiační ohřívání. Rovnice tedy vyjadřují, že ohřátí trojrozměrné gridové částice se děje prostřednictvím

- velkoprostorových a subgridových fázových změn

- velkoprostorového a subgridového radiačního ohřívání
- subgridových přemísťujících procesů

Další proměnnou je velkoprostorový propad vlhkosti $-Q_2$, s příslušnou rovnicí:

$$\frac{-C_p \cdot Q_2}{L} = \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = +\bar{V} \cdot \nabla \bar{q} + \bar{\omega} \frac{\partial \bar{q}}{\partial p} = -(C - E) - \frac{\partial \overline{\omega'q'}}{\partial p} - \left(\frac{\partial \overline{u'q'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v's'}}{\partial y} \right), \quad (4)$$

kde q je měrný obsah vodní páry a $C - E$ je míra kondenzace - výparu.

Propad vlhkosti měřený veličinou Q_2 se děje díky kondenzaci a divergenci turbulentních toků vlhkosti. Kompletní řešení úlohy parametrizace by bylo odvodit výrazy pro subgridovou (nerozlišenou) část $C - E$ a Q_R a turbulentní toky.

Velkoprostorové rovnice lze také přepsat do tvaru:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -\bar{V} \nabla \bar{\psi} - \bar{\omega} \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial p} - \frac{\partial \overline{\omega'\psi'}}{\partial p} + S_\psi \quad (5)$$

kde ψ je pro s , q nebo $h = s + Lq$. Vertikální tok $\overline{\omega'\psi'}$ reprezentuje všechny subgridové transporty a S_ψ zdrojové či propadové členy (radiační příspěvky k termodynamickým proměnným). Zanedbáme zde horizontální turbulentní napětí a Coriolisův člen, protože členy tyto přímo neovlivňují konvektivní procesy. Rovnice (5) může být také chápána jako

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right)_{LS} + S'_\psi + \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right)_{sb} \quad (6)$$

Index LS označuje příspěvky k časovým změnám díky velkoprostorovým advektivním procesům a sb jsou příspěvky rozměrově menší než je gridová buňka. S'_ψ označuje zdrojový člen mimo konvektivní schéma.

4.1 Arakawa-Schubertovo konvektivní schéma

Arakawa-Schubertovo schéma konvekce (Arakawa a Schubert [1], nadále označováno jako AS), předpokládá, že v dané gridové buňce jsou zastoupeny konvektivní oblaka různých velikostí. Tato oblaka jsou idealizována jako bubliny vzduchu, které při výstupu vtahují okolní vzduch a na vrcholu oblaku vzduch vypuzují. Odchytky od průměrovaného vertikálního pohybu jsou mimo oblaky v okolním vzduchu negativní (směřující dolů), tento proces se nazývá kompenzující subsidence nebo subsidence indukovaná oblaky. Tato definice odchylek implikuje, že hmota vyzdvihovaná konvektivními oblaky je přesně v rovnováze s hmotou přenášenou kompenzující subsidencí v okolním vzduchu. Bilanční rovnice pro zdroj zjevného tepla a propad vlhkosti mají tvar:

$$Q_{1c} = M_c \frac{\partial \bar{s}}{\partial z} + D_S + \bar{Q}_R, \quad (7)$$

$$Q_{2c} = M_c \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} + D_q, \quad (8)$$

kde

$$M_c = \sum_i \rho w_i \sigma_i. \quad (9)$$

Zde σ_i je poměrná plocha i -tého oblaku, w_i je vzestupná rychlost, D_S a D_q jsou vypuzovací efekty na vrcholu oblaku a \bar{Q}_R je radiační ohřívání okolního vzduchu. M_c ($\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) je tok hmoty ve vertikálním směru, kdežto D reprezentuje efekty vypuzování z oblaku na průměrných hodnotách v gridové buňce. Tím, že se toto schéma zaměřuje na přenos hmoty z jedné hladiny do druhé, lze toto schéma označit jako schéma toku hmoty. Předpokládá se tedy, že Q_1 a Q_2 vznikají výhradně působením konvektivních procesů a že tyto členy lze přesně odhadnout z jednoduchého modelu oblaku: zanedbatelně úzký a intenzivní výstupný proud uvnitř homogenního okolí, takže vlastnosti okolního vzduchu jsou stejné s velkoprostorovým průměrem. Celkový efekt konvekce je tedy tok hmoty M_c přes izoplochy $\bar{s}(p)$ a $\bar{q}(p)$. Původní schéma AS popisuje spektrum stupňů vtahování pro získání různých výšek oblaku. Z praktických důvodů bylo v mnoha dalších aplikacích definováno přímo spektrum výšek oblaku. Bedeme-li znát výšku základny oblaku v dané gridové buňce, od oblaků se vyžaduje aby jejich výška odpovídala rozdílu výškovému rozdílu mezi základnou oblaku a jednotlivými modelovými hladinami. Vtahovací koeficienty λ jsou proto nastaveny tak, aby vrchol oblaku dosáhl přesně modelové hladiny a pro každou modelovou hladinu existoval právě jeden koeficient λ . Normalizovaný tok oblačné hmoty $\eta(\lambda, z)$ se předpokládá ve tvaru

$$\eta(\lambda, z) = e^{\lambda(z-z_{cb})} \quad (10)$$

kde opět hodnoty λ udávají stupeň vtahování. Méně vertikálně vyvinuté oblaky mají větší hodnotu λ , protože musí vtahovat více okolního vzduchu aby ztratily svůj vztlak již v nižších hladinách. V základně oblaku je $\eta(\lambda, z)$ normalizován na hodnotu 1. Tok oblačné hmoty i -tého oblaku podle definice bude $M_i(\lambda, z) = M_b(\lambda)\eta(\lambda, z)$, kde $M_b(\lambda)$ je tok oblačné hmoty v základně oblaku a může být odlišný pro různé výšky oblaku.

Klíčovou vlastností AS schématu je definice „pracovní funkce oblaku“ (cloud work function), která je pro oblak s vtahováním λ definována:

$$A(\lambda) = \int_{z_{cb}}^{z_{ct}} g\eta(\lambda, z) \frac{T_c(\lambda, z) - barT(z)}{\bar{T}(z)} dz, \quad (11)$$

kde η je tok oblačné hmoty normalizovaný na hodnotu 1 při základně oblaku, T_c je teplota oblaku (směs vzestupujícího a okolního vzduchu) a \bar{T} je okolní teplota. Tento výraz reprezentuje práci vykonanou vzestupnými silami. Pokud bude $\lambda = 0$, vyjadřuje CAPE částice v základně oblaku. POzději bylo ukázáno, že lze na základě pozorování z tropických oblastí aproximovat $A(\lambda)$ pomocí charakteristických hodnot.

$$A(\lambda) = A_N(\lambda) [p_{cb} - p(\lambda)_{ct}] \quad (12)$$

kde hodnoty tlaku p v základně oblaku p_{cb} a vrcholu oblaku p_{ct} jsou v hPa. Hodnoty $A_N(\lambda)$ jsou odvozeny z pozorování a nabývají hodnot 1,7 pro oblaka s vrcholem ve hladině 150 hPa až 0,04 pro oblaka s vrcholem v hladině 800 hPa. Hodnoty $A_N(\lambda)$ se zvětšují s rostoucí výškou oblaku.

Pro uzavření rovnic schématu, AS schéma předpokládá kvazi-rovnovážný stav, kdy vytvořená potenciální vztlakové energie vzniklá díky velkoprostorovým procesům, je konvekci rychle spotřebována. Tendence pracovní funkce oblaku jako:

$$\left(\frac{dA(\lambda)}{dt} \right)_{conv} = \int_0^{\lambda_{max}} K(\lambda, \lambda') M_B(\lambda') d\lambda', \quad (13)$$

kde $K(\lambda, \lambda')$ je matice toku hmoty, která definuje stabilizaci oblaku typu λ prostřednictvím změn v prostředí způsobené oblakem typu λ' a $M_B(\lambda')$ je tok hmoty pro oblak typu λ' . Pokud $F(\lambda)$ je velkoprostorové působení definované jako

$$F(\lambda) = \left[\frac{dA(\lambda)}{dt} \right]_{LS}, \quad (14)$$

tak tento člen reprezentuje změny $A(\lambda)$ způsobené velkoprostorovými procesy. Pak předpoklad uzávěru schématu požaduje

$$\int_0^{\lambda_{max}} K(\lambda, \lambda') M_B(\lambda') d\lambda' + F(\lambda) = 0, \quad (15)$$

kde $M_B(\lambda')$ musí být větší než 0.

AS schéma předpokládá vypuzování pouze na vrcholu oblaku. Díky tomu je v každé hladině vrcholu oblaku vypuzeno množství kapalné vody. Zbytek vody z kondenzovavý během výstupu oblaku je přeměněn na srážky o které posléze spadávají na zem. Sečtením těchto srážkových úhrnů přes všechna oblaka získáme celkový srážkový úhrn na povrchu. Tím, že AS schéma vztahuje konvektivní aktivitu ke změnám v pracovní funkci, která je ovlivněna strukturou celého vertikálního sloupce, tak je toto chema „deep-layer control“ schéma. Je to také instability-control schéma, protože vlhkost je méně důležitá v porovnání s vytvářením instability. Nakonec je to dynamické schéma, neboť se zabývá detaily jakými konvekce vytváří výsledné profily.

hladina B je ve výšce podoblačné směřovací vrstvy. Normalizovaná část $\eta(z, \lambda)$ a jednotlivé oblačné profily jsou odvozeny z...

4.2 Diagnostické schéma modelu ALADIN

Při výpočtu modelu jsou vyčíslovány dva odlišné typy příspěvků: příspěvky od modelově rozlišených procesů, tj. gridových a nerozlišených procesů, tj. subgridových. Numerické předpovědní modely počítají modelové proměnné v gridových bodech, tyto proměnné zastupují průměrné hodnoty v gridových buňkách. V gridových bodech jsou vyjádřeny vztahy pro zachování veličiny ψ , ta zastupuje specifický obsah vodní páry q nebo suchou statickou energii s , definovanou vztahem

$$s = c_p T + \phi$$

(kde T je teplota, c_p je specifické teplo při konstantní tlaku a ϕ je geopotenciál) nebo horizontální hybnost (horizontální rychlost \vec{V} se složkami (u, v)):

$$\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \nabla \bar{\psi} - \bar{\omega} \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial p} - \frac{\partial \overline{u'\psi'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'\psi'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{\omega'\psi'}}{\partial p} + S_\psi \quad (16)$$

proměnné s pruhem označují průměrné hodnoty v gridové buňce, proměnné s čárkou jsou jejich subgridové perturbace. Příspěvky nerozlišených procesů k vývoji průměrných gridových hodnot reprezentují turbulentní napětí a jsou poskytovány fyzikálními parametrizacemi. V konvektivním schématu se většinou neuvažují horizontální složky těchto napětí, předpokládá se, že jsou malé oproti vertikálním složkám. Zdrojový člen S_ψ obsahuje jak rozlišenou, tak subgridovou část. Pro vodní páru se skládá z efektů vypařování a kondenzace (jak rozlišené, tak nerozlišené), zdroj suché statické energie S_s v sobě zahrnuje latentní teplo vzniklé či absorbované při fázových změnách, radiační efekty a tepelnou výměnu s padajícími srážkami. Zdroj hybnosti $S_{\vec{V}}$ obsahuje velkoprostorové síly jako horizontální tlakový gradient, gravitaci a Coriolisovu sílu a subgridové efekty způsobené orografií a třením. Příspěvky od různých parametrizačních schémat jsou sečteny a tvoří celkovou fyzikální tendenci.

Diagnostické schéma v numerickém modelu ARPÉGE i ALADIN vychází z Bougeaultova schématu, navrženém v roce 1985. Toto schéma využívá poznatků z Arakawa-Schubertova schématu, ale je početně jednodušší, což umožnilo jeho operativní používání. Je zde použito zjednodušení výpočtu toku hmoty. Namísto souboru oblaků jako v AS schématu je uvažován jeden ekvivalentní vzestupný proud a předpokládá se, že konvektivní aktivita přemísťuje vlhkost, teplo a hybnost podél jedné vertikály v gridovém bodu. S předpokladem zanedbatelného poměru plochy vzestupného pohybu σ_u dostáváme, že hodnota ve vzestupném proudu nemá vliv na průměrnou hodnotu v gridové buňce. Tato zjednodušující reprezentace odlišuje vlastnosti vzestupného proudu ϕ_u od vlastností okolí ϕ_e , takto

$$\bar{\psi} = \psi_e + \sigma_u(\psi_u - \psi_e) \approx \psi_e. \quad (17)$$

Tento vztah je platný pro teplotu, vlhkost a horizontální hybnost, ale nikoli pro vertikální rychlost. Velkoprostorové hodnoty (průměrné přes gridovou buňku) jsou vzestupným proudem ovlivněny prostřednictvím vypuzování (detrainment) a pseudosubsidence způsobené horizontální konvergencí do vzestupného proudu. Tak dostáváme výraz pro konvektivní tendenci:

$$\left(\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial t} \right)_{conv} = -M_u \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial p} + D_u(\psi_u - \psi_e), \quad (18)$$

Kde D_u je vypuzovací tok na jednotku tlakové výšky a $M_u = -\sigma_u(\omega_u - \omega_e)$ je relativní vzestupný tok hmoty vzhledem k okolí. Oblačný profil je získán z nasyceného adiabatického výstupu který se izobaricky promíchává s vtahovaným vzduchem. To je v souladu s představou jednotného typu oblaku. Profil se vytvoří tak, že možná budoucí částice vzestupného proudu je označena vlhkou teplotou a vlhkostí okolí. Pokud bude tato částice při vyzdvižení o jednu modelovou hladinu mít vztlak, tak se stane částicí vzestupného proudu. Konvektivní aktivita je diagnostikována po samovolném výskytu volného vzestupu a konvergence vlhkosti. Tedy není tu žádný skutečný startovací mechanismus, pouze analýza podmínek zda je možná konvektivní aktivita. Použil se tedy jeden vlhkoadiabatický výstup, bez nějakých omezení na vtahování či přesnou termodynamickou bilanci vzniklého oblaku. Tento přístup je postačující, pokud není požadována podrobná mikrofyzika oblaku. Dál už nepostačuje předepsání profilu vtahování jako náhrady interakcí mezi vztlakem a oblakem. Také je obtížné stanovit lokální bilanci hmoty v každé oblačné vrstvě. Problém nastává v okamžiku, kdy je potřeba vyjádřit tok hmoty jako součin poměrné plochy oblaku a prognostické vertikální rychlosti. V Bougeaultově schématu je tok hmoty vyjádřen jako

$$M_u = \alpha \sqrt{\rho(h_u - h)}, \quad (19)$$

kde $h = s + L_q$ je vlhká statická energie, L je latentní teplo vypařování a ρ je hustota. Tato rovnice ukazuje rovnováhu mezi lokálním vztlakem a unášecí silou. Rozměrový parametr α je získán z uzávěru. Hypotéza uzávěru předpokládá kvazi-rovnováhu mezi konvergencí vlhkosti a její spotřebou konvektivní aktivitou, kdy se v oblaku nezachycují žádné oblačné kondenzáty. Tak konvergence vlhkosti dovnitř gridové buňky je rozdělena mezi srážky a vypuzenou vlhkost. Podstatnou charakteristikou je fakt, že schéma obsahuje lokální výpar z povrchu (a s tím spojený difusní tok latentního tepla) do konvergence vlhkosti. Schéma používá myšlenku kvazi-rovnováhy na součet konvektivních a turbulentních toků. Uzávěr toku hmoty je obdržen z celkové rovnováhy mezi konvektivními a turbulentními toky, tak není explicitní omezení na zachování hmoty v jednotlivé modelové vrstvě. Diagnostický model tedy neobsahuje žádné rozlišené oblačné kondenzáty. Voda je zahrnuta jako specifický obsah vodní páry a produkty případné kondenzace jsou okamžitě přeměněny na srážky, které hned vypadávají. Možnost kompenzace hmoty umožňuje nahrazení vypadlých srážek stejným množstvím suchého vzduchu. Obdobná úvaha platí pro vodní páru vypařovanou z povrchu. Srážky jsou zanedbatelného objemu a opustí systém v jednom časovém kroku. Během vypadávání vyměňují hmotu, hybnost a energii s vrstvami kterými propadávají. V každém časovém kroku jsou diagnostikovány oblačné kondenzáty vztahem

$$\frac{\partial(q_u + q_{cu})}{\partial\phi} = -\frac{q_{cu}}{\phi_0} \quad (20)$$

kde ϕ je geopotenciál, a $\phi_0 \approx 3000 \text{ J kg}^{-1}$ je kritická tloušťka oblaku, kdy začnou vypadávat srážky. Z rovnice je vidět že celkové množství vody klesá s množstvím z kondenzované části. Vertikální bilance latentního tepla zahrnuje procesy: vypařování či kondenzace uvnitř oblaku, lokálního efektivního latentního tepla (nejen samotné latentní teplo, ale taky při vypadávání kondenzátů a buď jejich nahrazení suchým vzduchem nebo disipací jejich potenciální teploty) srážkový tok latentního tepla (vypadávající srážky mají stejnou teplotu jako vrstva - tok tepla a

latentní teplo vypařování) bilanci latentního tepla na povrchu (na povrchu srážky opouštějí systém a vypařená voda z povrchu do něj vstupuje)

4.3 Rozšíření diagnostického schématu

Několik doplňkových vlastností doplňuje diagnostické schéma, avšak stále platí diagnostický přístup a Bougeaultova hypotéza. Byla přidána parametrizace vlhkého sestupného proudu, vycházející z parametrizace vzestupného proudu. Sestupný proud požaduje negativní vztlak částice pohybující se směrem dolů. Sestupné schéma je jednodušší, používá konstantní stupeň vtahování a vypuzování. Tok hmoty je modulován tvarovou funkcí tak, aby maxima dosahoval v nízkých hladinách a klesal k nule u povrchu. Uzávěr schématu je získán tak, že daný zlomek tepla absorbovaného konvergencí toku srážek zásobuje sestupný proud. Za těchto podmínek se objevuje sestupný proud jako doplněk vzestupného proudu. Další rozšíření parametrizuje měnící se vlastnosti subgridového souboru oblaků. Napodobuje globální chování jaké je očekávané od detailnějšího schématu, jako je AS schéma, ale stále zachovává jednodušší přiblížení jednoho ekvivalentního vzestupného proudu. Místo konstantního stupně vypuzování v celém profilu (což odpovídá představě souboru jednotných oblaků takových, že v každé modelové hladině některý z nich dosáhne svého nulového vztlaku) je přidána proměnná komponenta úměrná konvergenci vzestupného toku hmoty. To vede globálně k většímu vypuzování ve vyšších hladinách, kde nejvyšší oblaka ztrácejí svůj vztlak. Stupeň vtahování ekvivalentního vzestupného proudu je upraven tak, aby více závisel na vertikálně integrovaném vztlaku I_b . Tento vztlak je počítán pro výstup bez vtahování a je definován vztahem, kde $h = s + L_q$ je vlhká statická energie, $h_n e$ je pro nevtaující výstup a \bar{h} je pro okolní prostředí, rovná průměru přes gridovou buňku. Pozměněný stupeň vtahování má tedy tvar:

$$\frac{d \ln M_u}{d\phi} = \lambda_u = \lambda_n + (\lambda_x - \lambda_n) e^{-\lambda_x^{3/4} \lambda_n^{1/4} (\phi - \phi_b)} \quad (21)$$

kde ϕ_b je geopotenciál v základně oblaku a λ_n a λ_x jsou maximální a minimální stupně vtahování parametrizované:

$$\lambda_n = \frac{1}{1/E_n + \alpha I_b} \text{ a } \lambda_x = \frac{1}{1/E_x + \alpha I_b} \quad (22)$$

kde E_n , E_x a α jsou volitelné parametry.

Takováto úprava vtahování bere v úvahu pravděpodobnou spektrální strukturu oblaků v malých gridových buňkách. Proměnlivost subgridového souboru oblaků má dopad na vertikální profil vlhké statické energie. Tím, že méně vtahující oblaka mají větší vztlak a zůstávají déle ve vyšších hladinách, může vlhká statická energie růst s výškou. Toto zjemnění profilu vtahování se pokouší zachytit subgridovou proměnlivost a mezigradovou rozdílnost, což bude dále potřebné pro vyšší rozlišení. Rozšíření uvedená výše dovolují jít s rozměry gridové oblasti od globálního modelu až po 10 km v hydrostatickém LAM. Pro menší vyšší rozlišení je nezbytné revidovat některé podstatné hypotézy, neboť konvekce přestane být zcela nerozlišená.

4.4 Opuštění kvazi-rovnovážné hypotézy

Kvazi-rovnovážná metoda, jak byla popsána AS porovnává charakteristický čas přizpůsobení konvektivních procesů $\tau_D \approx 10^3 - 10^4$ s (čas potřebný oblakem k nastolení neutrálního stavu bez velkoprostorového působení) a charakteristický čas velkoprostorových působení - τ_{LS} . Pokud bude $\tau_{LS} \gg \tau_D$, lze předpokládat, že soubor oblaků sleduje posloupnost kvazirovnovážných stavů s velkoprostorovým působením a okamžité hodnoty velkoprostorových veličin lze použít k diagnostikování konvekce. AS předpokládá $\tau_{LS} \approx 10^5$ s, tj, jeden den. Kvazirovnovážná hypotéza pak požaduje rozdělení mezi procesy závisujícími na toku oblačné hmoty a ostatními označené jako velkoprostorové nebo nekonvektivní. Bougeaultovo schéma předpokládá, že konvektivní tok hmoty je v rovnováze s velkoprostorovým působením skládajícího se z rozlišené konvergence vlhkosti, ale také lokální vertikální konvergence turbulentního toku a divergence rozlišených srážek. Pokud to takto provedeme, tak schéma nebere v úvahu, že charakteristické časy těchto působení jsou neslučitelné s QE hypotézou.

Tak jako v AS, toto schéma se skládá z posloupnosti kvazi-rovnovážných stavů a přehodnocující tok hmoty z nových podmínek v každém kroku, jako kdyby rovnováha měla být dosažena v intervalu jednoho časového kroku (který může být kratší než τ_D), z toho důvodu předčasné realizace rovnováhy. Navíc, celý oblačný profil je odhadován okamžitě ze současných průměrných gridových podmínek, jako kdyby částice měla dostatek času vystoupat celým profilem během jednoho kroku. Za předpokladu průměrné rychlosti vzestupného pohybu 5ms^{-1} , bude částice potřebovat zhruba 20 minut, aby vystoupala přes 6 km. Stále je toto časové měřítko kratší než čas přizpůsobení, tak tato aproximace je více reálná než aproximace s tokem hmoty. Nepravděpodobné uskutečnění $\tau_D \ll \tau_{LS}$ požaduje aplikaci prognostického uzávěru pro tok hmoty, předpoklad že čas výstupu $\tau_{as} < \tau_{LS}$ může být ponechán, což dovoluje okamžitou diagnostiku oblačného profilu.

4.5 Shrnutí diagnostických schémat

Hlavní myšlenkou předložených schémat je kvazirovnovážná hypotéza mezi velkoprostorovou konvergencí vlhkosti a konvektivní aktivitou. To zjednodušeně znamená, že na pomalé velkoprostorové působení existuje rychlá konvektivní odezva, která během jednoho časového kroku provede nasycení, kondenzaci i vypařování srážek. Dalším předpokladem je uvažování zanedbatelné plochy výstupného proudu vzhledem k celkové ploše gridové buňky.

Absence rozlišených oblačných kondenzátů znamená, že všechny kondenzáty jsou přímo transformovány na srážky a buďto se vypaří nebo dosáhnou povrchu během jednoho časového kroku. Tak nejsou nijak podchycené mikrofyzikální efekty. Diagnostická subgridová oblačnost je diagnostikována z konvektivních toků a do dalšího časového kroku nepřechází žádná část kondenzátů. Pokud tedy konvekce ustane, tak tím zanikne okamžitě i konvektivní oblačnost.

Hypotézy diagnostických schémat jsou splněny pro rozměry gridové buňky větší než přibližně 7 km, kdy se dá předpokládat, že konvekce bude z velké části nerozlišená. S menším prostorovým měřítkem a kratším časovým intervalem jsou hypotézy již nevyhovující. Proto bylo v novějších schématech sestrojeno prognostické zacházení s oblačnými kondenzáty a použití podrobnější mikrofyziky.

5 Prognostické schéma

Abychom získali prognostické vyjádření (tj. předpověditelný časový vývoj) pro tok hmoty ve vzestupném pohybu, začneme od fyzikálních procesů, které se na toku hmoty podílejí - zrychlení částice vtahované do vzestupného proudu a procesy ovlivňující jejich množství.

Vhodným kandidátem na prognostickou veličinu je vertikální rychlost vzestupného proudu, protože lze napsat vertikální pohybovou rovnici spojující zrychlení s lokálním vztlakem a disipativním členem. Předpokládáme, že ekvivalentní vzestupný proud lze stále popsat tímto způsobem, který je vhodnější spíše pro jednu částici. Pro spojení s tokem hmoty je nutno zavést poměr plochy vzestupného proudu σ_u . Pohybová rovnice neobsahuje spojení s konvergencí vlhkosti, která spíše ovlivňuje množství vlhkého vzduchu vtahovaného do vzestupného proudu a tím ovlivňuje i σ_u . Další výhodou toho, že uvažujeme σ_u jako explicitní proměnnou bude v tom, že se bude možné oprostít od hypotézy o zanedbatelné ploše σ_u .

V diagnostickém schématu dává uzávěr jeden měřítkový koeficient pro tok hmoty, jehož profil je přímo spojen s lokálním vztlakem (viz rovnice(19)). Vyjádření toku hmoty jako součinu vertikální rychlosti ω_u a plochy vzestupného proudu σ_u bude požadovat též realistický profil σ_u . To je možné vyjádřit z lokální bilance hmoty, ale to nelze správně provést, jakmile předepíšeme profil vtahování. V mnoha operativních modelech je zavedena hypotéza o konstantní poměrné ploše vzestupného proudu ve vertikále.

Prognostické přiblížení s konstantním σ_u je prvním krokem k rozšíření původního schématu, aniž by zcela změnilo jeho principy. Prognostická vertikální pohybová rovnice obsahuje zdrojový člen díky lokálnímu vztlaku (vyjádřeného pomocí virtuální teploty T_v) a disipativní závisící na vtahování (λ) a koeficientu aerodynamického tření K_d . Rovnice je vyjádřena v tlakových souřadnicích a v jednotkách relativní rychlosti $\omega_u^* = \omega_u - \omega_e \text{Pa s}^{-1}$.

$$\frac{\partial \omega_u^*}{\partial t} = -\frac{g^2}{1 + \gamma'} \frac{p}{R_a} \frac{T_{vu} - \bar{T}_V}{\bar{T}_v T_{vu}} + \frac{\omega_u^{*2}}{p} \left(1 + \left(\lambda_u + \frac{K_{du}}{g} \right) R_a T_{vu} \right) - \frac{1}{2} \frac{\partial \omega_u^{*2}}{\partial p}. \quad (23)$$

Zde je p hydrostatický tlak, R_a je plynová konstanta suchého vzduchu a γ je koeficient zdánlivé hmoty daný zrychlením okolní tekutiny. Toto je platné za podmínky, že okolní rychlost $|\omega_e| \ll |\omega_u|$, což odpovídá představě o koncentrování vzestupného pohybu do jednoho úzkého proudu. Prognostická plocha vzestupného proudu je uvažována z uzávěru pro bilanci vlhké statické energie:

$$\frac{\partial \sigma_u}{\partial t} \int_{p_t}^{p_b} (h_u - \bar{h}) \frac{dp}{g} = L \int_{p_t}^{p_b} \sigma_u \omega_u^* \frac{\partial \bar{q}}{\partial p} \frac{dp}{g} + L \cdot \text{TMC}, \quad (24)$$

kde TMC je celková konvergence vlhkosti (total moisture convergence) směrem do gridové buňky a meze integrálů pokrývají aktivní vrstvy vzestupného proudu. Člen na levé straně rovnice představuje uchovávání vlhké statické energie. Z toho plyne, že přísun velkoprostorového působení nezasobuje přímo rozvoj konvekce, ale je uchován v oblaku jako latentní energie (zvýšení vlhkosti) a vlastní teplo (zvýšení teploty). První člen na pravé straně rovnice představuje záporně vzatou spotřebu dostupné energie, tj. součet vypuzené vody a vody odstraněné srážkami. Druhý člen z pravé strany přísun vlhké statické energie. V dřívějším diagnostickém schématu byl výraz na pravé straně nulový. Tento uzávěr stále nepředpokládá uchovávání oblačných kondenzátů, tak vlhkost spotřebovaná schématem je

bud' vypuzena nebo odstraněna srážkami. Zanedbává konvergenci suché statické energie a pracuje jako by veškerá (velkoprostorová a lokální) konvergence vlhkosti byla koncentrována do vzestupného proudu. Avšak s prognostickou verzí může být nějaké množství konvergence uchováno jako přírůstek k průměrné ploše vzestupného pohybu. Explicitní výpočet plochy výstupného proudu σ_u umožňuje vzít v úvahu rozdíl mezi průměrnými vlastnosti vzestupného proudu a průměrným vlastnostmi v gridové buňce, pokud se stane σ_u významná. Průměrná vlastnost přes gridovou buňku $\bar{\psi}$ nyní závisí i na vlastnostech uvnitř vzestupného proudu, také se změní výraz pro velkoprostorovou tendenci. Celkový výraz má tvar (pro vzestupný proud a s předpokladem $\omega_e \approx 0$):

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial t}\right)_{konv} &= -M_u \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial p} + \left(D_u + \sigma_u \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial p}\right) (\psi_u - \psi_e) \\ &= -M_u \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial p} + \left(D_u + \sigma_u \frac{E_u}{1 - \sigma_u}\right) (\psi_u - \bar{\psi}) \end{aligned} \quad (25)$$

kde E_u je vtahování.

6 MT schéma

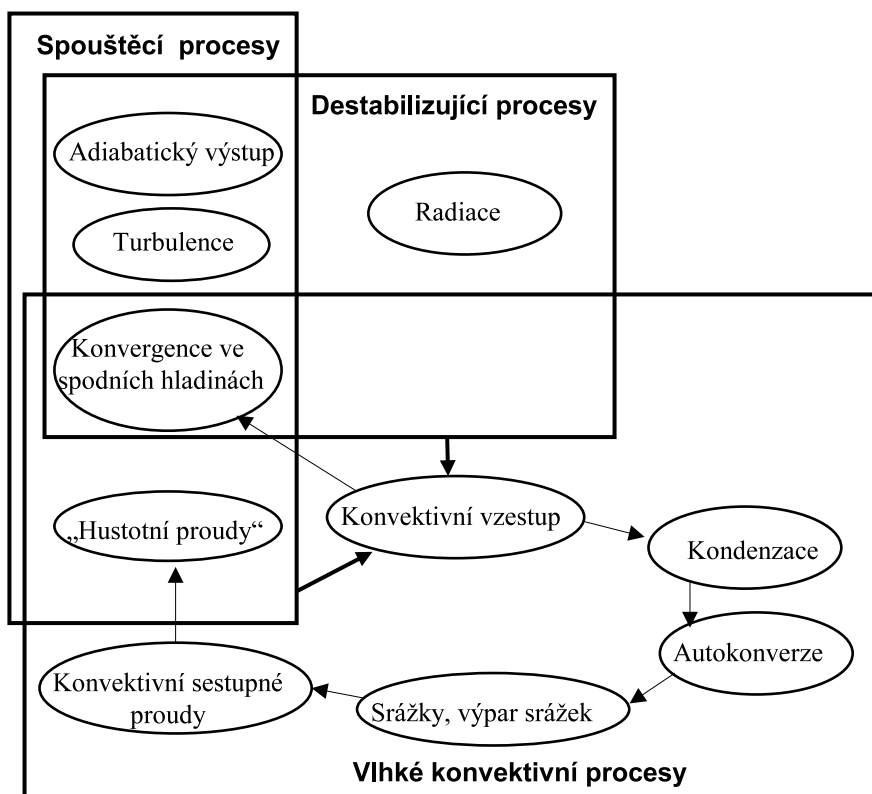
Konstrukce konvektivních schémat naráží na problémy při oddělování konvektivních a nekonvektivních procesů. Zde ale vyvstává kausální problém, kdy některá cirrovitá oblaka, která jsou stratiformním typem oblaků mají svůj původ ve vypuzených kondenzátech z konvektivních oblaků. Dalším příkladem je například ovlivnění povrchových toků latentního a zjevného tepla prostřednictvím konvekce. Tato indukovaná oblaka a rozšíření toku tepla mohou být považovány buď za součást velkoprostorového působení či součást konvektivní odezvy. V parametrizaci konvekce jsou zvýrazněny tyto kausální záležitosti, neboť úloha parametrizace je chápána jako očekávaná konvektivní zpětná vazba na nekonvektivní působící síly. Na obrázku. (6) je schéma hlavních interakcí mezi fyzikálními procesy. Vzestupné pohyby podněcují kondenzaci, vzniklé oblačné kondenzáty posléze podporují další procesy jako autokonverzi, srážky, výpar srážek a také sestupné proudy, které mohou poté dát vzniknout dalším vzestupným proudům. Některé z těchto procesů patří mezi rozlišené procesy, jiné je nutné parametrizovat jako subgridové procesy. Je tedy snaha navrhnout úlohu parametrizace jako očekávanou míru konvektivního transportu a mikrofyzikálních procesů (kondenzace, výpar) subgridového měřítko jako odezva na rozlišené procesy. Místo toho, aby se tedy zacházelo s konvekcí jako celkem, tak se na ní bude nahlížet jako na interakci mezi jednoduššími procesy jaké jsou na obrázku (6).

6.1 Odvození základních rovnic MT schématu

Jako MT konvektivní schéma je označováno schéma s odděleně řešenými pohybovými a mikrofyzikálními rovnicemi, navržené Piriou [11]. Obecné evoluční rovnice pro vodní páru q , suchou statickou energii $s = c_p T + gz$ a horizontální složky větru u, v v (cloud system resolving model, CSRМ) lze vyjádřit jako

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial q}{\partial t} &= T_q - C + E_C + E_P - (\vec{u} \cdot \vec{\nabla})q \\
 \frac{\partial s}{\partial t} &= T_s + R + L(C - E_C + E_P) + H - (\vec{u} \cdot \vec{\nabla})s \\
 \frac{\partial u}{\partial t} &= \dot{u}_p - (\vec{u} \cdot \vec{\nabla})u \\
 \frac{\partial v}{\partial t} &= \dot{v}_p - (\vec{u} \cdot \vec{\nabla})v
 \end{aligned}
 \tag{26}$$

kde T je turbulentní zdroj/propad, $C > 0$ je kondenzace, $E_C > 0$ je vypařování oblačných kondenzátů, R je radiační zdroj/propad, H je zdroj/propad tepla způsobený srážkami (výměnou zjevného tepla mezi padajícími kapkami a okolním vzduchem, produkce latentního tepla vlivem tání/mrznutí) a \dot{u}_p a \dot{v}_p jsou zdroje hybnosti vlivem tlakových sil, rotace a turbulence. Z tohoto systému rovnic lze odvodit jednodušší, vhodný pro subgridovou konvektivní parametrizaci, vyjadřující velkoprostorové tendence způsobené subgridovými konvektivními procesy. Tento systém nazvaný mikrofyzikální a transportní konvektivní schéma MTCS je získáno, pokud zanedbáme zdroje hybnosti a vyjádřením průměrného efektu advekce jako člen divergence toku mezi vzestupem a okolím. Pro zjednodušení a



Obrázek 6: Interakce mezi jednotlivými fyzikálními procesy. Destabilizující procesy zvyšují hodnotu CAPE, spouštěcí procesy snižují CIN. Převzato z [11]

zkrácení je sestupný proud vynechán, protože rovnice pro sestupný proud mají symetrický tvar jako ty pro vzestupný proud. Dále je zde zaveden předpoklad malé plochy vzestupného proudu, tj. za hodnoty okolí jsou vzaty průměrné hodnoty přes gridovou buňku:

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial t}\right)_{konv} &= C + E_C + E_P - \frac{\partial \omega^*(q_c - \bar{q})}{\partial p} \\
\left(\frac{\partial \bar{s}}{\partial t}\right)_{konv} &= L(C - E_C - E_P) + H - \frac{\partial \omega^*(q_c - \bar{q})}{\partial p} \\
\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial t}\right)_{konv} &= \frac{\partial \omega^*(q_c - \bar{q})}{\partial p} \\
\left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial t}\right)_{konv} &= \frac{\partial \omega^*(q_c - \bar{q})}{\partial p}
\end{aligned} \tag{27}$$

kde ω^* označuje tok hmoty vzestupu a ϕ_c s $\bar{\phi}$ jsou oblačné resp. gridové (velkoprostorové) hodnoty veličiny ϕ . Úloha parametrizace je tedy formulovat ω^* a členy spojené s mikrofyzikou. Systém rovnic gridového měřítka (27) nepotřebuje žádný stacionární předpoklad o oblačné bilanci (vodní pára, hmota, teplo), neboť se tato bilance explicitně v tomto systému nevyskytuje. Pokud provedeme takový předpoklad, tak lze oblačnou bilanci napsat jako

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \sigma}{\partial t} &= -D + E - \frac{\partial \omega^*}{\partial p} \quad (\text{hmota}) \\
\frac{\partial \sigma q_c}{\partial t} &= -D q_c + E \bar{q} - \frac{\partial \omega^* q_c}{\partial p} - C \quad (\text{vodní pára}) \\
\frac{\partial \sigma s_c}{\partial t} &= -D s_c + E \bar{s} - \frac{\partial \omega^* s_c}{\partial p} LC \quad (\text{teplo})
\end{aligned} \tag{28}$$

$$\tag{29}$$

kde σ je poměrná plocha vzestupného proudu, D je vypuzování oblaku a E je vtahování oblaku. Uvažujeme-li stacionární bilanci,

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{\partial \sigma q_c}{\partial t} = \frac{\partial \sigma s_c}{\partial t} = 0,$$

lze mezi (27) a (28) eliminovat kondenzaci C s využitím stacionární bilance, obdobně jako provedl Yanai (1973). To povede na

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial t}\right)_{konv} &= \omega^* \frac{\partial \bar{q}}{\partial p} + D(q_c - \bar{q}) + E_C + R_P \\
\left(\frac{\partial \bar{s}}{\partial t}\right)_{konv} &= \omega^* \frac{\partial \bar{s}}{\partial p} + D(s_c - \bar{s}) - L(E_C + R_P),
\end{aligned} \tag{30}$$

$$\tag{31}$$

kde D je vypuzování z rovnice $\frac{\partial \omega^*}{\partial p} = E - D$. Členy $\omega^* \partial \bar{q} / \partial p$ a $\omega^* \partial \bar{s} / \partial p$ jsou často označovány jako kompenzující subsidence, protože se skládají z vertikální advekce díky sestupným pohybům, které kompenzují tok hmoty vzestupného proudu ω^* . Úkolem parametrizace je tedy vyjádřit ω^* a D , kde D obsahuje informaci o mikrofyzice a části transportních procesů. Tento systém rovnic s hypotézou stacionární

oblačné bilance byl později použit k vyvinutí mnoha konvektivních parametrizací (např. Bougeaultovo schéma), odvozením velkoprostorových rovnic avšak s použitím předpokladu stacionární oblačné bilance. To vede k implicitním mikrofyzikálním členům jako vtahování či vypuzování.

Nyní je snaha hledat ve schématu reprezentaci konvektivní historie (aby schéma uvažovalo také konvekci z předchozího kroku) a vyjádřit mikrofyzikální členy více explicitně. Jeden ze způsobů je řešit (27) a (28) jako celý systém používající σ , q_c a s_c jako prognostické veličiny. Jiný způsob je vyjádřit oblačné proměnné, potřebné k výpočtu pravých stran rovnic (27), z výpočtu vtahujícího výstupu s nezávislými prognostickými veličinami σ , ω^* a E . Pak lze provést aproximace, které povedou na systém rovnic, ze kterých nebude potřeba vyčíslovat nadále D . V případě malé poměrné plochy vzestupného proudu je spojení tohoto zjednodušení s představou oddělených rovnic pro mikrofyzikální a transportní členy. Odchylky oblačných vlastností od okolí udávající velikost transportních členů jsou pouze funkcemi kondenzace, vtahování a toku hmoty.

6.2 Jednoduché konvektivní schéma založené na MTCS rovnicích

Pro vytvoření odpovídající parametrizace ze systému rovnic (27) je určitým způsobem potřeba spojit mikrofyzikální členy (C , E_c , E_p a H) s transportními členy ($\partial\omega^*(\psi_c - \bar{\psi})/\partial p$, kde ψ je obecná veličina). V následujícím jednoduchém schématu uvažujeme, že kondenzace a výpar oblačných kondenzátů je úměrný toku hmoty ω^* . Kondenzace C a vtahování E je odvozeno z ω^* a z měrné veličiny \hat{C} a \hat{E}_c udávající kondenzaci a vtahování na jednotku vertikální výšky:

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial\bar{q}}{\partial t}\right)_{konv} &= -\omega^*(-\hat{C} + \hat{E}_C) + E_p - \frac{\partial\omega^*(q_c - \bar{q})}{\partial p} \\
\left(\frac{\partial\bar{s}}{\partial t}\right)_{konv} &= -\omega^*L(\hat{C} - \hat{E}_C) - LE_p + H - \frac{\partial\omega^*(q_c - \bar{q})}{\partial p} \\
\left(\frac{\partial\bar{u}}{\partial t}\right)_{konv} &= \frac{\partial\omega^*(q_c - \bar{q})}{\partial p} \\
\left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial t}\right)_{konv} &= \frac{\partial\omega^*(q_c - \bar{q})}{\partial p}
\end{aligned} \tag{32}$$

Členy E_p a H reprezentující výpar a zdroj tepla díky vypařování jsou odděleny, protože jejich velikost není úměrná ω^* . Vztahy mezi kondenzací, výparem a tokem hmoty jsou rozumné pro parametrizaci výraznějších konvektivních pohybů jako jsou kumuly a cumulonimby, pro slabší konvektivní pohyby jsou méně vhodné. Pro uzavření této sady rovnic je potřeba parametrizovat tři komponenty:

1. mikrofyzikální schéma pro vytvoření oblačných profilů ψ_c , kondenzaci \hat{E} a míru vypařování oblaku \hat{E}_c na jednotku vertikální délky, E_p a H .
2. uzávěr pro spojení toku hmoty vzestupným proudem ω^* s vertikální rychlostí uvnitř oblaku ω_c prostřednictvím veličiny γ , udávající plochu konvekce: $\omega^* = \gamma\omega_c$. Veličina γ se může měnit v čase i s výškou.

3. schéma pro výpočet vertikální rychlosti uvnitř oblaku w_c .

V následujícím textu je uveden příklad takových komponent:

6.2.1 Jednoduchá reprezentace mikrofyzyky

Pro vodní páru je použita prognostická rovnice zatímco vodní kondenzáty a srážky jsou spočteny diagnosticky. Mikrofyzyka je počítána jednorozměrným modelem vtahujícího výstupu (entrainment plume) ve kterém je částice zvedána z nejnižší modelové hladiny. Přitom je počítán suchoadiabatický nebo vlhkoadiabatický vývoj

$$\frac{\partial q_{vc}}{\partial z} = \left(\frac{\partial q_{vc}}{\partial z} \right)_{kond} + \epsilon(\bar{q}_v - q_{vc}) \quad (33)$$

kde q_{vc} je směšovací poměr vodní páry v oblaku, \bar{q}_v je směšovací poměr vodní páry gridového měřítka a ϵ je stupeň vtahování daný parametricky: $6,0 \times 10^{-4} m^{-1}$ pod hladinou 830 hPa, $1,2 \times 10^{-4} m^{-1}$ nad hladinou 350 hPa a lineární funkce p mezi těmito dvěma hladinami. Zde

$$\left(\frac{\partial q_{vc}}{\partial z} \right)_{kond}$$

je stupeň kondenzace, určený jako hodnota uvolňování přesycení vodní páry vzhledem vodě či ledu a

$$- \left(\frac{\partial q_{vc}}{\partial p} \right)_{kond}$$

je kondenzační člen z (32). Diagnostické zásoby oblačných kondenzátů jsou integrovány podél výstupu částice, jejich zdrojem je kondenzace, propadem je vypařování v oblaku a tvorba srážek. Pro autokonverzi je použito jednoduchých předpokladů že veškeré kondenzáty nad danou hodnotou jsou přeměněny na srážky (déšť a sníh). Srážky vypadávají během jednoho časového kroku a jsou vypařovány podle výrazu odvozeného Kesslerem (1969), založeném na rozdílu mezi vlhkostí nasycení a vlhkosti v dané hladině (viz [12]).

6.2.2 Vertikální rychlost uvnitř oblaku

Vertikální kinetická energie je počítána jako vertikální integrál vztlaku, tření a nehydrostatických sil jako

$$w_c \frac{\partial w_c}{\partial z} = B - \epsilon w_c^2 - F_{NH}, \quad (34)$$

Vtahování ϵ je použito stejné jako pro termodynamické veličiny v rovnici (33). Nehydrostatické efekty F_{NH} jsou aproximovány podle vztahu:

$$w_c \frac{\partial w_c}{\partial z} = aB - b\epsilon w_c^2, \quad (35)$$

kde jsou použity hodnoty konstant $a = 1$ a $b = 2$. schéma vertikálně integruje zrychlení podle rovnice (35). Tím je počítána práce, jejíž typický průběh s výškou je takový, že práce je zpočátku negativní (pokud je přítomna konvektivní inhibice CIN) a poté se může nad hladinou volné konvekce zvětšovat. V okamžiku kdy se práce stane pozitivní, je schéma spuštěno. Maximální hodnota této práce je vlastně efektivní rozdíl mezi CAPE a CIN, efektivní v tomto smyslu znamená včetně vlivu vtahování. Rozdíl CAPE - CIN by měl být pozitivní, jinak v průběhu výstupu nevznikne kondenzace.

6.2.3 Uzávěr

Uzavření systému rovnic (32) znamená vyjádřit tok hmoty ω^* s vertikální rychlostí uvnitř oblaku ω_c prostřednictvím veličiny γ , udávající plochu pokrytou konvekcí: $\omega^* = \gamma\omega_c$. V tomto jednoduchém schématu byla použita pro γ konstantní hodnota 0,04. Díky konstantní ploše konvekce je CAPE uzávěrem schématu neboť vertikální rychlost je počítána jako vertikální integrál vztlaku tak, že maximální hodnota $1/2\omega_c^2$ ve vertikále je efektivní rozdíl mezi CAPE a CIN.

6.3 Historické mísení

Předpovědní modely se často potýkají s problémem špatného popsání denního chodu konvekce a obecně přechodu od mělké konvekce k vysoké konvekci. Mnoho současných parametrizací konvekce je založeno na principu modelu vtahujícího výstupu, ve kterém boční vtahování hraje podstatnou roli. Příkladem je ϵ z rovnice (33). Modely vysoké konvekce mají hodnoty vtahování menší než $4 \cdot 10^{-4}$, kde taková hodnota je potřebná pro předpověď vysoko vystupujících oblaků. Pro mělká kumulovitá oblaka vychází ze studií LES (large eddy simulation) hodnoty vtahování větší, kolem 10^{-3} . Odtud vyvstává dilema pro parametrizaci konvekce: pokud budou hodnoty vtahování kolem 10^{-3} , parametrizace bude úspěšně předpovídat mělká oblaka, ale špatně se vypořádá s předpovědí vysokých srážkových oblaků. Naopak pro hodnoty vtahování 10^{-4} parametrizace úspěšně předpovídá vysoká oblaka, ale s přechodem od mělké k vysoké konvekci, který je příliš krátký. Z toho vychází, že je nezbytné počítat s proměnnou hodnotou vtahování v konvektivní parametrizaci. Zpočátku byla snaha hledat vztah mezi vtahováním a velkoprostorovým profilem teploty či vlhkosti. Původní myšlenka vztahovala vtahování k lokální relativní vlhkosti s tím, že je nejdříve potřeba zvlhčení střední části atmosféry pomocí nízkých a kumulovitých oblaků předtím, než konvekce přejde k vysokým oblakům. Ukázalo se však, že některá vysoká oblaka mohou vzniknout v suchém prostředí, pokud jsou spuštěna předtím existujícími „hustotními proudy“ (density currents) - proudy vzduchu ochlazené výparem vypařujících srážek. Teplý a vlhký vzduch původem z dolní části mezní vrstvy je dynamicky vyzdvižený těmito chladnými proudy. Pak takový vzduch může dosáhnout volné konvekce téměř bez vtahování okolního vzduchu. Čím silnější jsou chladné proudy, tím více se spodní část výstupu blíží k čistě adiabatickému. Hustotní proudy vznikají při ochlazování vypařujících se srážek, tak je proto třeba hledat určitý vztah mezi vtahováním a předcházejícím vypařováním srážek. Takový vztah může být například formulován způsobem, kdy je vtahování diagnosticky spojeno s proměnnou ζ , udávající v dané hladině pravděpodobnost vzestupného proudu nesmíšeného se srážkami:

$$\epsilon = [\zeta\epsilon_n + (1 - \zeta)\epsilon_x]f(p), \quad (36)$$

kde ζ je prognostická proměnná nabývající hodnot v intervalu $0 < \zeta < 1$ (mění se s výškou), ϵ_n resp. ϵ_x jsou konstanty minimálních resp. maximálních hodnot vtahování a $f(p)$ je funkce tlaku:

- $f(p) = 1,00$ pod hladinou 830 hPa
- $f(p) = 0,16$ nad hladinou 350 hPa

- mezi těmito dvěma hladinami je $f(p)$ lineární funkce tlaku

Proměnná ζ je určena prognostickou rovnicí, jejíž zdrojový člen je vypařování srážek:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = c \frac{I_E}{\gamma} - \frac{\zeta}{\tau} \quad (37)$$

kde c je konstanta a I_E je vertikální integrál od horní hranice atmosféry po současnou hladinu z vypařování srážek:

$$I_E(p) = \int_{p=0}^p E_{CP} \frac{dp}{g}.$$

Tento člen reprezentuje zdroj negativního vztlaku a proto i sestupných proudů. V rovnici (37) vystupuje γ plocha vzestupného proudu, jak byla definována v uzávěru schématu a τ je charakteristický čas (5000 s) pro disipaci hustotních proudů. Pokud ve vzestupném proudu dochází k vypařování srážek, tak vyšší hodnoty ζ povedou k nižšímu vtahování vzduchu do výstupného proudu.

7 3MT schéma konvektivních procesů

Konvektivní schéma označované jako 3MT vychází z návrhu schématu s rozlišenou mikrofyzikou a transportem (viz [11]) popsané v předcházející kapitole. Označení 3MT je odvozeno z vlastností schématu (Mikrofyzika, Modularita, „Multi-scale“ a Transport). Vyjadřuje efekty vzestupného proudu na rozlišené proměnné přímo pomocí transportu a kondenzace. To je rozdíl od předcházejícího schématu (viz [6]), kde byly tyto efekty pomocí vypuzování a pseudosubsidence. Jedna z hlavních vlastností tohoto schématu je kaskádový přístup k fyzikálním procesům, což dovoluje nejen jednoznačné oddělení příspěvků uzávěrů, ale také zabraňuje vzájemnému konkurování rozlišeného a nerozlišeného (subgridového) schématu. Konvektivní transport má dopad na mikrofyziku, která je počítána následně. V tomto konvektivním schématu nevznikají srážky přímo ve vzestupném proudu, ale vzestupný proud vypuzuje oblačné kondenzáty. Ty jsou poté spojeny s rozlišenými kondenzáty a postoupeny mikrofyzikálním procesům. Tento přístup dovoluje vzít v úvahu cirrovitá oblaka a kovadliny vysokých oblaků vzniklé z vypuzených kondenzátů. Vzestupný proud do sebe také vtahuje kondenzáty z okolního vzduchu. Největší výhoda očekávaná od tohoto schématu je skutečnost, že schéma může pracovat v širokém rozsahu rozlišení, včetně „šedé zóny“, kde je vysoká konvekce částečně rozlišená a částečně subgridová. Velikost rozlišení v takovémto případě je přibližně 3 - 7 kilometrů.

Všechny procesy se v reálné atmosféře dějí souběžně, první možností je tedy spustit různé parametrizace paralelně tak, že vycházejí ze stejného počátečního stavu. Počáteční stav je popsán průměrem přes gridovou buňku. Pokud jsou však různé parametrizace fyziky vodní páry spuštěny paralelně ze stejného počátečního stavu, tak každá z parametrizací vytvoří odezvu, která je bez ohledu na ostatní. Když budou poté příspěvky parametrizací spojeny, tak bude výsledná reakce nepřiměřená a bude obsahovat několikeré započtení některých jevů. Avšak fyzikální procesy navzájem interagují mezi sebou, proto je opodstatněné spouštět parametrizace postupně, kdy každá z nich pracuje s aktualizovanými hodnotami. Tedy je nezbytné určit pořadí jednotlivých procesů. Na druhou stranu fyzikální procesy objevující se v tomto schématu jsou často seřazeny v časové posloupnosti (kaskádovány v čase). Uvnitř mikrofyzikálního schématu například vzniknou po kondenzaci dočasné hodnoty oblačných kondenzátů a ty jsou předány výpočtu autokonverze, která je modifikuje a výsledky se předají výpočtu zachycování a procesům vypařování a tání.

Ve schématu jsou zavedeny interní proměnné pro vodní fáze a teplotu, které odpovídají počátečnímu stavu časového kroku, ale jsou následně aktualizovány každým schématem pro získání počátečního stavu pro další část. Části kaskády jsou: turbulentní difúze, rozlišená kondenzace a výpar, konvektivní vzestupný proud, autokonverze kondenzátů na srážky, procesy vypařování, tání a zachycování spojené se srážkami a nakonec vlhký sestupný proud (spojený s ochlazením od vypařování a tání srážek). Pečlivé zacházení s příspěvky uzávěru jsou také důležité pro předejití dvojímu započítávání s kaskádovou částí schématu. Pro rozlišené a subgridové schéma jsou rozdílné zdroje kondenzace. Rozlišené schéma zkondenzuje přebytek vodní páry, která je na začátku časového kroku, kdežto schéma konvektivního vzestupného proudu v podstatě zkondenzuje přebytek vodní páry, která je přenesena do gridové buňky v daném časovém kroku prostřednictvím rozlišené

konvergence vlhkosti.

7.0.1 Geometrické rozdělení

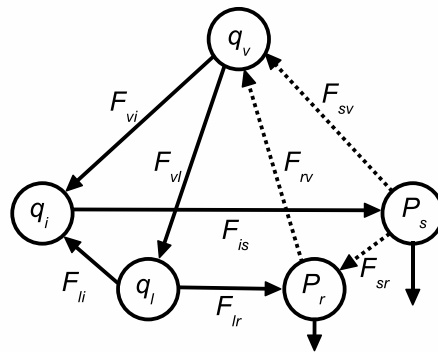
schéma rozlišuje různé části gridové buňky mající rozdílné vlastnosti. První částí je rozlišená oblačná část f^{st} vzniklá z rozlišených kondenzátů. Vzestupné proudy zaujímají část σ_u a vypuzují kondenzáty do části σ_D . Celková plocha subgridových či konvektivní oblačných částí je $f^u = \sigma_u + \sigma_D$. Celková část gridové buňky v dané hladině pokrytá oblaky je

$$f = f^{st} + f^{cu} - f^{st} f^{cu}.$$

Mimoto je ještě definována ekvivalentní oblačná část f^{eq} , jako ekvivalentní oblačná část, která by byla v případě, že ve všech oblacích gridové buňky je stejná hustota kondenzátů. Dále se uvažuje, že srážky vypadávají na ploše σ_p rovnající se maximum z f^{eq} přes vrstvy ležící nad danou vrstvou.

7.0.2 Vodní proměnné a toky

Ve schématu je rozlišeno pět prognostických vodních proměnných, přenesené z jednoho časového kroku do druhého pomocí rozlišeného proudění. Tyto proměnné jsou ve formě specifického obsahu: vodní pára q_v , oblačný led q_i , oblačná kapalná voda q_l vypadávající kapalně srážky q_r a vypadávající sníh q_s . Celkový obsah kondenzátů je $q_c = q_i + q_l$. Obsah srážek přímo souvisí s tokem srážek P_s pro sníh a pevné srážky a P_l pro kapalně srážky, které jsou diagnostikovány v každém časovém kroku. Jednotlivé části parametrizace vytvářejí příspěvky k přesunům mezi různými fázemi (obr. (7)). Toky mohou probíhat v obou směrech, přičemž kladné znaménko mají toky ve smyslu od prvního ke druhému indexu. Toky jsou: F_{vi} kondenzace páry na led, F_{vl} je kondenzace páry na kapalnou vodu, F_{li} je zamrzání kondenzátů, F_{is} produkce pevných srážek z oblačného ledu, F_{lr} , vznik kapalných srážek z oblačných kapek, F_{sr} je tání srážek, F_{sv} vypařování sněhu a F_{rv} vypařování kapalných srážek. Pro přeměnu oblačných kapiček na pevné srážky se nejprve uvažuje jejich přeměna na led F_{li} a poté přeměna na srážkový led F_{is} . Tepelné toky spojené s přechody mezi fázemi lze odvodit pomocí jednotlivých toků s použitím odpovídajících latentních tepel.



Obrázek 7: Schéma toků mezi jednotlivými vodními fázemi

Vypařování pevných a kapalných srážek, F_{sv} a F_{rv} , je získáno z bilance pro srážkový tok:

$$\begin{aligned} P_s &= F_{is} - F_{sv} - F_{sr} \\ P_r &= F_{lr} - F_{rv} + F_{sr} \end{aligned} \quad (38)$$

Tok tání srážek na horní hranici modelové atmosféry je nulový a směrem dolů získává přírůstky v hladinách kde se vyskytuje tání srážek.

$$\Delta F_{sr} = \frac{1}{2} ((\Delta P_r - \Delta P_s) - (\Delta F_{lr} - \Delta F_{is}) + (\Delta F_{rv} - \Delta F_{sv})). \quad (39)$$

Poté co padající pevné srážky překročí teplotu trojného bodu, dochází k jejich rychlému vypařování. S předpokladem, že při přechodu je stejné vypařování sněhu ΔF_{sv} a vypařování kapalných srážek ΔF_{lv} , lze z rovnice (39) odvodit tok tání F_{sr} .

7.0.3 Obecné uspořádání schématu

Na obrázku 8. je znázorněna posloupnost výpočtů ve schématu. Výpočet rozlišené advekce může někde produkovat nefyzikální hodnoty vodních obsahů jako záporný vodní obsah či kladný obsah ledu nad teplotou trojného bodu. Tyto hodnoty musí být nejdříve opraveny než se s nimi bude dále počítat. Korekce je nutné zanést i do fyzikálních tendencí modelových veličin. Záporné hodnoty jsou spíše důsledkem numerického řešení než fyzikálních procesů. Následná oprava záporných hodnot se proto provádí tak, aby zůstala adiabatická. Počáteční stav je opraven tak, že záporné hodnoty kondenzátů jsou vykompenzovány odebráním části vodní páry. Negativní vodní obsah je nahrazen nulovými hodnotami.

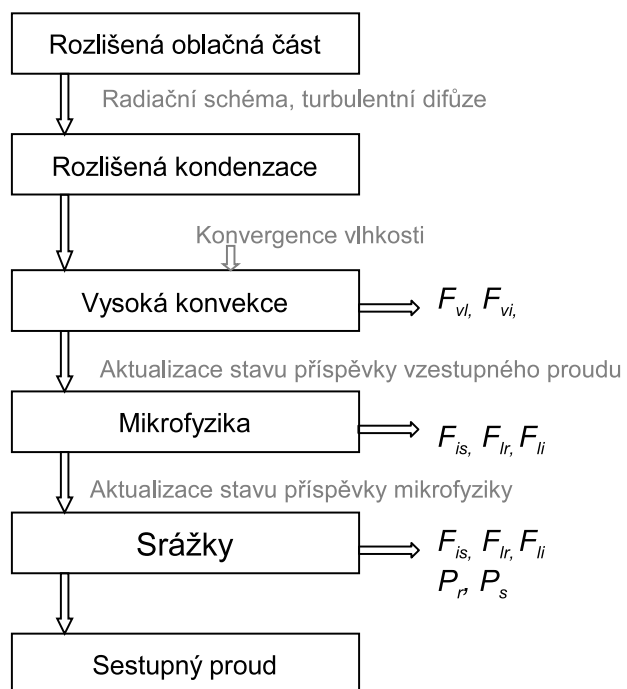
V jednom časovém kroku jsou nejprve spočteny rozlišené části. Nejdříve je spočtena rozlišená oblačná část f^{st} . Následně je spuštěno radiační schéma. Radiace ovlivňuje povrchovou teplotu, která vstupuje do schématu turbulentní difúze. Schéma turbulentní difúze počítá turbulentní toky zachovávajících se veličin: celkový obsah vody $q_t = q_c + q_v$, kapalně statická energie $s_l = s - Lq_c$ a hybnosti. Turbulentní toky vodní páry, oblačných kondenzátů a suché statické energie jsou nakonec odvozeny z těchto toků.

Schéma rozlišené kondenzace odstraňuje rozlišené nasycení tím, že zkondenzuje přebytek vlhkosti. Poté opět dochází k aktualizaci vnitřního stavu. Výsledný stav je vložen do výpočtu vzestupného proudu, který vyprodukuje konvektivní kondenzační toky (F_{vl}^{cu} , F_{vi}^{cu}) a konvektivní transportní toky vody (J_v^{cu} , J_l^{cu} , J_i^{cu}), tepla (J_s^{cu}) a horizontální hybnosti (J_V^{cu}). Tímto je také aktualizován vnitřní stav a pokud je to nezbytné, tak předchází negativnímu specifickému obsahu kondenzátů tím, že je provedena dodatečná kondenzace vodní páry. Po výpočtu vzestupného proudu je získána aktualizovaná hodnota celkové oblačnosti f spojením f^{st} a $f^{cu} = \sigma_D + \sigma_u$. Definujeme konvektivní část jako poměr konvektivního toku k celkovému kondenzačnímu toku

$$\alpha_{cu} = \frac{F_{vl}^{cu} + F_{vi}^{cu}}{F_{vl}^{cu} + F_{vi}^{cu} + F_{vl}^{st} + F_{vi}^{st}}$$

a tento poměr se používá k rozlišení která část kondenzátů (a stejně tak i srážkových toků) je označena za konvektivní. Autokonverze kondenzátů na srážky a

Oprava záporných hodnot obsahů



Rozdělení srážek na stratiformní/konvektivní

Obrázek 8: Posloupnost procesů v konvektivním schématu

zachycování kondenzátů srážkami závisí na lokální hustotě kondenzátů, nikoli na průměrných hodnotách přes gridovou buňku. Hustota kondenzátů uvnitř konvektivních oblaků může být podstatně větší než ve stratiformních oblacích, protože poměr f^{cu}/f^{st} je často mnohem menší než α_{cu} . Lokální specifický obsah kondenzátů je dán vztahem

$$\hat{q}_c = \bar{q}_c \left(\frac{(1 - \alpha_{cu})^2}{f^{st}} + \frac{\alpha_{cu}^2}{f^{cu}} \right) \frac{f^{st} + f^{cu}}{f} = \frac{\bar{q}_c}{f^{eq}},$$

kde f^{eq} je ekvivaletní oblačná část, která by odpovídala takové oblačné frakci, kdyby byly ve všech oblacích v gridové buňce stejné hustoty kondenzátů. Faktor $(f^{st} + f^{cu})/f$ je z důvodu, aby nebyla f^{eq} větší než f . Autokonverzní algoritmus dostává hodnoty vlhkosti, kondenzátů a teploty z výstupů schématu vzestupného proudu společně s ekvivaletní oblačnou frakcí. Tento algoritmus počítá příspěvky nukleace, koalescence a Weniger-Bergeron-Findeisenova (WBF) procesu k toku vzniku srážek. WBF proces také dává tok zamrzání kondenzátů.

Srážkové schéma počítá zachytávání a efekty vypařování. Jeho výstupem jsou srážkové toky a přispívá k toku vzniku srážek a také k toku zamrzání kondenzátů tam kde je proces zamrzání aktivní.

Schéma sestupného proudu je řízeno propadem tepla spojeným s vypařováním vypadávajících srážek a táním. Sestupný proud pozměňuje srážkové toky, obsah vodní páry a konvektivní transportní toky. Předtím než jsou kondenzáty přeneseny advekcí do dalšího kroku, je provedeno přizpůsobení, kdy je srážkový tok rozdělen na konvektivní a rozlišené srážky:

$$P^{cu} = \alpha_{cu}P$$

a

$$P^{st} = (1 - \alpha_{cu})P.$$

7.1 Komponenty schématu

Předpokládáme že ve smíšené fázi je obsah ledu funkcí pouze teploty:

$$\alpha_i = 1 - \exp \left(- \frac{(T_t - \min(T_t, T_x))^2}{2(T_t - T_x)^2} \right), \quad (40)$$

kde $T_t = 273,15K$ je teplota trojného bodu a T_x je teplota největšího rozdílu mezi tlaky nasycení vodní páry vzhledem k vodě a k ledu.

Vodní pára kondenzuje na pevnou a kapalnou fázi podle toho poměru. Za hodnotu T se uvažuje při rozlišené kondenzaci průměrná teplota gridové buňky \bar{T} a pro subgridovou část se uvažuje teplota vzestupného proudu T_u .

7.1.1 Konvektivní vzestupný proud

V tomto schématu jsou jako okolní členy označovány části gridové buňky, které jsou mimo konvektivní vzestupné proudy a členy vzestupného proudu jsou reprezentovány jedním tokem hmoty, který v sobě zahrnuje všechny vzestupné proudy objevující se v gridovém boxu. Profil vzestupného proudu je získán střídáním

pseudoadiabatického výstupu s isobarickým mísením. Úbytek vodní páry způsobený výstupem se rovná celkovému přírůstku kondenzátů. Akumulováním kondenzátů se získá konvektivní kondenzační tok. Uplatňuje se zde obdobné omezení jako v diagnostickém schématu (rce (20)), kde kondenzáty zůstávající ve vzestupném proudu byly odhadnuty podle vztahu:

$$\frac{\partial(q_{vu} + q_{cu})}{\partial\phi} = -\frac{q_{cu}}{\phi_0}, \quad (41)$$

kde ϕ_0 je kritická tloušťka od které se předpokládá vypadávání srážek. V nynějším schématu je však přebytek kondenzátů vypuzen namísto odstraněn srážkami. Rozlišují se zde ledová oblaka od kapalných, kdy se pro ledová oblaka uvažuje větší kritická tloušťka.

Mísení okolního vzduchu s oblačným se děje jako v diagnostickém schématu s diagnostickým vtahováním závislejícím na výšce a lokálním vertikálním integrálu vztlaku. Obsah kondenzátů v okolí vzestupného proudu se uvažuje roven průměrným hodnotám přes gridovou buňku. Virtuální teplota uvnitř vzestupného proudu T_{vu} a okolí T_{ve} bere v úvahu obsah kondenzátů v jednotlivých částech. Pokud jsou T_{vu} a T_{ve} rozdílné, pak jsou ovlivněny vztlakové síly. Oblačná vrstva je označena za aktivní, když se v ní vyskytuje vztlak a konvergence vlhkosti.

7.1.2 Prognostické proměnné a uzávěr

Stejně tak jako ve schématu (Gérard a Geleyn, 2005) je zde použito prognostických veličin pro vertikální rychlost vzestupného proudu ω_u a jeho poměrnou plochu σ_u . Přítomností kondenzátů neovlivňuje tvar rovnic. Prognostický uzávěr je založen na konvergenci vodní páry směrem do gridového boxu.

Obsah oblasti, do které jsou kondenzáty vypuzovány, je třeba spojit s výstupem kondenzace rozlišeného schématu. Celek pak tvoří hlavní část konvektivní oblačné části. Je tedy potřeba odhad části plochy σ_D gridové buňky pokryté vypuzenými kondenzáty a jejich koncentraci q_{cD} . Nechť je $\delta\sigma_D$ rozšíření plochy vypuzování za časový krok Δt , pak je

$$D_{cu}\Delta t \cdot q_{cu} = \delta q_D \cdot q_{cD},$$

kde D_{cu} je množství vypuzených kondenzátů obdržené z lokální bilance hmoty ve vzestupném proudu. V prvním přiblížení vezmeme $q_{cD} = q_{cu}$. Pokud by tento vztah povede na příliš velkou plochu vypuzování ($\sigma_D > 1 - \sigma_u$), tak se zvýší hodnota σ_{cD} . To je předběžné množství, jehož významnější část bude odstraněna srážkami, až projde mikrofyzikální částí schématu. Konvektivní kondenzační toky jsou získány z akumulování úbytků vodní páry δq_{va} postupně podél výstupu. Konvektivní tok hmoty je

$$M_u = -\sigma_u(\omega_u - \omega_e),$$

přírůstek kondenzačních toků v dané vrstvě je dáno

$$\delta F_{vi}^{cu} = -\alpha \delta q_{va} M_u / g \delta F_{vl}^{cu} = -(1 - \alpha) \delta q_{va} M_u / g.$$

Transport ve vzestupném proudu je dán pomocí

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial p} M_u (\psi - \psi_u) = -g \frac{\partial J_\psi^{cu}}{\partial p}$$

nebo

$$J_{\psi}^{cu} = \frac{1}{g} M_u (\psi - \psi_u)$$

s $M_u > 0$. Nakonec jsou aktualizovány vnitřní proměnné tak, že v tomto stadiu obsahují efekty jak rozlišené, tak nerozlišené kondenzace. Konvektivní oblačná část $f^{cu} = \sigma_D + \sigma_D$ je spojena s rozlišenou částí f^{st} pro získání celkové oblačné části f .

7.2 Parametrizace mikrofyzikálních procesů

Mikrofyzikální procesy, probíhající v oblaku, jsou jak fázové přechody, tak i další transporty mezi plynnou, kapalnou i pevnou fází. Pro popis těchto procesů používá mikrofyzikální schéma kromě veličiny pro vodní páru q_v ještě další 4 nezávislé prognostické veličiny pro oblačnou vodu q_l , oblačný led q_i , vypadávající kapalné srážky (déšť) q_r a pevné srážky (sníh) q_s . Mikrofyzikální parametrizace popisuje procesy s těmito veličinami a počítá příspěvky přenosů mezi jednotlivými fázemi. Celkový souhrn všech mikrofyzikálních procesů je velmi komplexní a složitý systém. Odehrávají se tu tyto procesy:

- vznik spektra dešťových kapek z oblačné vody a ledových krystalků (vloček) z oblačného ledu
- sedimentace srážkových kapek a sněhových vloček
- výpar kapek a sněhových vloček
- zachycování oblačných kapek srážkami
- procesy tání a mrznutí

Ledové krystalky (oblačný led) spolu s oblačnými kapičkami vznikají kondenzací (rozlišenou i nerozlišenou - parametrizovanou). Jejich propadem je autokonverze a zachycování srážkami. Srážkové kapky mají původ v autokonverzi a jsou odstraňovány vypadáváním na zemský povrch, dále pak výparem, popř. mrznutím. Srážkový sníh je produkován autokonverzí a ztrácí se sublimací a táním. Vodní pára je odstraňována kondenzací a přibývá výparem či sublimací.

7.2.1 Autokonverze

Při parametrizaci výhradně kapalné mikrofyziky (bez ledové fáze) je nutné řešit problém vzniku srážkové vody z vody oblačné, který může probíhat při difúzním i koalescenčním růstu kapek. Parametrizaci tohoto jevu poprvé popsal Kessler (1969), který zavedl pojem autokonverze oblačné vody na dešťovou. Použil jednoduchou autokonverzní formuli se dvěma parametry ϵ_l a q_l^* :

$$\frac{dq_l}{dt} = \epsilon_l (q_l - q_l^*),$$

kde parametr $q_l^* < q_l$ je označován jako autokonverzní práh, který vyjadřuje mezní velikost q_l při jejímž překročení se autokonverze uplatňuje. Ve smíšené fázi je autokonverze kombinací dvou mechanismů. První mechanismus je růst dešťových kapek na úkor oblačné vody, jak bylo popsáno výše a růstu sněhových

vloček z oblačného ledu. Tyto procesy jsou označovány jako „klasická“ autokonverze. Tyto dva procesy lze popsat výrazem (Sundquistova typu):

$$\left(\frac{dq_{l,i}}{dt}\right)_{ACO} = -\frac{q_{l,i}}{\tau_{l,i}} \left[1 - e^{-\frac{\pi}{4} \left(\frac{q_{l,i}}{q_i^{cr}}\right)^2}\right], \quad (42)$$

kde τ_l resp. τ_i je časové měřítko procesů pro vodu resp. led. Autokonverzní časové měřítko se mění v závislosti na teplotě tak, že v chladnějším vzduchu je autokonverze méně účinná a tak probíhá pomaleji. Parametr q_l^{cr} resp. q_i^{cr} je autokonverzní práh. Pokud jsou hodnoty q_l či q_i nižší než příslušný autokonverzní práh, tak k autokonverzi nedochází. Druhý mechanismus se uplatňuje ve smíšené fázi, tímto mechanismem je růst sněhových vloček z přechlazených vodních kapiček. K tomu dochází díky menšímu tlaku nasycení nad ledem než nad kapalnou vodou. Tento mechanismus se označuje jako Weneger-Bergeron-Findeisenův (WBF) proces a je převažujícím jevem ve smíšené fázi. Je parametrizován jako autokonverze z oblačné vody na srážkový led. Základní myšlenkou je parametrizovat přímý přesun od oblačné vody k sněhovým vločkám, s intenzitou závisící na množství ledových krystalků, ale bez zasahování do dešťových kapek. V reálné situaci WBF proces zahrnuje přesycené kapičky a krystalky, ale doba přechodu ve fázi krystalků je relativně krátká, tak lze WBF proces parametrizovat jako přímý tok ke sněhu. Základ matematického popisu vychází z poměru úbytku vody jak klasickou autokonverzí, tak WBF procesem. Pro WBF mechanismus máme tedy výraz:

$$\left(\frac{dq_{l,i}}{dt}\right)_{WBF} = -F_{WBF}^a \frac{q_l}{\tau_l} \frac{q_i \cdot q_l}{(q_i + q_l)^2} \left[1 - e^{-\frac{\pi}{4} \left(\frac{q_l \cdot q_i}{q_i^{cr} F_{WBF}^b q_i^{cr} F_{WBF}^b}\right)}\right]. \quad (43)$$

Vztah WBF je podobný tomu pro klasickou autokonverzi, pokud necháme $q_l \gg q_i$ či $q_i \gg q_l$, tak obdržíme dynamicky podobnou rovnici jako pro autokonverzi mimo smíšenou fázi.

7.2.2 Vypařování srážek

Neméně důležitým procesem pro padající srážky je vypařování v nenasyčeném vzduchu. Výpočet je prováděn vztahem Kesslerova typu a závisí na stupni nedosycení:

$$\frac{d\sqrt{R}}{dp} = E_{evap} \cdot (q_{sat} - q_w)$$

kde R je intenzita srážek (jednotky jsou $kg \ m^{-2} \ s^{-1}$) a p je tlak. Hodnota konstanty E_{evap} je $4,8 \cdot 10^6$. Odvození této rovnice vychází z předpokladu, že lze spektrum velikostí srážkových kapiček popsat Marshall-Palmerovým rozdělením

$$N = N_0 e^{-\lambda D} \quad N_0 = 8 \cdot 10^6$$

kde D je průměr kapičky. Dále se pak předpokládá závislost pádové rychlosti kapek na velikosti ve tvaru

$$w = aD^\alpha$$

a časový úbytek hmotnosti vody prostřednictvím výparu

$$\frac{dM}{dt} = bD^\beta \rho (q_{sat} - q_w).$$

Tok srážek je vyjádřen jako integrál ze součinu pádové rychlosti a hmotnosti kapek, itegruje se přes celé spektrum velikostí kapek:

$$R = \int_0^{\infty} aD^{\alpha} N_0 e^{-\lambda D} \frac{\pi D^3}{6v_l} dD = \frac{\Gamma(\alpha + 4) a N_0 \pi}{6v_l \lambda^{\alpha+4}}. \quad (44)$$

Změna toku srážek s výškou je rovna úbytku hmotnosti, proto

$$\frac{dR}{dz} = \int_0^{\infty} bD^{\beta} N_0 e^{-\lambda D} \rho(q_{sat} - q_w) dD = \rho(q_{sat} - q_w) \frac{\Gamma(\beta + 1) b N_0}{\lambda^{\beta+1}}.$$

Mezi posledními dvěma rovnicemi provedeme úpravu vedoucí k odstranění λ a přejdeme do vertikální tlakové souřadnice:

$$\frac{dR}{dp} = \frac{\Gamma(\beta + 1) b N_0}{g} \left(\frac{6v_l R}{\Gamma(\alpha + 4) a N_0 \pi} \right)^{\frac{\beta+1}{\alpha+4}} (q_{sat} - q_w)$$

$$\frac{dR}{dp}^{1 - \frac{\beta+1}{\alpha+4}} = \left(1 - \frac{\beta + 1}{\alpha + 4} \right) \left(\frac{6v_l}{\Gamma(\alpha + 4) a N_0 \pi} \right)^{\frac{\beta+1}{\alpha+4}} (q_{sat} - q_w) = A(q_{sat} - q_w).$$

S použitím měřených dat výparu srážek dostaneme hodnoty parametrů $\alpha = 0,77$ a $\beta = 1,61$, což vede na hodnotu exponentu $\approx 0,45$ u R . Aproximujme ji hodnotou $0,5$ a dále pro funkci A dostaneme po přechodu ke standardnímu profilu atmosféry tvar

$$A = \frac{4,8 \cdot 10^6}{p^2}.$$

7.2.3 Procesy zachycování

Dalším z mikrofyzikálních procesů je zachycování oblačné vody a ledu propadávajícími srážkami. Dešťové kapičky a sněhové vločky během pádu skrz jednotlivé vrstvy na sebe nabalují oblačnou vodu a led. Intenzita srážek se zvětšuje na úkor právě těchto zachycených oblačných částic. Množství zachycených částic je úměrné intenzitě srážek a množství oblačných částic ve vrstvě. Odvození rovnice pro zachycování je podobně jako v procesu vypařování založen na předpokladu spektra velikostí srážkových kapek popsaným Marshall - Palmerovým rozdělením. Rovnice pro úbytek hmoty oblačné vody počítá se zachycením oblačné vody v objemu, kterým propadnou srážky. Propadávající kapky však nezachytí veškerou oblačnou vodu, část z ní se nezachytí díky obtékání kolem kapky. Proto je zavedena efektivita zachycování E_{ff} .

$$\frac{dM}{dt} = E_{ff} \frac{\pi D^2}{4} \rho q_l \quad (45)$$

S využitím vztahu 44 pro tok srážek dostaneme rovnici:

$$\frac{dq_l}{dt} = - \frac{\Gamma(\alpha + 3) E_{ff} \pi a N_0}{4} \left(\frac{6v_l}{\Gamma(\alpha + 4) a N_0 \pi} \right)^{\frac{\alpha+3}{\alpha+4}} q_l = -C E_{ff} R^{\frac{\alpha+3}{\alpha+4}} q_l.$$

Zde je možné aproximovat α hodnotou 1 a tím se získá vztah

$$\frac{dq_l}{dt} = -C_E^r R^{4/5} q_l \quad C_E^r = -0,067 \quad (46)$$

Termodynamické a mechanické vlastnosti oblačných a dešťových kapek závisí na teplotě prostředí. Podobné závislosti platí v případě oblačného ledu a sněhových vloček. V mikrofyzikálním schématu se uvažují takovéto vlastnosti:

- Proměnlivost časového měřítka autokonverze v závislosti na teplotě je taková, že ve chladnějším vzduchu je proces autokonverze méně účinný.
- Na teplotě také závisí kritický práh autokonverze, s klesající teplotou se práh snižuje.
- Pádová rychlost sněhových vloček klesá s teplotou.
- Efektivita zachycování ledových krystalků klesá s teplotou,
- Naproti tomu působí skutečnost, že při nižší teplotě jsou sněhové vločky menší. Menší vločky mají relativně větší povrch vzhledem ke svému objemu. Díky většímu povrchu je efektivita zachycování vyšší.

Tyto teplotní závislosti jsou aproximovány funkcí typu $f_{s/i}^* = \exp(c_t(T - T^*))$, kde T^* je teplota 0°C . Tato funkce reprezentuje relativní efektivitu zachytávacích procesů a teplotní závislost procesu. Jednotlivé hodnoty konstanty c ve výrazu funkce se pro různé typy zachycovacích procesů příliš neliší, proto byla pro zjednodušení použita hodnota $c_t^* = 0,0231$, která je geometrickým průměrem z těchto hodnot.

Jednotlivé druhy zachytávání je možno parametrizovat rovnicemi:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dq_l}{dt}\right)_R &= -C_E^r \cdot R^{4/5} \cdot q_l \\ \left(\frac{dq_i}{dt}\right)_R &= -C_E^r \cdot R^{4/5} \cdot q_l \times f_{s/i}^*(T) \\ \left(\frac{dq_l}{dt}\right)_S &= -C_E^s \cdot R^{4/5} \cdot q_l \cdot f_{s/i}^*(T) \end{aligned} \quad (47)$$

$$\left(\frac{dq_i}{dt}\right)_S = -C_E^s \cdot R^{4/5} \cdot q_l \quad (48)$$

kde R a S jsou kapalně resp. pevně srážkové toky. Konstanty C_E^r a C_E^s jsou bezrozměrné parametry udávající efektivitu zachytávacího procesu, jejich hodnoty jsou $C_E^r = 0,0671$ a $C_E^s = 0,0174$.

7.2.4 Pádová rychlost srážek

Závislost průměrné pádové rychlosti srážek na intenzitě srážkového toku je pro kapalně srážky

$$\bar{w} = \Omega^r \left(\frac{R}{\rho^4}\right)^{1/6}, \quad (49)$$

kde ρ je hustota vzduchu a R je srážkový tok. Získaná rychlost vstupuje do výpočtu pravděpodobnostních funkcí pro statistickou sedimentaci. Při odvození vztahu se uvažuje, že lze spektrum velikostí dešťových kapiček popsat Marshall-Palmerovým vztahem a závislost pádové rychlosti kapičky na jejím průměru je $w = aD^\alpha$, uvažujeme pro parametr a vztah $a = a_0(\rho_0/\rho)^\alpha$. Výpočet hmotnostně vážené průměrné rychlosti je potom:

$$\bar{w} = \frac{\int_0^\infty aD^\alpha N_0 e^{-\lambda D} \frac{\pi D^3}{6v_l} dD}{\int_0^\infty N_0 e^{-\lambda D} \frac{\pi D^3}{6v_l} dD} = a \frac{\Gamma(\alpha + 4)}{\Gamma(4)\lambda^\alpha}$$

srážkový tok je dán vztahem:

$$R = \frac{\Gamma(\alpha + 4)aN_0\pi}{6v_l\lambda^{\alpha+4}}$$

Odtud dosazením z posledního vztahu do předposledního získáme

$$\bar{w} = \frac{1}{\Gamma(4)} [a_0\Gamma(\alpha + 4)]^{\frac{4}{\alpha+4}} \left[\frac{6v_l R}{\pi N_0} \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^4 \right]^{\frac{\alpha}{\alpha+4}}.$$

Nyní aproximujeme α hodnotou 0,8 a přepočteme a_0 tak, abychom dostali stejnou pádovou rychlost jako pro kapku o průměru 3 mm při tlaku rovném polovině přízemního tlaku. to vede na vztah

$$\bar{w} = \Omega^r \left(\frac{R}{\rho^4} \right)^{1/6} \quad \Omega^r = 13,4.$$

7.2.5 Sedimentace srážek

Při sedimentaci srážek je pro výpočet problematický fakt, že spektru velikostí srážkových kapiček odpovídá také spektrum pádových rychlostí. Jedna možnost, jak se vypořádat s tímto problémem je počítat advektivním schématem, které však využívá pouze jednu střední pádovou rychlost pro všechny typy srážek. V současném schématu je sedimentace srážek realizována s použitím funkcí hustoty pravděpodobnosti namísto počítání s advekcí (viz [4]). Výhodou je, že zatímco advekce vyžaduje jednu průměrnou pádovou rychlost pro všechny typy srážek, tak použití hustoty pravděpodobnosti umožňuje nahradit střední pádovou rychlost rychlostním spektrem, které je nakonec přeměněno na pravděpodobnost dosažení spodní hranice vrstvy (spektrum dosažitelných vzdáleností). Na spodní hranici vrstvy jsou definovány tři funkce hustoty pravděpodobnosti. Rozlišují typy srážek:

- srážky přítomné ve vrstvě na začátku časového kroku
- srážky pocházející z vrstvy ležící nad aktuální vrstvou
- srážky vzniklé v dané vrstvě (díky autokonverzi, zachycením či táním) v průběhu časového kroku

Každá funkce hustoty pravděpodobnosti (P_1 , P_2 , P_3) udává pravděpodobnost, daný typ srážek dosáhne v aktuálním časovém kroku spodní hranice vrstvy. Celkový tok srážek spodní hranicí vrstvy je použit jako vtok do níže ležící vrstvy. Advektivní výpočet je tedy nahrazen statistickým. Výpočet těchto pravděpodobnostních funkcí vychází ze základní pravděpodobnostní funkce P_0 pro průchod srážky uvažovanou vrstvou během jednoho časového kroku:

$$P_0(\delta z / \bar{w} \cdot \delta t) = P_0(Z) = e^{-Z}. \quad (50)$$

Tato pravděpodobnost má obdobný tvar jako pravděpodobnost rozpadu radioaktivní částice. Další pravděpodobnostní funkce jsou ve tvaru:

$$P_1(Z) = \frac{1 - P_0(Z)}{Z}$$

$$P_3(Z) = \frac{1}{2}P_2'(Z) + P_1(Z)$$

$$P_2'(Z) = \frac{P_0(Z)}{Z + 1 + X}, \quad \text{kde } X = \frac{\sqrt{(1+Z)^2 + 4Z} - (1+Z)}{2}$$

7.2.6 Proces tání sněhových vloček na déšť

Zde jsou použity podobné předpoklady o spektru velikostí kapiček jako u parametrizace vypařování. Navíc je použit vztah pro úbytek hmoty sněhové vločky během tání. Úbytek je úměrný rozdílu teploty v dané vrstvě a nulové teploty

$$\frac{dM_i}{dt} = b'D^\beta \rho(T^* - T)$$

kde konstanta $b' = bB$ zahrnuje poměr mezi molekulární difuzí tepla a molekulární difuzí vodní páry.

7.2.7 Parametrizace krupek

Krupky jsou ve schématu parametrizovány prostřednictvím proměnné r_g , která udává poměr mezi tokem krupek a tokem sněhu. Zdrojem toku krupek je WBF proces. Proměnná r_g ovlivňuje pádovou rychlost a zachytávací účinnost padající ledové fáze.

7.3 Sestupné pohyby

Vlhké sestupné pohyby jsou počítány po mikrofyzice a jsou výsledkem propadů tepla způsobených srážkami: vypařování, tání a vertikální advekce. Sestupné proudy se objevují ve srážkové oblasti. Profil sestupného proudu je počítán podobně jako výpočet pro vzestupný proud, skládá se z nasyceného pseudoadiabatického sestupu střídajícího se s izobarickým mísením. Vliv vtahování na rychlost sestupného proudu je však opačný než u vzestupného. Mísení vždy působí proti vzestupnému proudu, kdežto sestupný proud podporuje. Ve vzestupném proudu se stupeň vtahování mění s výškou, v sestupném se stupeň vtahování předpokládá konstantní. (Lokální latentní teplo následuje fázi vypařování srážek, která má rychlou přeměnu v trojném bodu.) V principu nelze mít v sestupném proudu nasycení, ale kondenzáty mohou dočasně existovat, pro virtuální teplotu se uvažuje stejný obsah kondenzátů jako v okolí. Aktivita sestupného proudu je určena tam, kde je negativní vztlak a sestupný proud je chladnější než teplota vlhkého teploměru v okolí.

7.3.1 Prognostické schéma sestupného proudu

Tendence rychlosti vertikálního sestupného proudu je (stejně jako u vzestupného) řízena balancí mezi vertikálními vztlakovými silami a disipací (převážně díky vtahování).

$$\frac{\partial \omega_d}{\partial t} = -\frac{g^2}{1 + \gamma_d} \frac{p}{R_a} \frac{T_{vd} - T_{ve}}{T_{vd} T_{ve}} - \delta_{dP} \left[\left(\lambda_d + \frac{K_{dd}}{g} \right) \frac{R_a T_{vd}}{p} \right] (\omega_d - \omega_P) - \frac{a\omega_d^2}{(p_s - p)^b}, \quad (51)$$

kde p_s je hydrostatický tlak na povrchu a ω_d je absolutní rychlost sestupného pohybu (kladná hodnota pro směr dolů, v jednotkách Pas^{-1}). Vztlakový člen je vyjádřen pomocí virtuální teploty sestupného proudu a okolí. Hlavní část disipačního členu je reprezentována vtahováním okolních částic do sestupného proudu a závisí na rozdílu vertikálních rychlostí mezi sestupným proudem a okolním vzduchem. Je problematické určit vertikální rychlost vtahovaných částic, neboť v bezprostředním okolí sestupného proudu může být sestupný proud či okolí pohybované velkoprostorovými pohyby. V tomto schématu se tedy uvažuje, že se sestupný proud vyskytuje v oblasti srážek, tak je disipace úměrná rozdílu $\omega_d - \omega_P$, kde ω_P je rychlost toku srážek. Druhá část disipačního členu reprezentuje aerodynamické tření s disipačním koeficientem K_{dd} . Interakce s povrchem je uvažována díky tomu, že se při povrchu proud ohýbá vlivem tlakové výše vzniklé nahromadění vzduchu, což velmi komplikuje pohybovou rovnici. Proto se zde tento efekt simuluje doplňkovým členem

$$\frac{a}{(p_s - p)^2},$$

tak, že se postupně zvětšuje s přibližováním k povrchu. Jsou použity hodnoty parametru $b = 2$, tak že a reprezentuje referenční tlakovou tloušťku nad povrchem, kde dochází ke zpomalení ω_d . Je zřejmé, že p_s je vždy větší než tlak v modelových hladinách, kde je ω_d počítána a je zajištěno aby nenabyla záporných hodnot.

Uzávěr schématu sestupného proudu značí, že část mikrofyzikálního propadu tepla je buď spotřebována sestupným proudem nebo uchována v sestupném proudě prostřednictvím zvýšení jeho plochy. Uzávěr je reprezentován prognostickou rovnicí pro plochu sestupného proudu, která se uvažuje konstantní ve vertikálním směru:

$$\frac{\partial \sigma_d}{\partial t} \int_{p_t}^{p_b} \{(h_d - h_e) + (k_d - k_e)\} \frac{dp}{g} = \int_{p_t}^{p_b} F_b \frac{\omega_d - \omega_e}{\rho g} \frac{d}{g} + \epsilon \cdot MHS, \quad (52)$$

kde h_d, h_e je vlhká statická energie sestupného proudu a okolí a k_d a k_e je kinetická energie. Přisun energie je dán ochlazováním, které je způsobeno vypařováním a táním celkových srážek a přizpůsobením okolní teplotě. Zde je odlišnost od vzestupného proudu v tom, že řídicí síla není spojena s velkoprostorovými silami. Propad tepla je počítán jako divergence odpovídajících toků tepla F_{hP} . Ale jen část ϵ tohoto toku přispívá k aktivitě sestupného proudu, protože jeho plocha je menší než plocha srážek.

$$\epsilon \approx \frac{\sigma_d}{\sigma_P}$$

Ochlazení způsobené srážkami indukuje negativní vztlak. Spotřeba energie je reprezentována prací vztlakových sil F_b . Rozdíl mezi vstupem energie a její spotřebou je uchován jako vlhká statická energie a kinetické energie, protože vtažený vzduch do rozšířené oblasti je nutno urychlit na rychlost sestupného proudu.

$$k_d - k_e = \frac{\omega_d^2 \omega_e^2}{2(\rho g)^2}$$

8 Experimenty s diagnostickým a prognostickým schématem

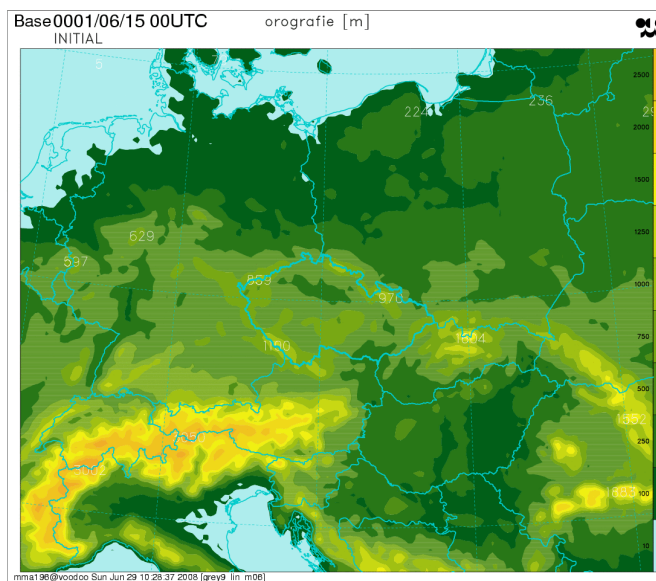
Testování probíhalo na dvou vybraných situacích z poslední červnové dekády roku 2006. V tomto období bylo počasí ve střední Evropě charakteristické konvektivní oblačností a srážkami, mnohde doprovázenými bouřkami. Testování proběhlo se dvěma schématy, jako referenční bylo použito diagnostické schéma, používané jako operativní schéma v modelu ALADIN do června roku 2008. Jako experimentální bylo použito nově vyvíjené 3MT schéma. Použité operativní schéma pracuje s horizontálním rozlišením 9 kilometrů, zde byly též provedeny experimenty s rozlišením 4,5 km, pro zjištění chování modelu v tzv. „šedé zóně“, kdy lze již předpokládat konvektivní procesy částečně rozlišené. Rozměry modelované oblasti: delší hrana modelové oblasti přibližně 300 bodů pro 9 km rozlišení a časový krok byl 360 s. Při vyšším rozlišení se pracovalo na menší oblasti s delší hranou přibližně 400 bodů a s časovým krokem 180 s. Na obr. (9) je znázorněna modelová orografie oblasti pro rozlišení 9 km a 4,5 km. Je vidět, že při vyšším rozlišení je orografie mnohem detailnější a lépe reprezentovaná. Například okrajová pohoří České republiky byla v 9 km rozlišení spíše jen naznačena, při 4,5 km rozlišení již modelové hodnoty přibližně odpovídají průměrným nadmořským výškám pohoří. Při rozboru výsledků byla srovnávanou veličinou srážková pole 6 hodinových úhrnů, se zaměřením na strukturu, prostorovou polohu a celkovou realističnost srážkových polí. Výsledky byl též porovnávány se skutečnými srážkovými poli získanými ze srážkoměrných stanic a radarových měření.

8.1 Situace 26.června 2006

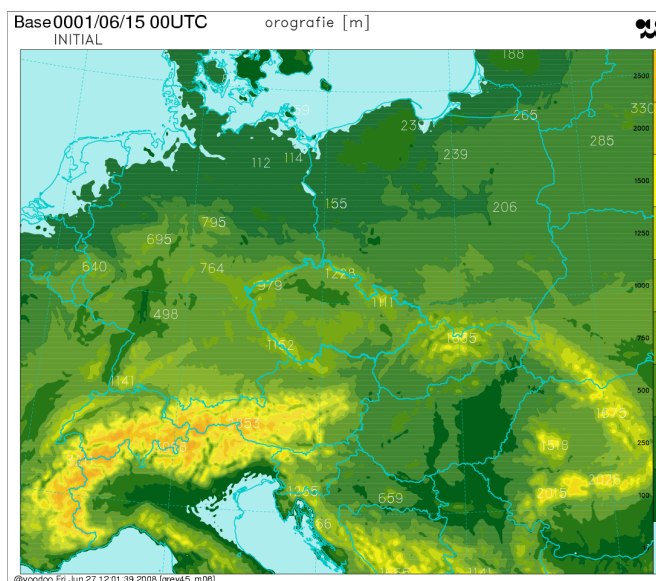
8.1.1 Synoptická situace

Pro popis synoptické situace bylo použito analýz globálního předpovědního modelu GFS [14], analýzy synoptických map z Německé povětrnostní služby (DWD) [15] a Centrálního předpovědního pracoviště ČHMÚ. Dále data z distančních pozorování z meteorologické družice Meteosat a z meteorologických radarů. Při této situaci se nad západním pobřežím Francie (Biskajský záliv) nacházela výšková níže (25.6. 12 UTC), která se rychle přesouvala SV směrem nad kanál La Manche (26.06. 00 UTC) (viz obr. (12)) až nad severní pobřeží Německa a Dánska (26.6. 12 UTC). Nad Balkánským poloostrovem ležel hřeben vysokého tlaku vzduchu. V hladině 850 hPa Česko leželo zpočátku v teplé advekci od JZ, nejvyšší teploty byly od 16 do 20°C v termínu 00 UTC (obr. (13)). Během dne došlo advekci chladnějšího vzduchu a teploty klesly na 13 - 17°C. V poli přízemního tlaku byla po celou dobu níže nad severním Německem, z ní zasahovala brázda nad střední Evropu. Tato brázda a v ní ležící zvlněná studená fronta pozvolna přecházela v období 00-18 UTC přes naše území (obr. 15). V odpoledních hodinách se za frontou tvořily četné bouřky. S nimi byly místy spojené přívalové deště a ojediněle i kroupy. Na některých místech způsobily bouřky materiální škody a výpadky v dodávce elektrické energie.

Na snímku z meteorologické družice (obr. (10)) je vidět v prostoru Rakouska, České republiky a Polska výrazná konvektivní oblačnost. Šestihodinové srážkové úhrny v intervalu 12 - 18 UTC ze srážkoměrů a radarových měření (obr. (11))

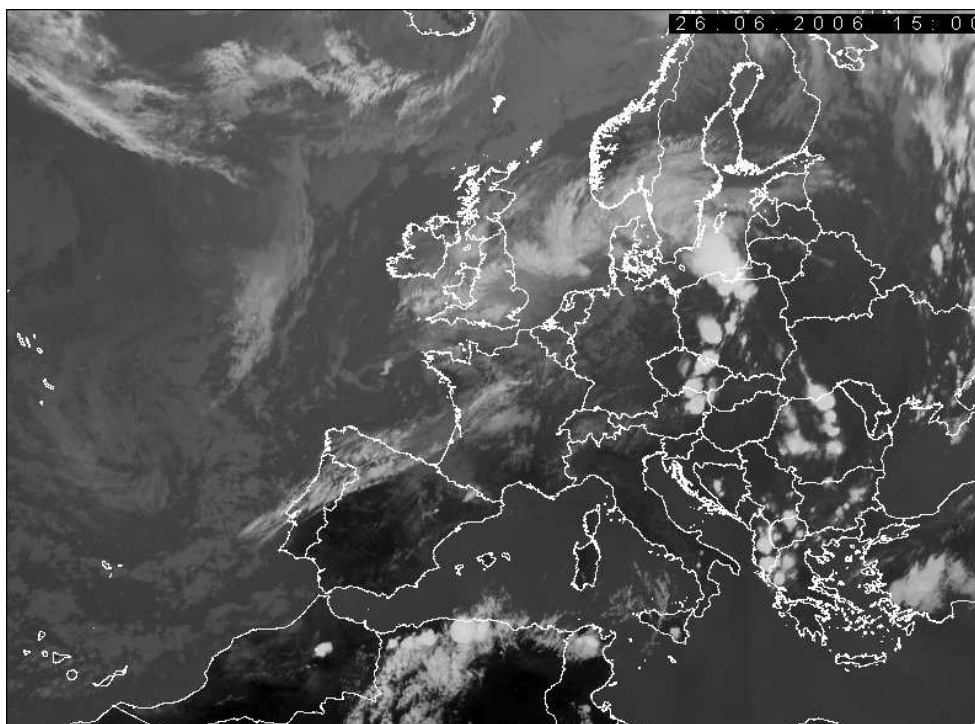


(a)

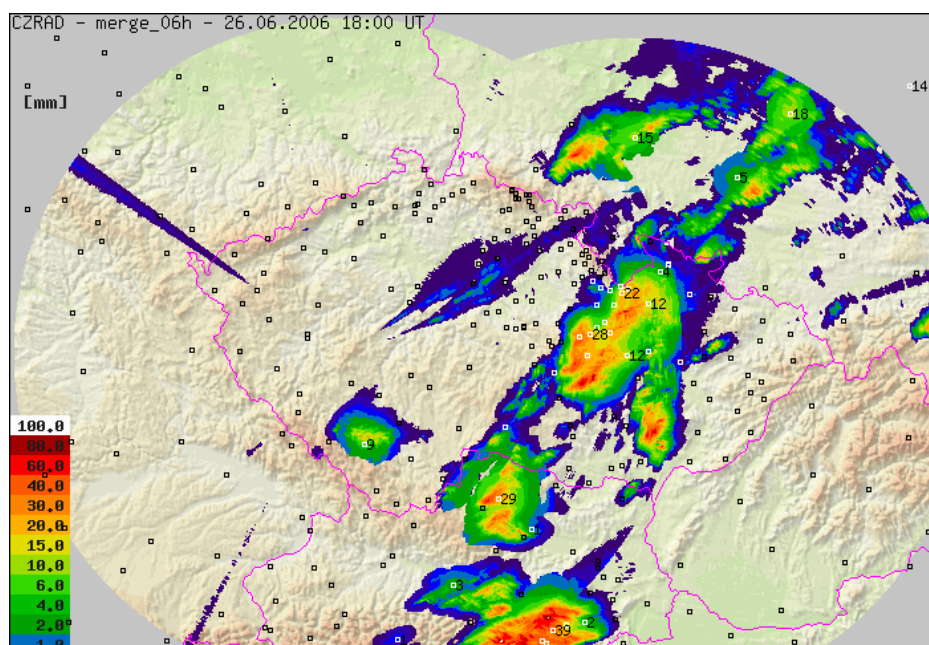


(b)

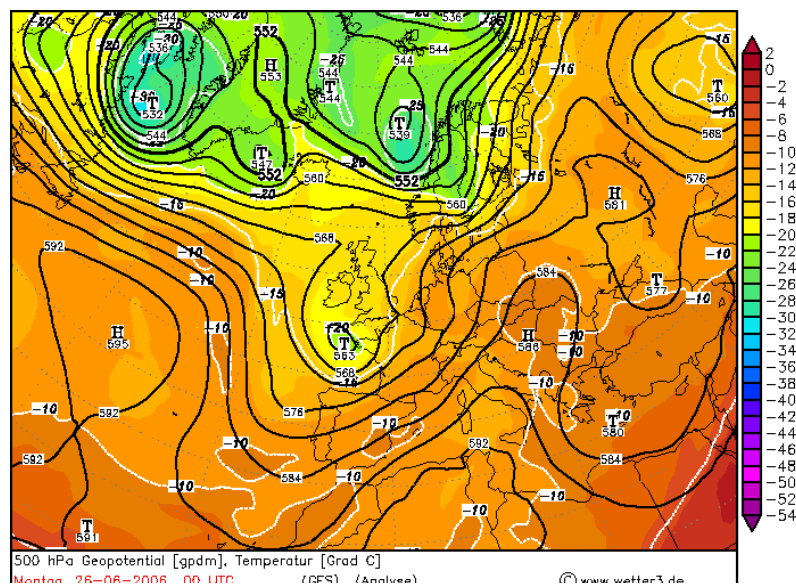
Obrázek 9: Orografie modelové oblasti pro rozlišení 9km (a) a rozlišení 4,5 km (b)



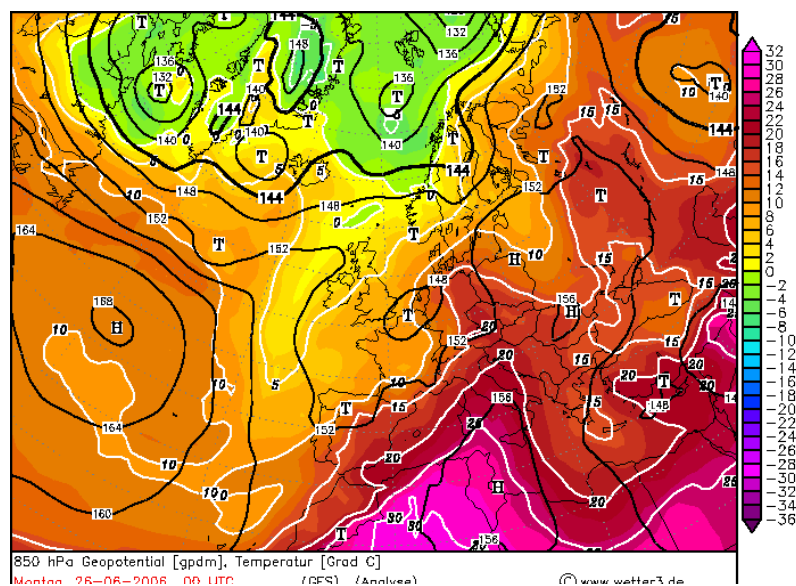
Obrázek 10: Situace 26.června 2006 v 15 UTC v IR kanálu pořizeném z družice MSG



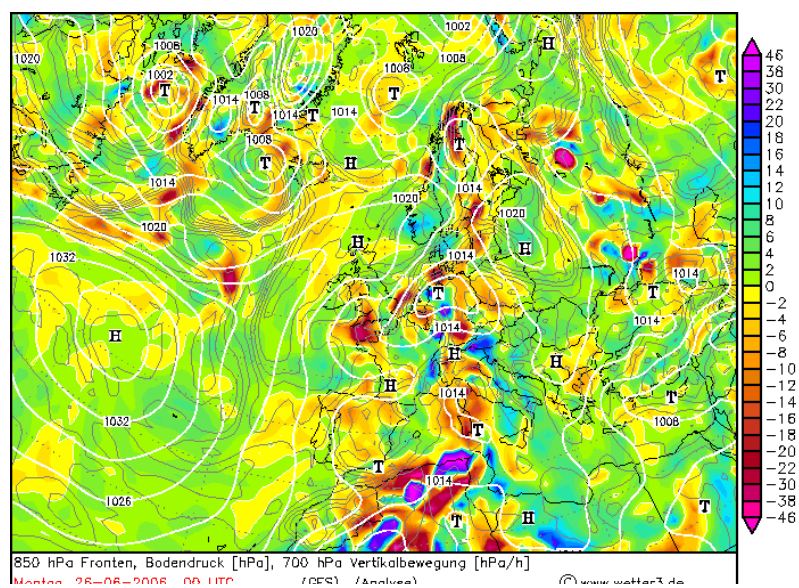
Obrázek 11: Srážkové úhrny z radarů kombinované s informacemi ze srážkoměrných stanic v intervalu 12-18 UTC 26.června.



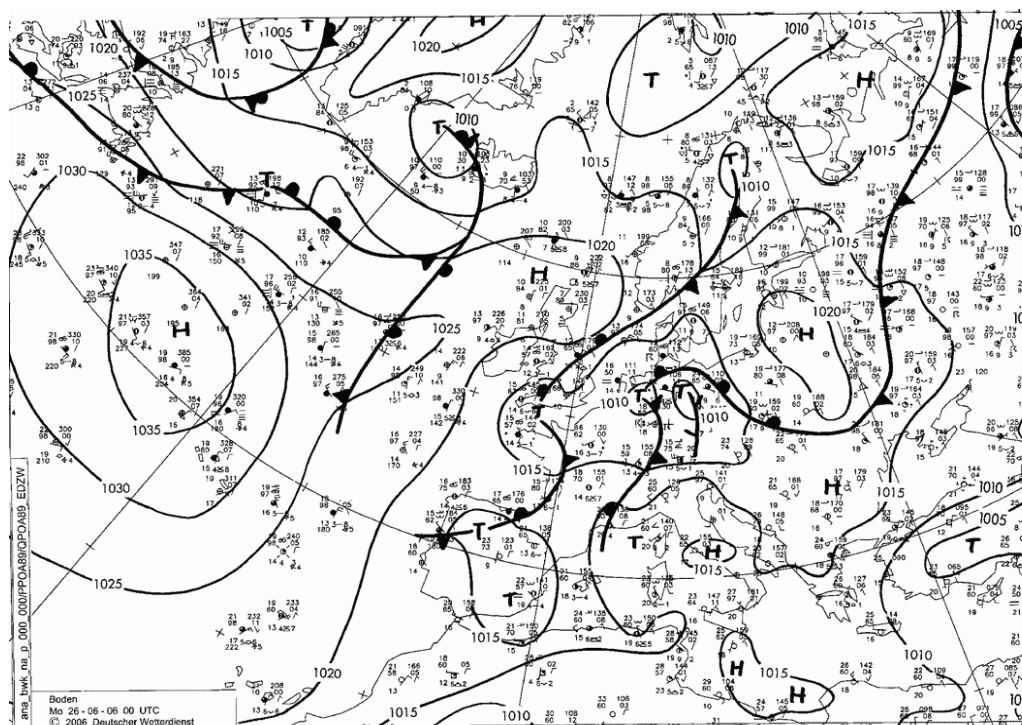
Obrázek 12: Analýza hladiny 850 hPa modelem GFS z 00 UTC 26. června



Obrázek 13: Analýza hladiny 850 hPa modelem GFS z 00 UTC 26. června



Obrázek 14: Analýza přízemního tlaku a vertikálních pohybů v hladině 700 hPa modelem GFS z 00 UTC 26. června

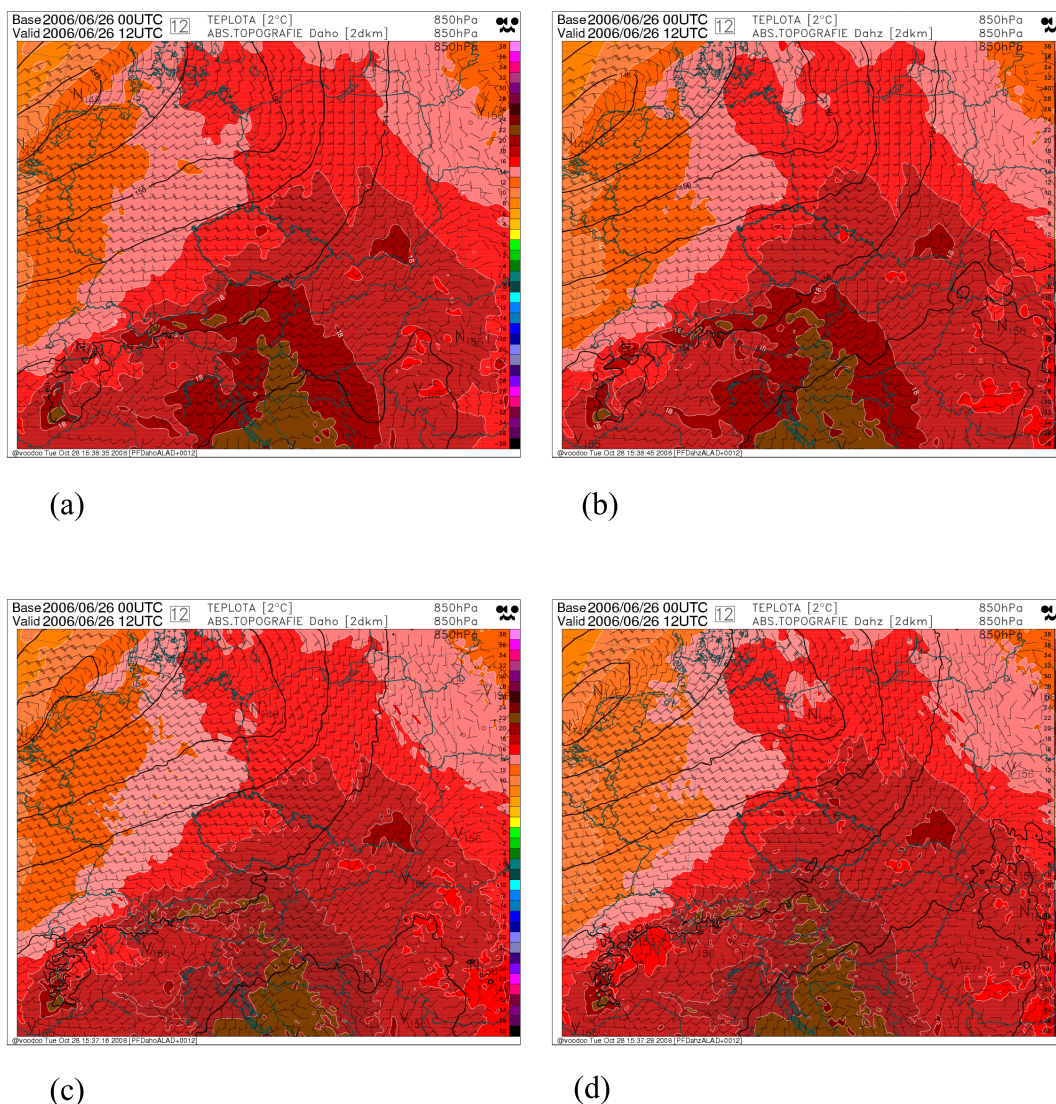


Obrázek 15: Analýza synoptické situace z 00 UTC 26. června

ukazují několik izolovaných center srážek z jednotlivých bouřek, hodnoty na několika stanicích dosahovaly kolem 30 mm.

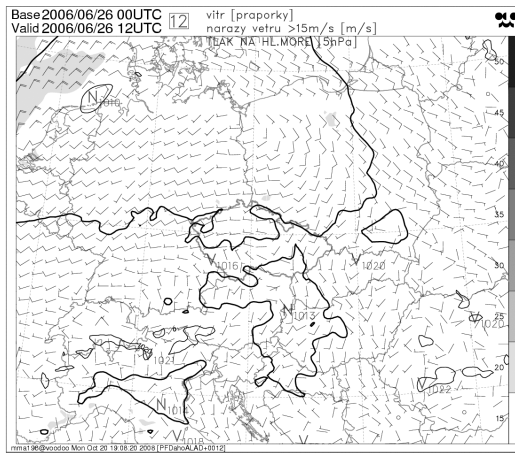
8.1.2 Výstupy předpovědi modelu pro termín 12 UTC

Předpovědi v první zkoumané situaci byly spuštěny z 26.6.2006 00UTC, počáteční a okrajové podmínky byly získány z modelu ALADIN na větší oblasti.

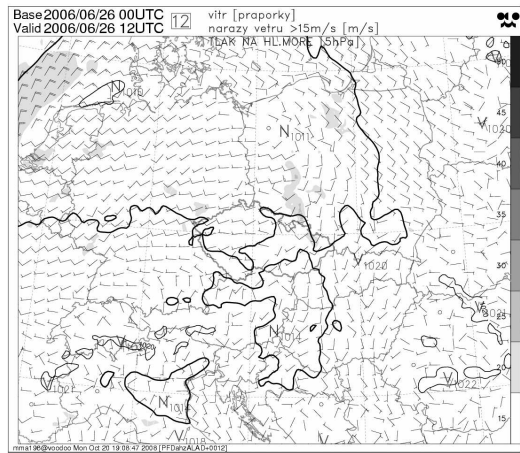


Obrázek 16: Geopotenciál a teplota v hladině 850 hPa v 12 UTC, referenční (a, c) a 3MT (b, d) schéma; rozlišení 9 km (a, b) a 4 km (c, d). Stejně označení platí i pro další obrázky

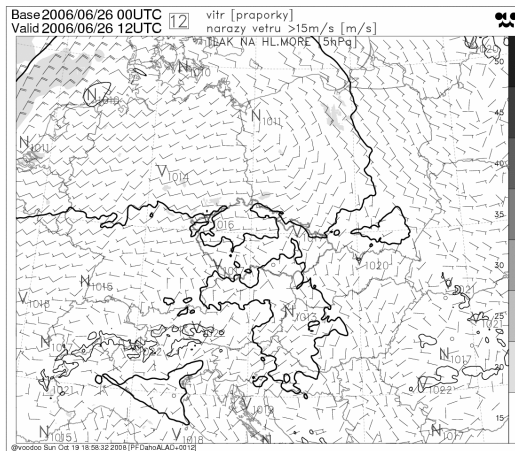
Na obr. (20) je znázorněna předpověď srážkových úhrnů v intervalu 12 - 18 UTC z referenčního schématu (levý sloupec) a schématu 3MT (pravý sloupec). Horní řádek představuje výstupy s rozlišením 9 km a spodní řádek 4,5 km.



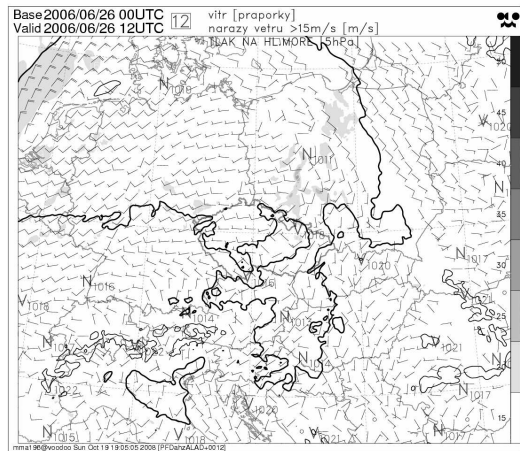
(a)



(b)

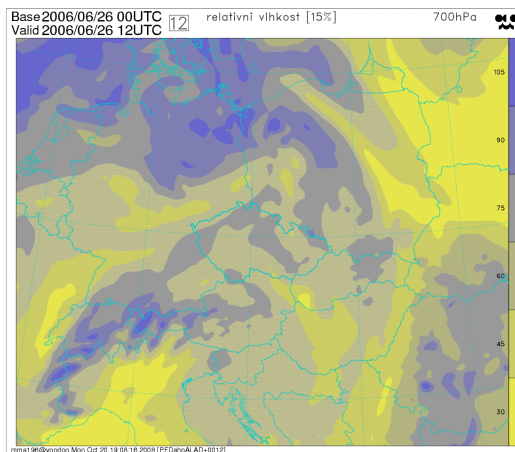


(c)

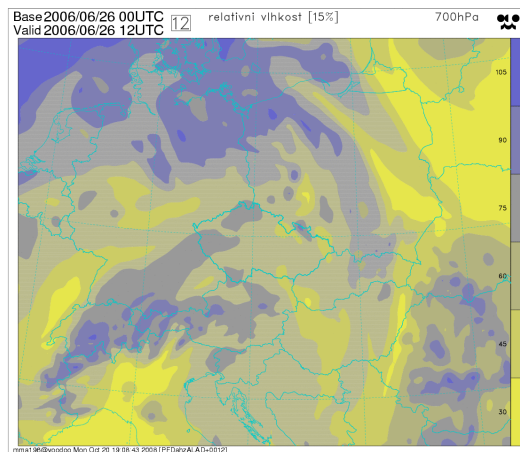


(d)

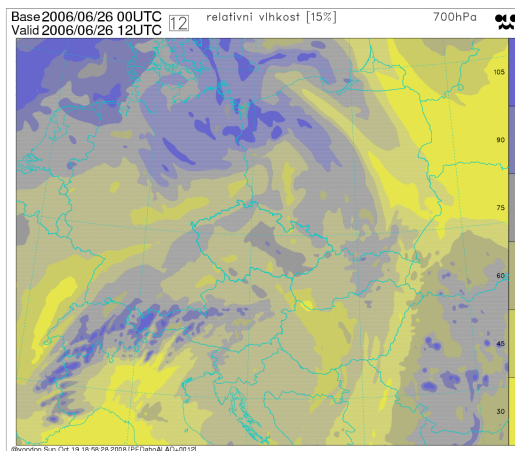
Obrázek 17: Přízemní tlak a vítr v 12 UTC 26.06.2006



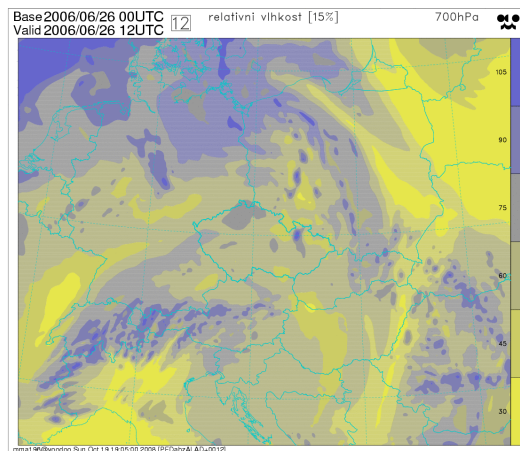
(a)



(b)

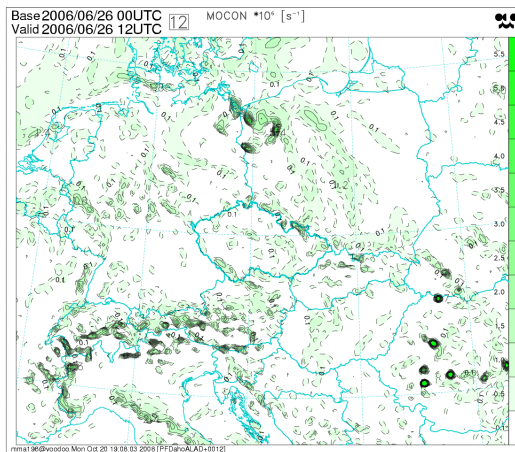


(c)

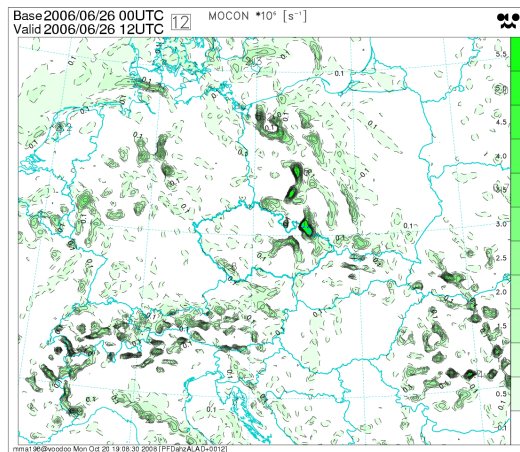


(d)

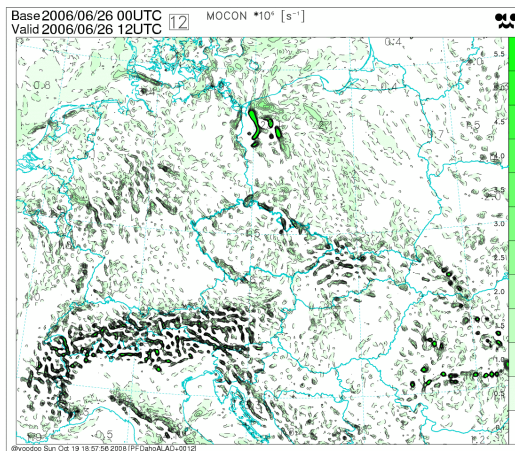
Obrázek 18: Relativní vlhkost v hladině 700 hPa v 12 UTC 26.06.2006



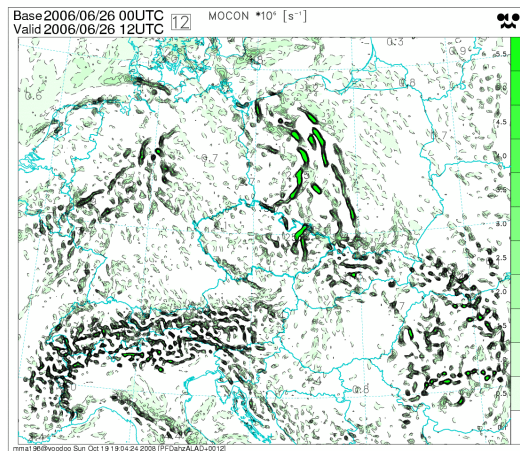
(a)



(b)



(c)



(d)

Obrázek 19: Konvergence vlhkosti v 12 UTC 26.06.2006

Pole geopotenciálu v hladině 500 hPa se příliš neliší, ať už srovnáváme referenční nebo nové schéma nebo nižší či vyšší rozlišení. Mezi níží se středem nad Britskými ostrovy a výší nad Ukrajinou převládá JZ proudění, nad střední Evropou je naznačená slabá brázda.

Znatelné rozdíly jsou v poli geopotenciálu v hladině 850 hPa (obr. (16)). Zde je ve zkoumané oblasti jihozápadní proudění a do jihovýchodní části zasahuje výškový hřeben z oblasti Středomoří. Pro konvekci je významná brázda, spojená se vlnící studenou frontou a táhnoucí se z tlakové níže nad Severním mořem přes Polsko až nad Českou republiku. V poli větru je na této brázdě pozorovatelná konvergence proudění. Tato brázda je výraznější při předpovědi 3MT schématem, jak v 9km rozlišení tak i při 4,5 km rozlišení. Brázda je protažená přes Polsko a zasahuje až nad Slovensko. Ve spojitosti s hlubší brázdou lze v této oblasti očekávat silnější konvergenci proudění. Pole teploty v hladině 850 hPa ukazuje oblast teplého vzduchu zasahujícího ze Středomoří do střední Evropy. Osa teplého vzduchu přechází přes Polsko a východní polovinu našeho území a za ní nastává advekce studeného vzduchu.

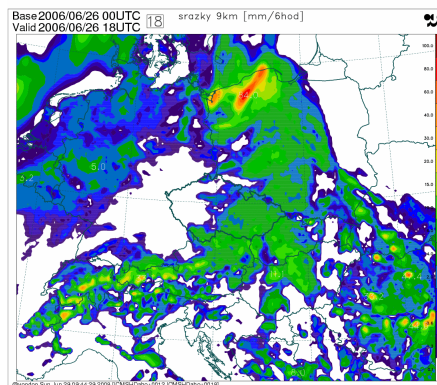
V poli přízemního tlaku a větru (obr. (17)) převládá nad Německem, Polskem a Českem proudění kolem tlakové níže nad Severním mořem od JZ. Nad výškovou částí Polska, Ukrajinou a Běloruskem panuje převážně J až JV proudění kolem tlakové výše vytvořené nad pobaltskými státy. Lokálně je vytvořena níže nad Polskem a na pomezí Rakouska a Maďarska. Schémata se liší ve vyjádření brázdy, 3MT schéma vyjadřuje brázdu výrazněji prohloubenou, viditelné na rychlejším stočení větru a na nárazech větru.

Dalším polem, na které je vhodné se zaměřit, je pole relativní vlhkosti v hladině 700 hPa (obr. (18)). Toto pole je obrazem vlhkosti ve střední troposféře (výška kolem 3500 metrů), kde se vyskytují oblaky středního patra. Tedy vysoké hodnoty vlhkosti jsou do jisté míry odpovídající rozsahu oblačnosti v této části atmosféry. Pole relativní vlhkosti v hladině 700 hPa v referenčním schématu ukazuje pás zvýšené vlhkosti táhnoucí se přes sever Polska dále přes Slovensko, za ním je v České republice taktéž zvýšená vlhkost. Celkově však referenční schéma dává větší vlhkost než schéma 3MT, podobně jako v předchozí situaci. Při schématu je pás vlhkosti nepatrně posunut více dopředu po směru proudění.

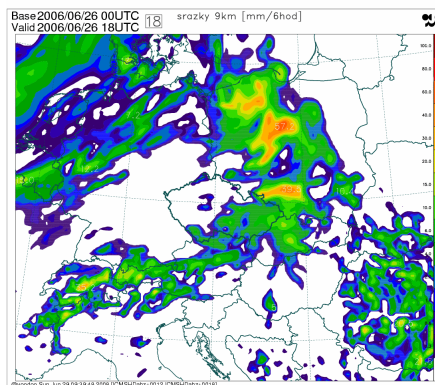
Pole veličiny MOCON spojuje přízemní konvergenci proudění spolu s přízemní vlhkostí. Díky tomu získáme poměrně dobrou představu o oblastech, kde lze očekávat aktivaci konvekce a produkci konvektivních srážek. Pole konvergence vlhkosti v referenčním schématu v 9 km rozlišení udává velké hodnoty v SZ části Polska a částečně ve Slezsku (obr. (19)). Při přechodu na jemnější rozlišení se pole celkově stane více roztříštěné, maximální hodnoty se zvýší a jejich plošný rozsah se zmenší.

8.1.3 Srážkové úhrny v jednotlivých schématech

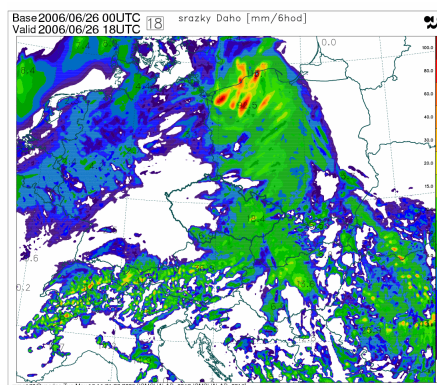
Průběh srážkové aktivity předpovídané modelem ukazuje, že v prvním ranním intervalu 00 - 06 UTC referenční schéma s 9 km rozlišením dává na většině území ČR slabé úhrny do 1 mm. Vyšší rozlišení vykazuje stejný rozsah, navíc severně od ČR zachycuje menší konvektivní maximum s úhrnem 13 mm. 3MT schéma



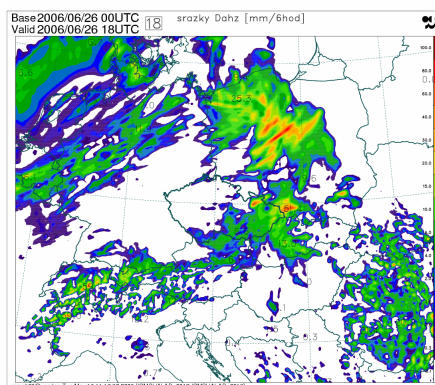
(a)



(b)



(c)



(d)

Obrázek 20: Předpověď srážkových úhrnů v intervalu 12-18 UTC 26.června, referenční schéma (a) a (c), schéma s 3MT (b) a (d) pro horizontální rozlišení 9 km (a), (b) a 4,5 km (c), (d)

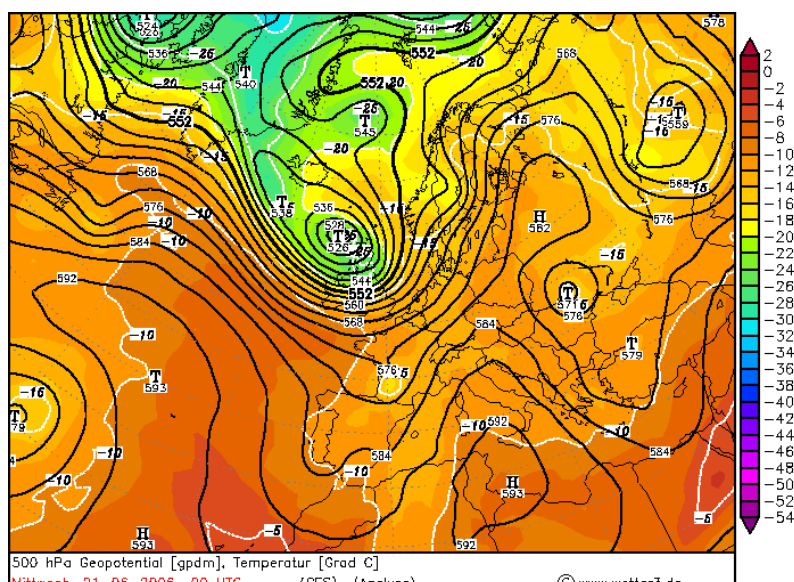
naproti tomu na území ČR srážky téměř nepředpokládá, s výjimkou Šumavy a Krušných hor. Severně od našeho území v Německu předpovídá silný srážkový úhrn 41 mm, resp. 67 mm pro rozlišení 9 km, resp. 4 km. V dalším intervalu 06 - 12 UTC referenční schéma téměř celé území pokrývá rovnoměrně úhrny do 6 mm v obou rozlišeních, bez žádných výrazných maxim. Druhé schéma má pokrytí srážkovými úhrny v menším plošném rozsahu, a v oblasti Jeseníků vytváří oblast s maximálními úhrny 28 mm, resp. 42 mm pro rozlišení 9 km, resp. 4 km. Pole šestihodinových úhrnů srážek za interval 12-18 UTC ukazují, že referenční schéma s 9 km rozlišením na sledované oblasti vyprodukovalo srážky s podstatně větším plošným rozsahem než 3MT schéma se stejným rozlišením, avšak úhrny na takto rozšířené oblasti dosahují jen malých hodnot do 1 mm / 6h. Naopak srovnání maximálních hodnot srážek ukazuje, že referenční schéma nevykazuje nad Českou republikou žádná výrazná konvektivní maxima, kdežto schéma 3MT vytvořilo nejvyšší úhrny s hodnotami cca 40 mm v Polsku nedaleko za hranicemi ČR. Vyšší rozlišení dává pro referenční schéma menší maximum na střední Moravě, 3MT schéma má maximum na severní části Moravy a na česko-slovensko-polském pomezí hodnoty jsou větší (50 mm). Plošný rozsah srážek je vyšší pro referenční schéma, stejně jako při nižším rozlišení. Poslední interval je na srážky chudší, srážky se u referenčního schématu vyskytují jen na východní polovině území. 3MT schéma předpovídá srážek méně než referenční schéma, srážková činnost se přesunula na Slovensko. Při 4 km rozlišení model vytvořil nad západním Slovenskem výraznější konvektivní maximum s úhrnem 55 mm.

Pole srážek dobře koreluje s polem předcházející konvergence vlhkosti. Výrazné hodnoty srážek se objevují tam, kde v předchozím termínu byly vysoké hodnoty konvergence vlhkosti. Tyto jsou produktem konvektivní části srážkového schématu.

8.2 Situace 21. - 22. června 2006

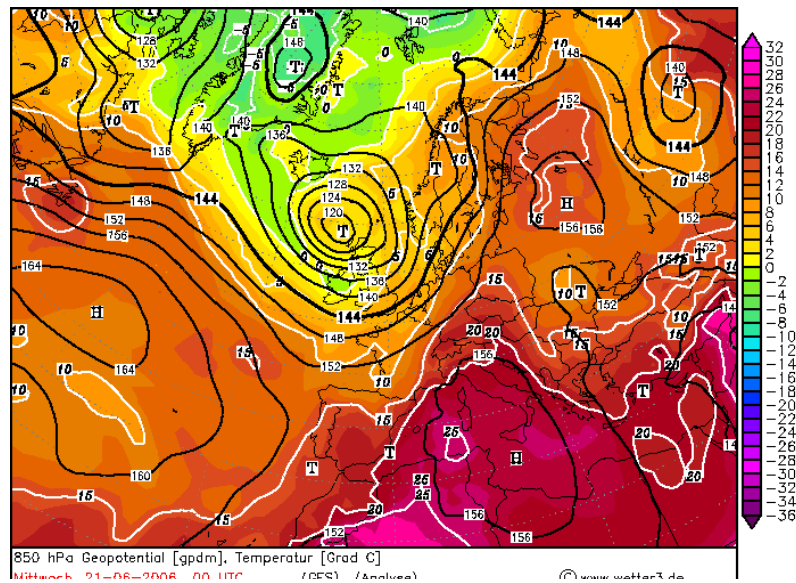
8.2.1 Synoptická situace

Pro situaci v daném období byla určující hluboká tlaková níže, která se rozkládala nad mořem u severního pobřeží Britských ostrovů. Tato níže byla dobře vyjádřena i ve vyšších vrstvách atmosféry (obr. 21) a postupně se pohybovala směrem na V. Nad Středozemním mořem se nacházela výšková výše, z níž zasahoval nad Balkánský poloostrov výběžek vysokého tlaku vzduchu. Mezi těmito dvěma tlakovými útvary proudil přes střední Evropu od JZ vlhký oceánský vzduch. Proudění mělo v hladině 500 hPa zpočátku anticyklonální charakter, postupně přešlo do cyklonálního. Kolem tlakové níže proudilo výrazné tryskové proudění, na jehož jižní straně se nacházelo frontální rozhraní. Nad střední Evropou byla po celou dobu slabá studená advekce od JZ. V hladině 850 hPa bylo proudění od počátku cyklonální a převládala zde studená advekce, která zvyšovala instabilitu vzduchové hmoty (obr. 22). Během dne byl v poli geopotenciálu v 850 hPa pozorovatelný vznik úzké brázdy, která přešla přes území ČR. V poli přízemního tlaku (obr. (24)) byla taktéž pozorovatelná brázda, ve které ležela zvlněná studená fronta.

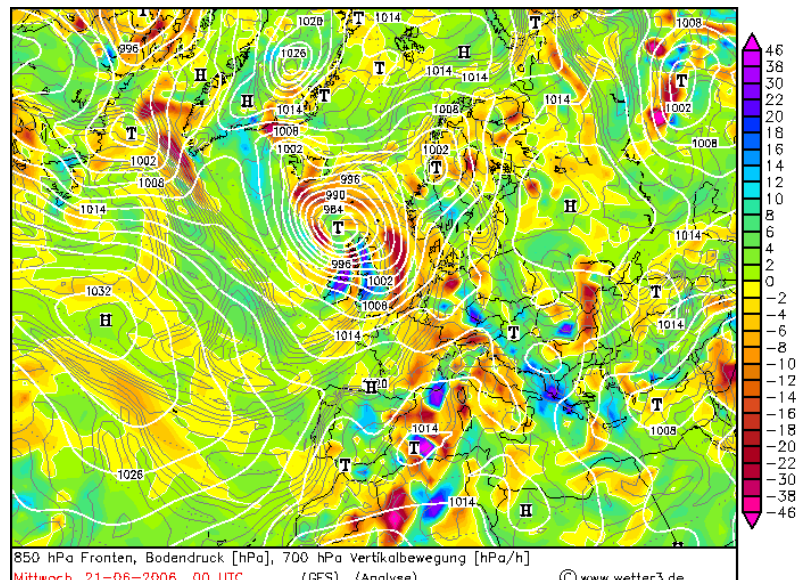


Obrázek 21: Analýza hladiny 500 hPa modelem GFS z 00 UTC 21. června

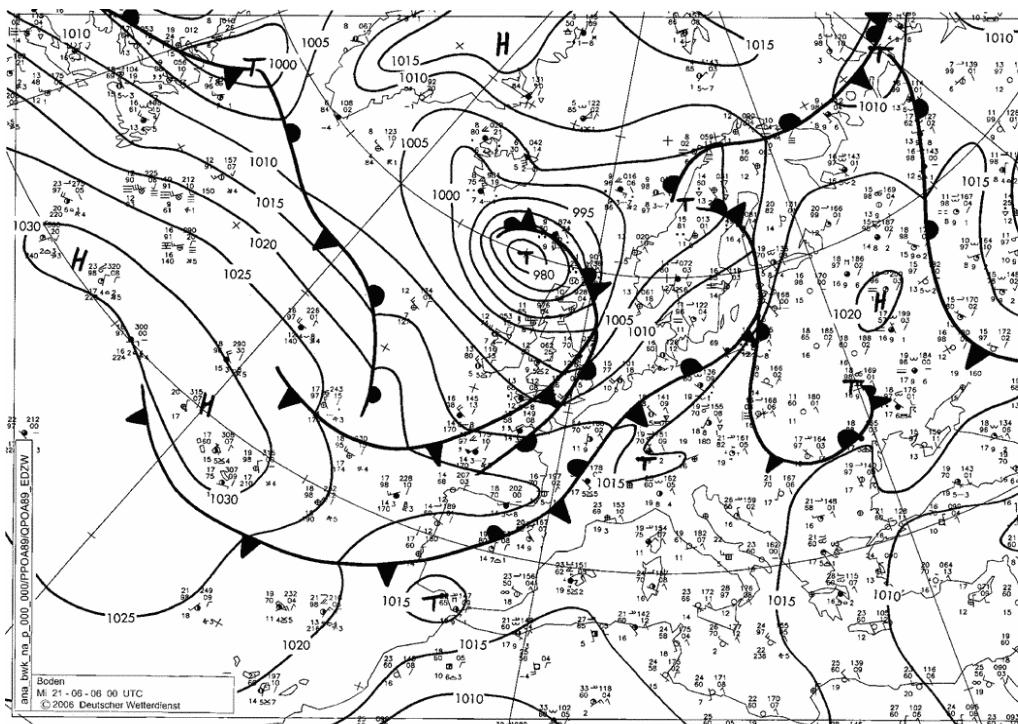
Přechod zvlněné studené fronty přinesl 21.června odpoledne a v noci na 22.června na většinu území bouřky, které byly místy, zejména v Čechách silné. Ty nejintenzivnější se vyskytly v okresech Praha západ a východ, Kolín, Nymburk, Jičín, Chrudim, Pardubice a na severu Benešovska. V těchto krajích byly bouřky doprovázeny přívalovými dešti s úhrny 30 až 80 mm, v Pardubicích dosáhly přes noc srážkové úhrny 106 mm. Také se lokálně vyskytly kroupy. Nejsilnější náraz větru doložený z meteorologické stanice byl zaznamenán před půlnocí v Temelíně: 23 m/s. Teploty před zvlněnou studenou frontou vystoupily 21.června na 29 až 33 °C, Hradci Králové na 34,9 °C.



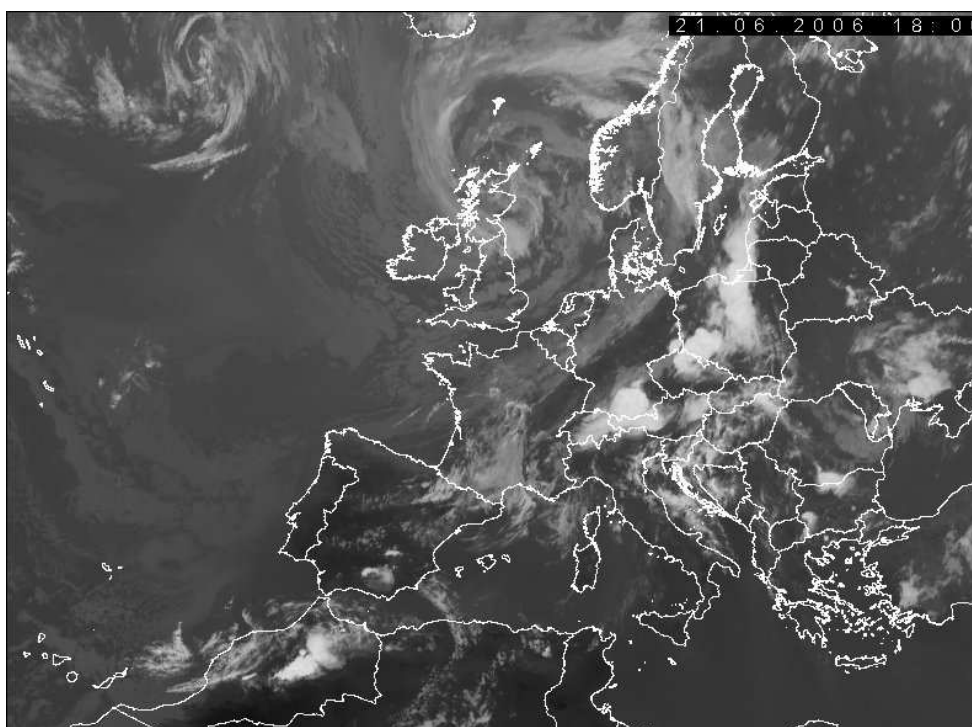
Obrázek 22: Analýza hladiny 850 hPa modelem GFS z 00 UTC 21. června



Obrázek 23: Analýza přízemního tlaku a vertikálních pohybů v hladině 700 hPa modelem GFS z 00 UTC 21. června



Obrázek 24: Analýza synoptické situace z 00 UTC 21. června



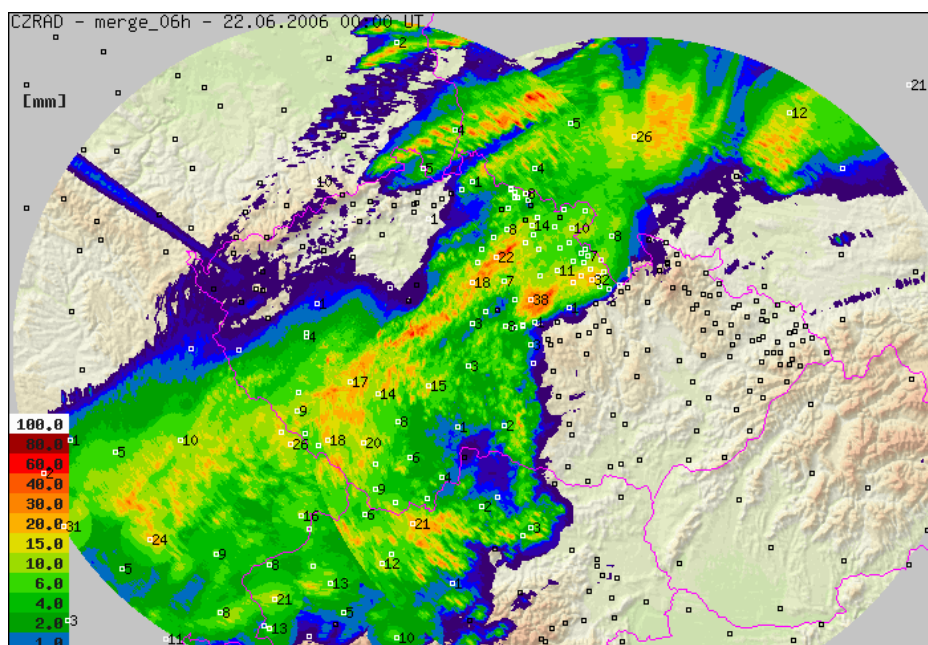
Obrázek 25: Situace 21.června 2006 v 18 UTC v IR kanálu pořizeném z družice MSG

8.2.2 Výstupy předpovědí pro termín 18 UTC

V hladině 500 hPa převládalo JZ proudění mezi výškovou níží nad Severním mořem a oblastí vysokého tlaku nad Středomořím. Mezi jednotlivými schémata a rozlišeními jsou v této hladině jen nepatrné rozdíly.

V hladině 850 hPa byl tvar tlakového pole obdobný jako v hladině 500 hPa, proudění určuje níže nad Severním mořem (obr. (27)). Ve střední Evropě převažuje JZ proudění, narušené malou brázdou nad územím České republiky. Zde jsou již patrné určité odlišnosti ve vyjádření tohoto mezosynoptického útvaru. V referenčním schématu s 9 km rozlišením je brázda vyjádřena hlubší než při výpočtu 3MT schématem, v 4 km rozlišení je již uzavřená níže nad Rakouskem a opět je hlubší než u 3MT schématu. Pole teploty v hladině 850 hPa ukazuje, že nad střední Evropou zasahovala oblast teplého vzduchu. Osa teplého vzduchu během dne (mezi polednem 21.6 a půlnocí 22.6) přešla přes naše území a potom nastala advekce studeného vzduchu od JZ. V termínu 12 UTC byla nad Českem teplota v hladině 850 hPa 16 - 20 °C, v termínu 00 UTC 22.6 již jen 13 - 16°C.

Přízemní tlak v modelové oblasti vykazuje nepříliš výrazný gradient mezi níží nad Severním mořem (ležící již mimo modelovou oblast) a oblastí vyššího tlaku vzduchu nad východní Evropou (obr. (28)). Z přízemního větru je dobře znatelná konvergence proudění nad Českou republikou a v Polsku. U referenčního schématu s 9 km zachycuje nad Rakouskem a naším územím malou cyklonu, v 3MT schématu je vyjádřena slaběji a posunuta více na východ. Podrobnější rozlišení ukazuje, že referenční schéma prohloubilo níží nad Rakouskem, taktéž nové schéma, avšak je slabší než u referenčního. Poloha níže je u 3MT schématu východněji než u druhého.



Obrázek 26: Srážkové úhrny z radarů kombinované s informacemi ze srážkoměrných stanic v intervalu 21.června 18 UTC - 22.června 00 UTC

Pokud jde o relativní vlhkost v hladině 700 hPa, referenční schéma s 9 km rozlišením ve sledované oblasti ukazuje zvýšenou hodnotu vlhkosti ve střední části České republiky, západním Polsku, v Bavorsku a v Alpách (obr. (29)). Dále pak pás vysoké vlhkosti táhnoucí se přes severní část Německa. 3MT schéma v 9 km vykazuje zvýšené hodnoty vlhkosti na stejných místech, ale hodnoty jsou celkově nižší. Při zobrazení vyššího rozlišení nejsou znatelné větší rozdíly. Referenční schéma dává oproti 3MT schématu vyšší hodnoty vlhkosti v této hladině.

Konvergence vlhkosti vyjádřená pomocí veličiny MOCON (obr. (30)), předpovídaná referenčním schématem na 9 km rozlišení, ukazuje vysoké hodnoty v oblasti Českomoravské vrchoviny a nad východním Německem. Nové schéma pak má vyšší hodnoty také na Českomoravské vrchovině, v západním Polsku a také v JV části Německa. Zvýšené hodnoty lze pozorovat i na pohraničních horách. Jemnější rozlišení přináší do referenčního schématu větší členitost pole, zvýšené hodnoty konvergence se stanou ještě výraznější. Jejich poloha je přibližně stejná, jako s hrubším rozlišením. Nové schéma rozšířilo vysoké hodnoty v Polsku a Německu, v ČR jsou vysoké hodnoty v jižní části republiky a na severních pohořích Čech.

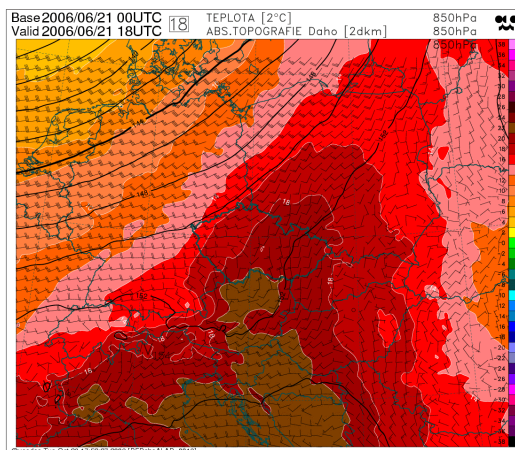
8.2.3 Srážkové úhrny v jednotlivých schématech

Konvektivní aktivita při situaci 21 a 22. června se začala rozvíjet v odpoledních hodinách. V intervalu 12 - 18 UTC schémata neprodukovala nikterak významné srážky, pouze u 3MT schématu byly úhrny západně od našeho území kolem 22 mm/6h. V následujícím šestihodinovém intervalu se rozvinula v referenčním schématu konvekce v prostoru České republiky, při 9 km rozlišení jsou úhrny kolem 60 mm, a pro 4 km dokonce přes 100 mm. 3MT schéma v tomto intervalu vyprodukovalo v 9 km rozlišení maximálně 18 mm a vyšší rozlišení 21 mm. Následující interval 00-06 UTC 22. června pokračuje referenční schéma s vysokými úhrny kolem 55 mm pro 9 km a přes 60 mm pro 4 km rozlišení. Nové 3MT schéma předpovídalo 15, resp. 19 mm pro 9 km, resp. 4 km. V posledním předpovědním intervalu (06-12 UTC 22. června) je stále referenční schéma s výraznou aktivitou konvekce kolem 90 mm při 4 km a 70 mm při 9 km rozlišení, avšak výrazně rozvinulo konvekci i 3MT schéma, úhrny dosáhly i přes 100 mm při vyšším rozlišení, při nižším byly kolem 50 mm. Poloha těchto maximálních hodnot při hrubším rozlišení byla posunuta na východ oproti jemnějšímu rozlišení.

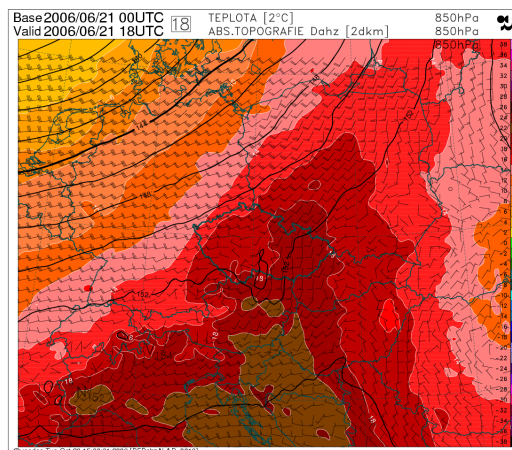
Kvalitativní rozdíly mezi referenčním schématem a schématem s 3MT jsou takové, že referenční schéma dává rozsáhlé oblasti pokryté malými srážkovými úhrny, kdežto schéma s 3MT dává srážkové úhrny více lokalizované. Referenční schéma startuje konvektivní aktivitu dříve než 3MT, dojde k rychlému nárůstu konvekce a poté ji udržuje na vysoké úrovni. V oblastech konvektivních srážek jsou maximální úhrny referenčního schématu nereálně vysoké, mnohdy 100mm/6hod. Dále se zejména na vyšší orografii projevuje šum, pole srážek je velmi roztříštěné a nesouvislé. Hodnoty srážek na návětrných stranách jednotlivých hřebenů dosahují nereálných hodnot (100mm / 6h).

8.3 Hodnocení modelových výstupů

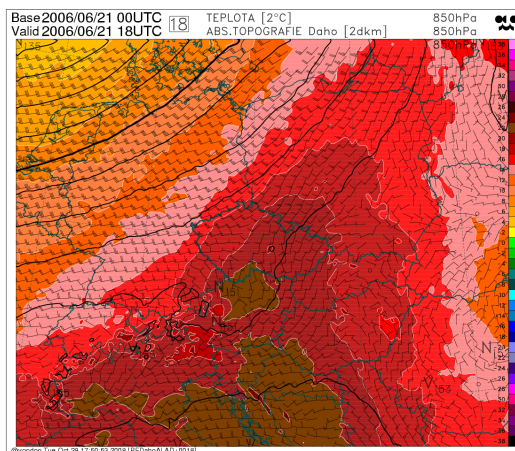
Na dvou prověřovaných situacích se projeví určité rozdíly mezi dvěma schématy, rozdíly lze pozorovat i při změně velikosti gridové buňky.



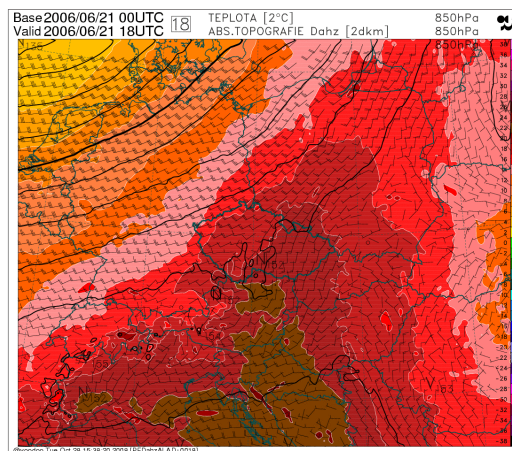
(a)



(b)

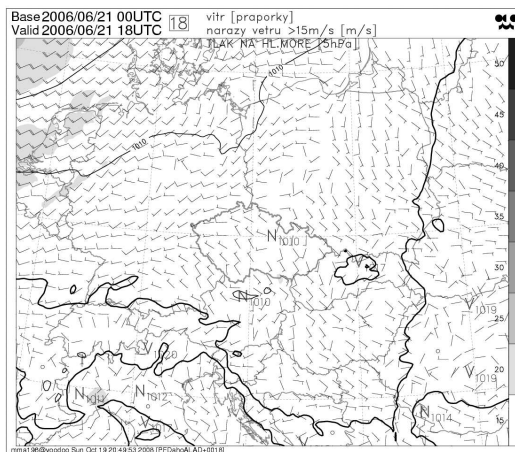


(c)

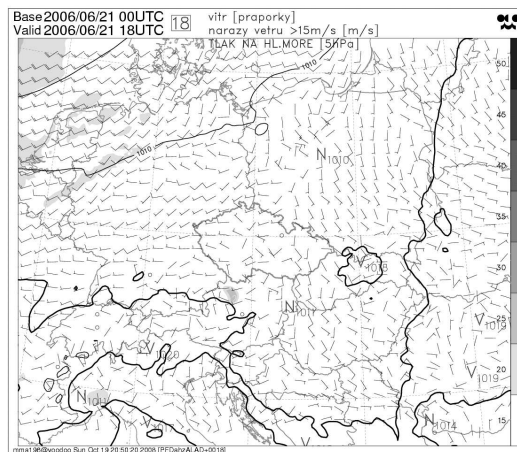


(d)

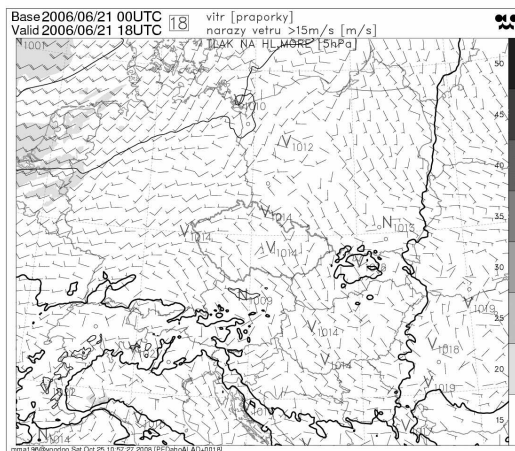
Obrázek 27: Geopotenciál, vítr a teplota v hladině 850 hPa v 18 UTC 21.06.2006, referenční (a) a 3MT schéma (b) s rozlišením 9 km; referenční (c) a 3MT (d) schéma s rozlišením 4 km, stejné označení platí i pro následující obrázky



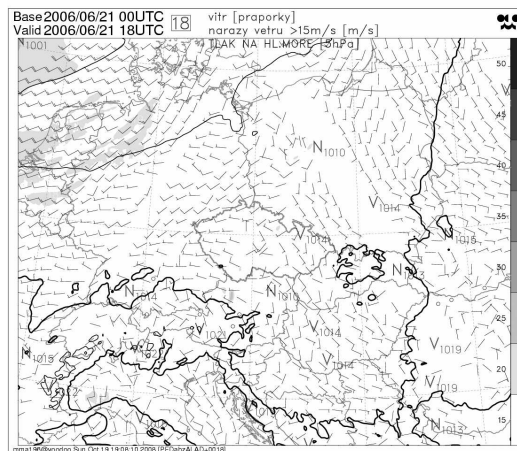
(a)



(b)

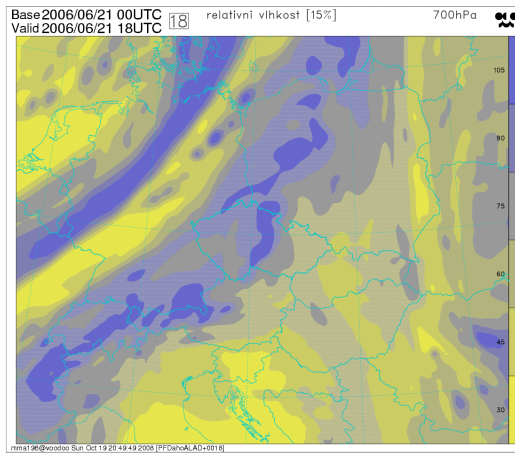


(c)

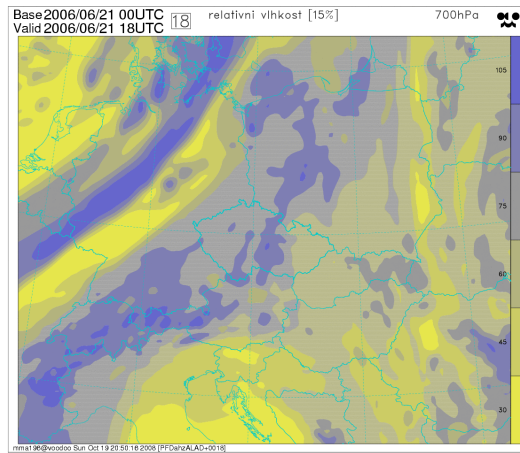


(d)

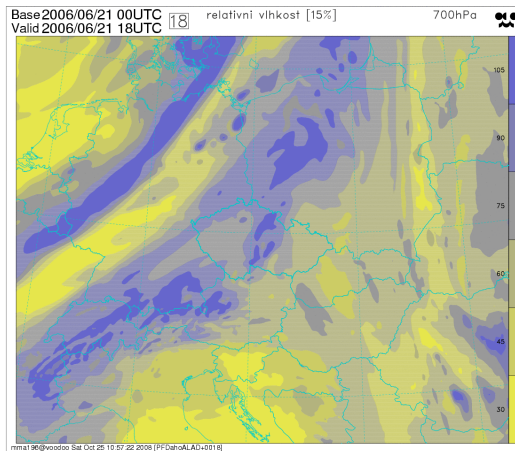
Obrázek 28: Přízemní tlak a vítr v 18 UTC 21.06.2006



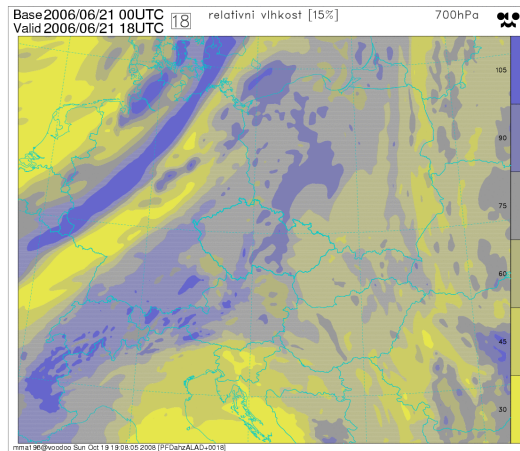
(a)



(b)

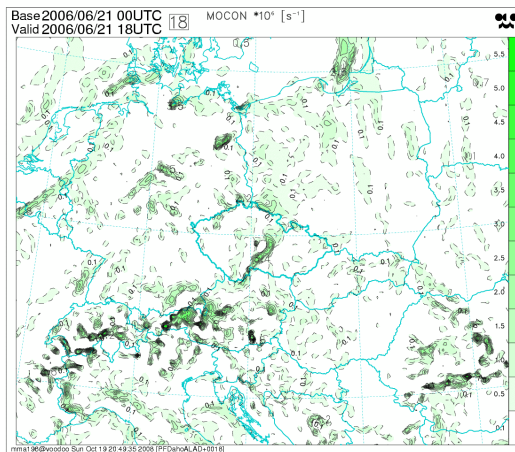


(c)

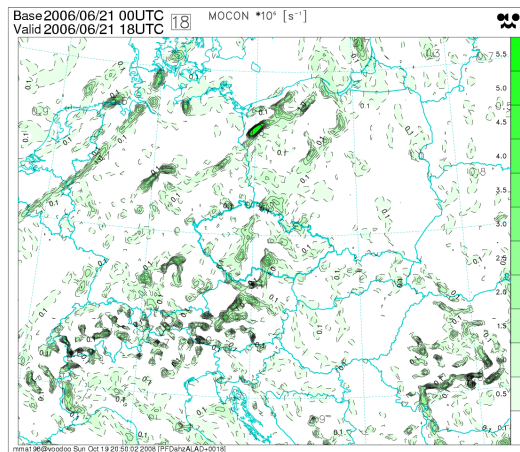


(d)

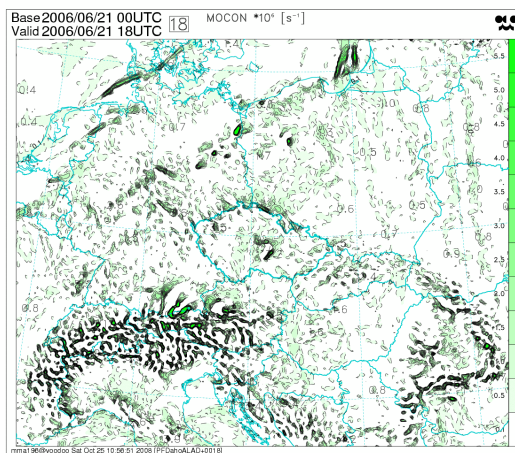
Obrázek 29: Relativní vlhkost v hladině 700 hPa v 18 UTC 21.06.2006



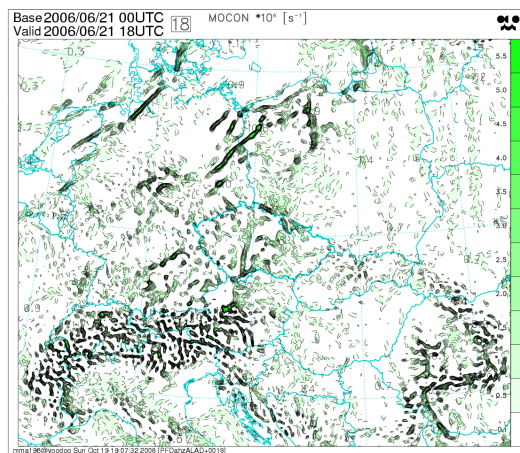
(a)



(b)

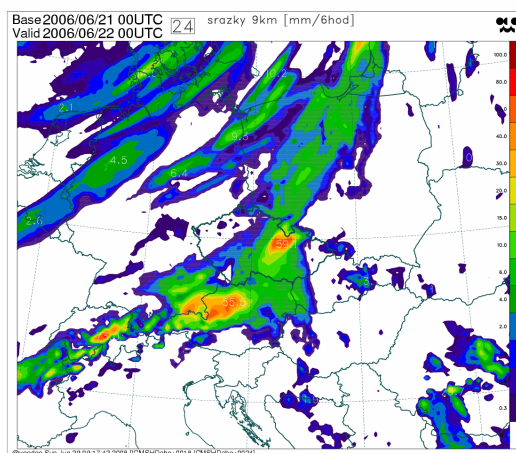


(c)

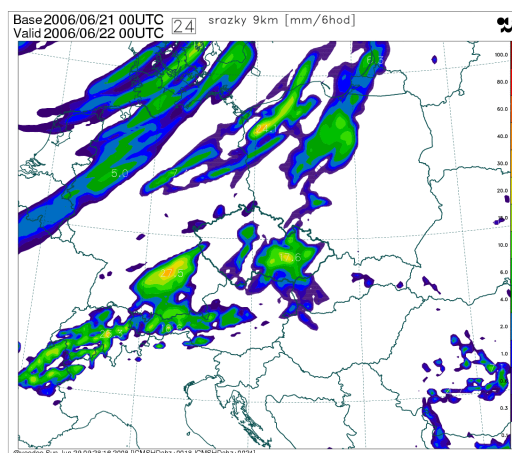


(d)

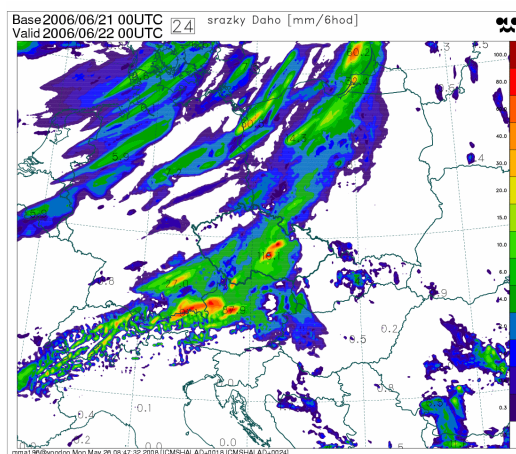
Obrázek 30: Konvergence vlhkosti v 18 UTC 21.06.2006



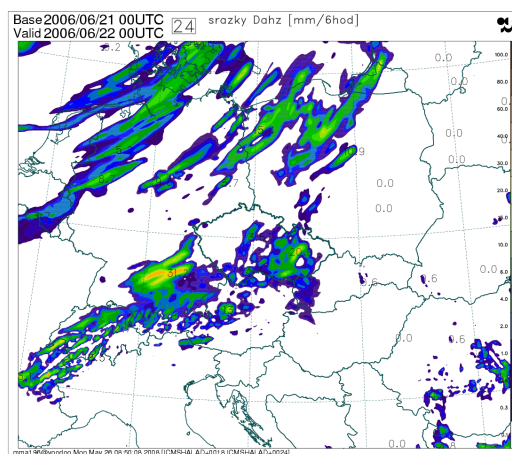
(a)



(b)



(c)



(d)

Obrázek 31: Předpověď srážkových úhrnů v intervalu 6h v 00 UTC 22.června, referenční schéma (a) a (c), schéma s 3MT (b) a (d) pro horizontální rozlišení 9 km (a), (b) a 4,5 km (c), (d).

Při jedné situaci referenční schéma konvektivní aktivitu podchytilo nedostatečně, při druhé situaci konvektivní srážky naopak výrazně přecenilo. Nové 3MT schéma v obou situacích dávalo přiměřené množství srážkových úhrnů, při druhé popisované situaci byly lehce podceněny. Stratiformní (rozlišenou) konvekci a srážky v obou případech referenční schéma plošně nadhodnocovalo, nové schéma se rozsahem srážek blížilo skutečnému pokrytí. Při vyšším rozlišení bylo podchytení konvektivních srážek pomocí referenčního schématu špatné, hodnoty byly nereálně vysoké. Nové 3MT schéma se při přechodu k vyššímu rozlišení vypořádávalo s konvektivními srážkami poměrně uspokojivě.

První studovaná situace měla rozvoj intenzivní konvekce v intervalu 12 - 18 UTC a v dalším intervalu se již hlavní část bouřek přesunula z našeho území na Slovensko. Předpovědi této situace podchytily konvektivní aktivitu pouze s novým 3MT schématem, avšak konvekce zde nastala dříve než skutečná a utlumení nastalo taktéž dříve.

Při druhé situaci byly nejintenzivnější srážky naměřeny v posledních šesti hodinách 21. června a po půlnoci 21. - 22. června. Referenční schéma konvektivní aktivitu spustilo ve správném intervalu, avšak tato aktivita byla nepřiměřeně vysoká, v dalších intervalech taktéž udávalo velkou aktivitu. 3MT schéma předpovědělo vzestup konvekce také ve správném intervalu, avšak s poněkud menší intenzitou než odpovídalo skutečné situaci. Hlavní rozvoj nastal později než ve skutečnosti, zde se projevil nástup až mezi 6 - 12 UTC. Experimenty, od kterých se očekávalo urychlení konvektivní činnosti s časem se s nástupem konvekce poměrně věrohodně shodly se skutečným stavem. Referenční schéma místo toho konvekci nastartovalo brzo a v aktivitě neustávalo.

9 Experimentální testování komponent 3MT schématu srážkových procesů

Následně byly provedeny experimenty na 3MT schématu ve snaze ověřit významnost jednotlivých komponent (pádová rychlost srážek, autokonverze, vtahování) a jejich přínosů k celkovému výsledku.

9.0.1 Experiment 1 - pádová rychlost srážek

První experiment se zabýval vlivem pádové rychlosti. Byla zde záměrně zavedena vysoká pádová rychlost srážek. V mikrofyzikálním schématu vystupuje pádová rychlost ve vztazích pro sedimentaci srážek. Sedimentace, propadávání srážek jednotlivými vrstvami směrem dolů, je popsána pravděpodobnostními funkcemi, které udávají pravděpodobnost dosažení spodní hranice dané vrstvy. Velká pádová rychlost tedy změní tvar těchto pravděpodobnostních funkcí tak, že pravděpodobnost dosažení spodní hranice vrstvy srážkami bude vysoká. Byl změněny parametry Ω^r a Ω^s z původní hodnoty 13,4 na experimentální hodnotu 10^6 . Tento parametr vystupuje ve výpočtu průměrné pádové rychlosti spektra srážek (viz kap. 7.2.4).

$$\omega_l = \Omega^r \left(\frac{P_l}{\rho^4} \right)^{\frac{1}{6}}, \quad (53)$$

$$\omega_s = \Omega^s \left(\frac{P_s}{\rho^4} \right)^{\frac{1}{6}}, \quad (54)$$

kde ρ je hustota vzduchu v dané vrstvě, P_l resp. P_s je srážkový tok kapalné, resp. pevné fáze. V tomto případě přejde prognostické schéma srážek svým charakterem k diagnostickému schématu, vzniklé srážky budou velmi rychle sedimentovat a bude tedy snížena a omezena možnost jejich vypařování a zachycování oblačných kondenzátů při průchodu spodními vrstvami. Omezený výpar srážek také způsobí menší ochlazování vrstvy, ke kterému dochází díky latentnímu teplu vypařování. Tento jev následně může ovlivnit další vývoj vzestupných pohybů. Na pole srážek lze očekávat díky tomuto předpokladu vliv takový, že srážky budou vypadávat na větší ploše (pokryté slabými úhrny, které by se jinak vypařily) a projeví se dříve, (tj. srážkové pole bude proti nezměněnému schématu posunuto proti směru převládajícího velkoprostového proudění).

9.0.2 Experiment 2 - autokonverze

Druhý provedený experiment, měl stejné předpoklady jako experiment 1 a navíc předpoklad rychlé autokonverze. Autokonverze simuluje efekt počátečního růstu a kolizních procesů umožňující nevypadávajícím oblačným částicím přeměnu na vypadávající srážky. Proces probíhá třemi způsoby: vznik pevných srážek z oblačného ledu, vznik kapalných srážek z oblačné vody a vznik pevných srážek z oblačné vody. První dva způsoby jsou označovány jako čistá autokonverze, třetí způsob probíhá ve smíšené fázi a označuje se jako Weneger-Bergeron-Findeisenův proces. První dva způsoby jsou popsány rovnicí (viz kap. 7.2.1):

$$\left(\frac{dq_{l,i}}{dt} \right)_{ACO} = -\frac{q_{l,i}}{\tau_{l,i}} \left[1 - e^{-\frac{\pi}{4} \left(\frac{q_{l,i}}{q_i^{cr}} \right)^2} \right], \quad (55)$$

kde τ_i resp. τ_l je charakteristické časové měřítko, q_i^{cr} a q_l^{cr} je práh autokonverze, při jehož překročení dochází k autokonverzi. Hodnota q_i^{cr} pro ledovou fázi je navíc teplotně závislá, při chladnějším vzduchu je proces méně účinný. Weneger-Bergeron-Findeisenův proces popisuje autokonverzi oblačné vody na sníh, k čemuž dochází díky menšímu tlaku nasycení nad ledem než nad vodou. Popsán je obdobnou rovnicí jako předchozí:

$$\left(\frac{dq_{l,i}}{dt} \right)_{WBF} = -F_{WBF}^a \frac{q_l}{\tau_l} \frac{q_i \cdot q_l}{(q_i + q_l)^2} \left[1 - e^{-\frac{\pi}{4} \left(\frac{q_l \cdot q_i}{q_l^{cr} F_{WBF}^b q_i^{cr} F_{WBF}^b} \right)} \right]. \quad (56)$$

V experimentu byly změněny převrácené hodnoty charakteristických časových měřítek $\frac{1}{\tau_l}$ a $\frac{1}{\tau_i}$. Z původních hodnot $2 \cdot 10^{-3}$ byly dosazeny hodnoty 10^3 . Předpoklad rychlé autokonverze povede k tomu, že vzniklé kondenzáty budou rychle transformovány na vypadávající srážky. Tím se společně s předpoklad prvního experimentu toto srážkové schéma ještě více přiblíží diagnostickému, kde byly veškeré vzniklé kondenzáty ihned přeměněny na srážky a opouštěly systém. Dá se očekávat, že srážková aktivita nastane dříve a bude aktivnější, lze též očekávat že srážky pokryjí větší plochu.

9.0.3 Experiment 3 - ochrana kondenzátů proti vypařování

Třetí prováděný experiment se zabýval ochranou kondenzátů proti výparu. Při něm tato ochrana nebyla prováděna. Toto přizpůsobení se provádí ve snaze zachovat oblačné kondenzáty konvektivního původu q_l a q_i při přechodu do následujícího časového kroku. Konvektivní oblačné kondenzáty vzniklé v aktuálním časovém kroku jsou obsaženy v malé ploše vzestupného proudu. Avšak veličiny q_l a q_i popisují hodnoty přes celou gridovou buňku. Pokud tedy kondenzáty rozprostřeme po celé gridové buňce, může nastat situace, kdy nebude v následujícím časovém kroku dostatečné nasycení. Aby se zabránilo vzniku takovéto situace, tak se oblačné kondenzáty uchovávají ve formě konvektivní oblačnosti N_{cv} , která se přenáší do dalšího časového kroku. Předpoklad vypnutí ochrany bude mít za následek menší množství kondenzátů dostupných pro mikrofyzikální procesy vzniku srážek (autokonverze, zachytávání kondenzátů srážkami). Na srážkových úhrnech proto očekáváme nižší hodnoty.

9.0.4 Experiment 4 - vtahování

Předchozí experimenty se zabývaly mikrofyzikální částí modelu, tento experiment zkoumal vliv vtahování okolního vzduchu do vzestupného proudu. V tomto experimentu bylo spuštěno 3MT schéma s hodnotami vtahování shodnými s referenčním schématem, vtahování je vypočteno ve tvaru (viz kap. 4.3):

$$\lambda_u = \lambda_{min} + (\lambda_{max} - \lambda_{min}) \exp(\lambda_{max}^{3/4} \lambda_{min}^{1/4} (\phi_l - \phi_b)) \quad (57)$$

přičemž minimální a maximální hodnota vtahování závisí na vertikálním integrálu vztlaku I_b

$$\lambda_n = \frac{1}{1/E_n + \alpha I_b} \text{ a } \lambda_x = \frac{1}{1/E_x + \alpha I_b}$$

kde λ_x je maximální hodnota vtahování, λ_n je minimální hodnota. Původní hodnoty v 3MT schématu jsou $E_n = 5 \cdot 10^{-6}$ a $E_x = 1,6 \cdot 10^{-4}$, testované hodnoty jsou $E_n = 2,5 \cdot 10^{-6}$ a $E_x = 8 \cdot 10^{-5}$. Tyto hodnoty jsou nižší než hodnoty v 3MT schématu. Menší vtahování povede k menšímu mísení s okolním suchým vzduchem do vzestupného proudu a ten pak má možnost dosáhnout snadněji nasycení a kondenzace. Vznik většího množství kondenzátů podpoří srážky a na srážkových úhrnech by se tento vliv měl projevit tak, že se zvětší plocha zasažená srážkami.

9.0.5 Experiment 5 - Použití veličiny RT ve spektrálním tvaru

V experimentu 5 se uvažovala ve spektrálním tvaru veličina RT . Model pracuje v souřadnicovém systému s hybridní vertikální souřadnicí η . V této souřadné soustavě má tlaková síla, vystupující v pohybové rovnici tvar $-\nabla_H \phi - RT \nabla \ln p$. Jejími složkami je síla horizontálního tlakového gradientu a gradientu geopotenciálu ϕ . Geopotenciál však není modelová proměnná, je počítán integrací hydrostatické rovnice

$$d\phi = -RT d \ln p. \quad (58)$$

Pro výpočet gradientu geopotenciálu je počítán gradient RT . V případě suchého vzduchu není nutné počítat gradient plynové konstanty, ale ve vlhkém vzduchu závisí plynová konstanta R na vodním obsahu $R = R_d q_d + R_v q_v$, kde q_v zahrnuje vodní páru, oblačné kondenzáty q_i a q_l . Proměnné pro vodní obsah q_l a

q_i jsou prognostické veličiny, ale nejsou ve spektrálním tvaru (jejich prostorové uspořádání je velmi proměnlivé, při převodu do spektrálního tvaru by docházelo k nežádoucím jevům jako např. Gibbsův jev). Výpočet gradientu se provádí spektrální metodou, proto je výhodné používat i RT ve spektrálním tvaru.

Použití spektrální virtuální teploty nemá přímý vliv na srážkové úhrny, ale ovlivňuje výpočet tlakového pole. Přesnější vyjádření tlakového pole je důležité zejména v oblastech, kde dochází k jeho výrazným změnám, jako jsou oblasti silné konvergence. Od tlakového pole se následně odvíjí dynamika celého modelu.

9.1 Experimenty na 3MT schématu

9.1.1 situace 26.června

Předpovězené šestihodinové srážkové úhrny jsou zobrazeny na obr. (32). Vybrány byly obrázky nejlépe vystihující zmiňované vlastnosti. Původní nezměněné 3MT schéma v předpovědi šestihodinových úhrnů v 18 UTC udává srážky ve východní polovině České republiky a okolí se dvěma oblastmi vyšších úhrnů. Nejvyšší hodnoty jsou 51 mm, dále pak výrazná maxima v bouřkách v Polsku s hodnotami přes 60 mm.

Experiment 1 tato dvě maxima v ČR zaznamenává poněkud méně výrazná, stejně tak experiment 2, maxima v Polsku mají nižší hodnoty, jsou však více rozptýlená do plochy. U obou experimentů se zvětšila plocha oblasti pokryté srážkami a srážkové pole se mírně posunulo proti směru převládajícího proudění.

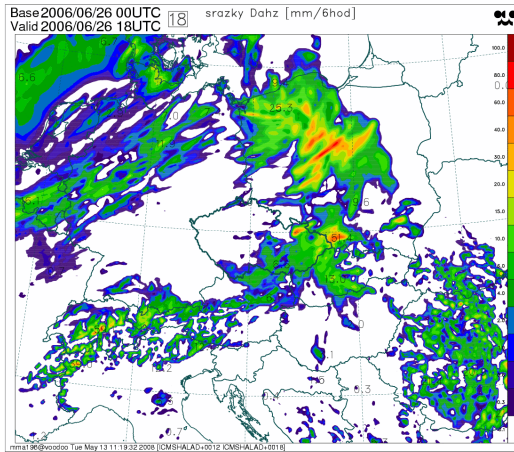
Experiment 3 se od původního schématu příliš neliší, pouze srážkové úhrny v maximech dosahují nižších hodnot, pro maxima v ČR (resp. blízkého okolí) jsou hodnoty 26 mm. Pro malé srážkové úhrny nejsou zaznamenány podstatné rozdíly. Struktura a poloha srážkového pole se též neměnila.

Experiment 4 dává výrazně rozšířenou plochu srážek, hodnoty v maximech jsou nízké, kolem 10 mm v ČR a 22 mm v Polsku. Poslední experiment 5 v maximálních hodnotách udává méně než původní schéma, pole srážek je nepatrně posunuto proti směru proudění.

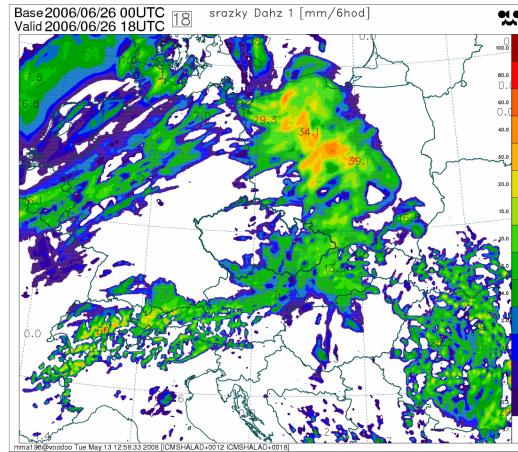
9.1.2 situace 21. - 22.června

Předpovězené šestihodinové srážkové úhrny pro tuto situaci jsou zobrazeny na obr. (33). V experimentech se již více projevil časový posun konvektivní aktivity. V období zmiňovaného nárůstu konvektivní aktivity byly porovnávány srážkové úhrny podrobněji po 3 hodinách. Původní nezměněné 3MT schéma rozběhlo konvekci mezi 30. a 33. hodinou předpovědi (06-09 UTC 22.června), experimenty 1 a 2 (a částečně i experiment 4) tuto aktivitu předpovídaly již 3 hodiny dříve, což odpovídá předpokladům o těchto experimentech. Experimenty 3 a 5 započaly rozvíjet konvekci stejně jako původní schéma. V posledním intervalu předpovědi (33 - 36 hodin) již experimenty 1 a 2 tak intenzivní aktivitu nepředpovídají, srážkové úhrny jsou kolem 30 mm/3hod. Původní schéma však má stále vysokou konvektivní aktivitu.

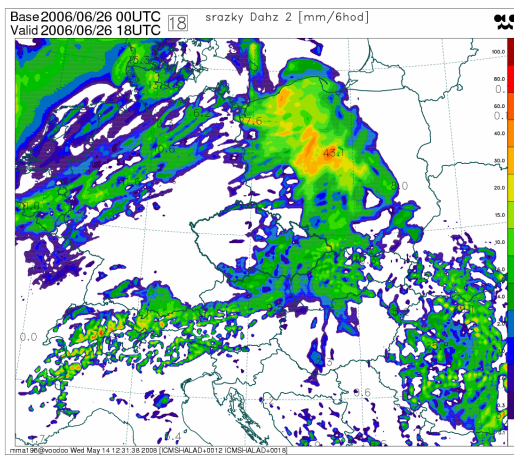
Srovnání experimentálních předpovědí v obou situacích se skutečnými srážkami ukazuje, že experimenty 1,2 a 4 nadhodnocují plochu nízkých srážek (stejně tak jako tomu bylo u referenčního schématu), hodnoty maxim jsou však



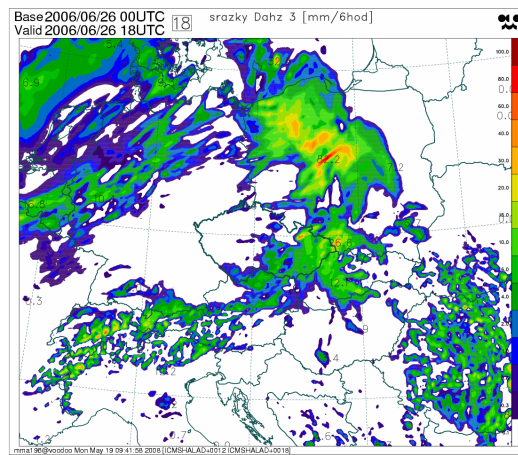
(orig.)



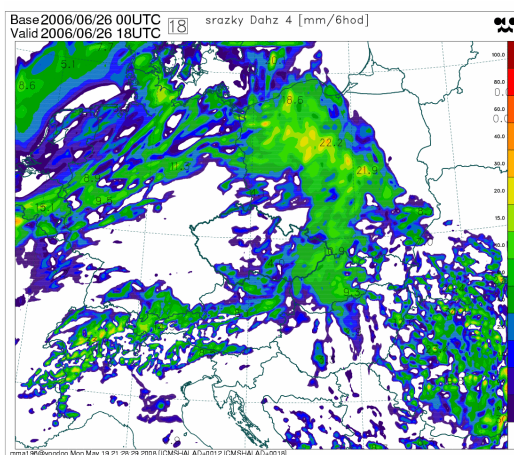
(1)



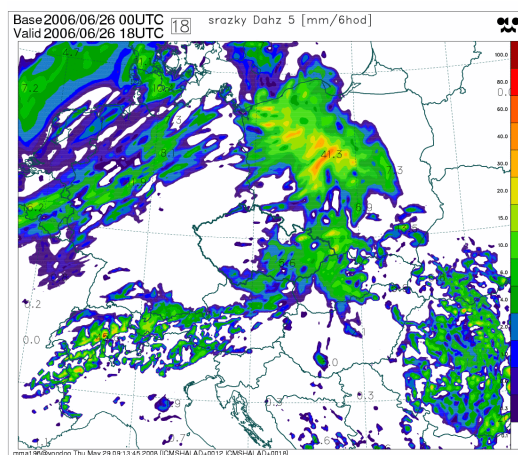
(2)



(3)

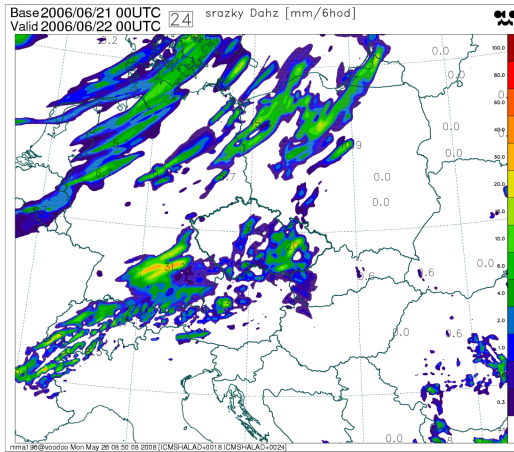


(4)

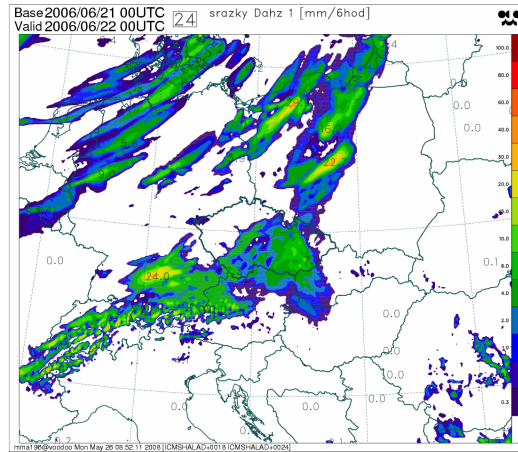


(5)

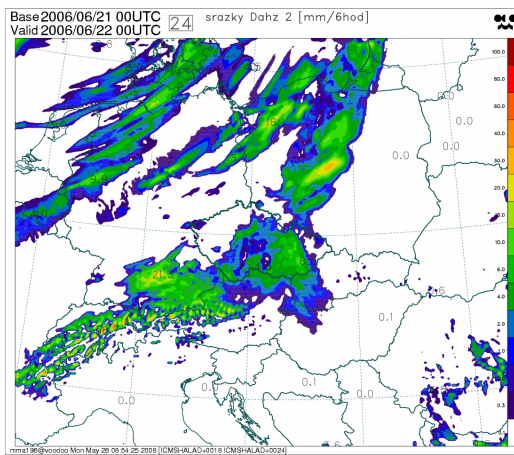
Obrázek 32: Předpověď srážkových úhrnů v 18 UTC 26.června experimentálními uspořádáními (orig.) původní schéma, (1) experiment 1, (2) experiment 2, (3) experiment 3, (4) experiment 4, (5) experiment 5



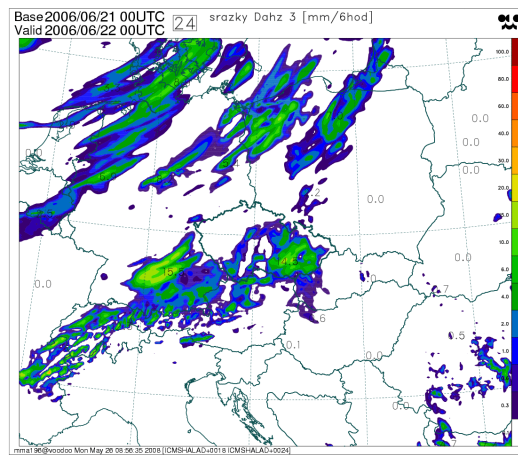
(orig.)



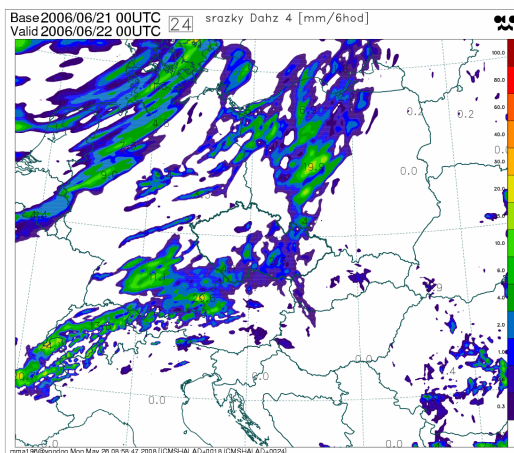
(1)



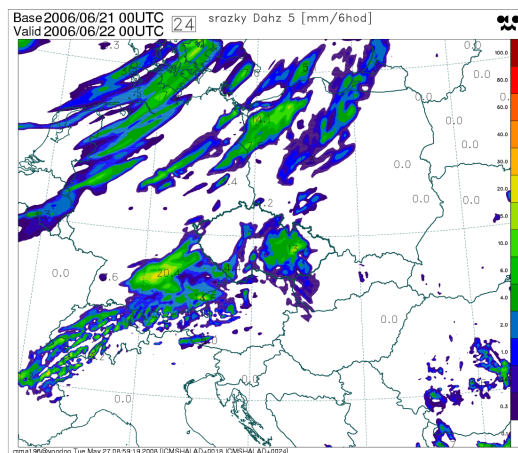
(2)



(3)



(4)



(5)

Obrázek 33: Předpověď srážkových úhrnů v 00 UTC 22.června experimentálními uspořádáními schématu (orig.) původní schéma, (1) experiment 1, (2) experiment 2, (3) experiment 3, (4) experiment 4, (5) experiment 5

nižší než naměřené. Experiment 3 a 5 dává plochu srážek podobnou nezměněnému schématu a více se blíží naměřeným hodnotám.

Na obr. (34) je podrobný výřez z pole geopotenciálu a větru v hladině 700 hPa pro danou situaci. V poli geopotenciálu předpověděném původním schématem jsou pozorovatelná na jinak poměrně hladkém průběhu lokální zakřivení isohyps a mesocyklony. Též v poli větru je zřejmá oblast konvergence. Díky této konvergenci dochází ke konvergenci vlhkosti a následným vysokým srážkám. Na stejném místě v poli srážek skutečně vykazuje schéma výrazná maxima srážek, která dosahují nereálných hodnot. Pole geopotenciálu při experimentu 5 je hladší, není zde zřejmá konvergence a srážkové úhrny jsou za 3 hodinový interval zhruba poloviční.

9.2 Shrnutí experimentálních výsledků

Experimenty 1 a 2 vykazují srážky dříve než původní nezměněné 3MT schéma, tj. srážkové pole je posunuto proti směru proudění. Zároveň dojde k rozšíření srážkové oblasti.

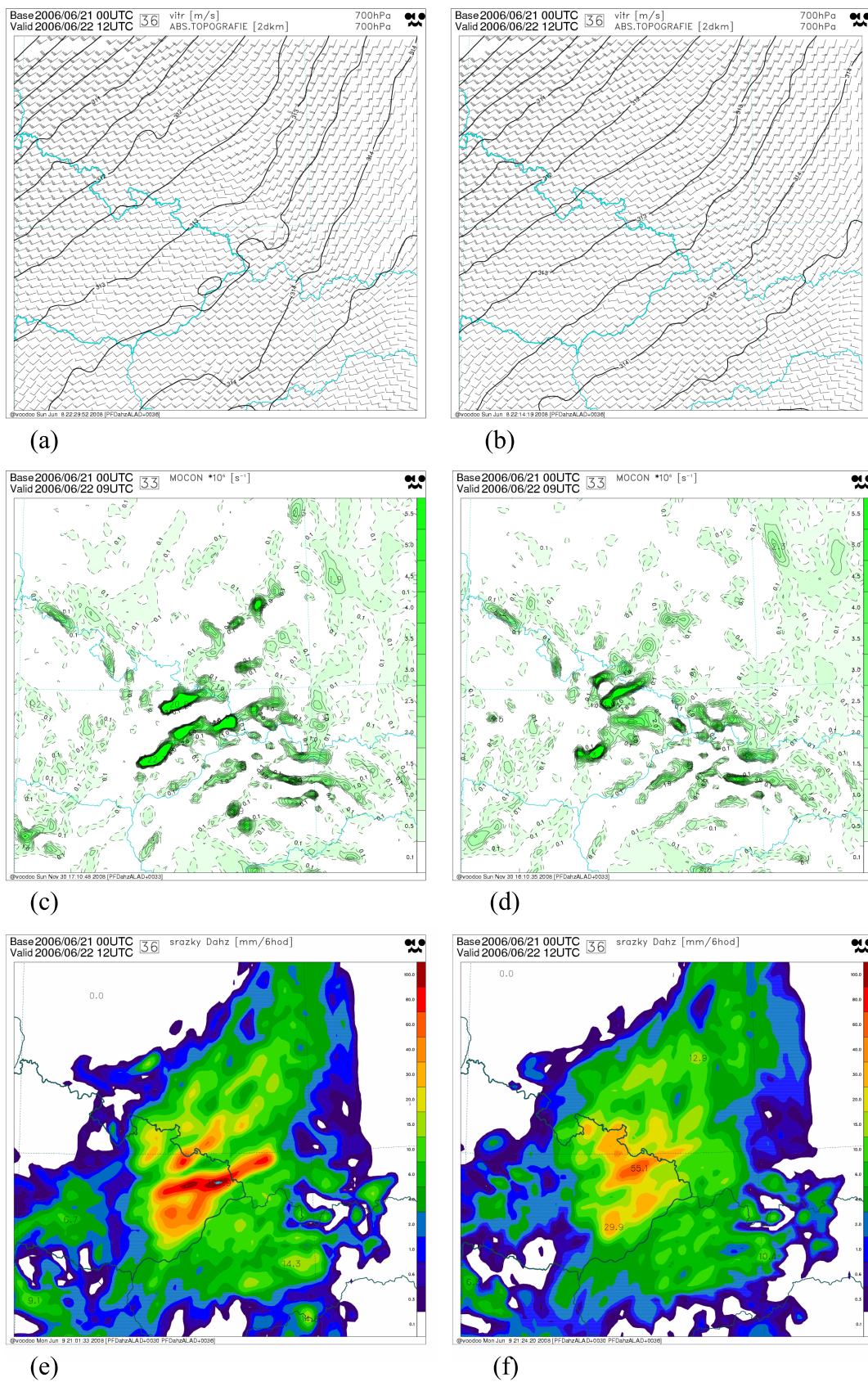
Experiment 3 dává výsledky nepříliš odlišné od nezměněného schématu, pouze maximální hodnoty jsou vždy o něco nižší, prostorové umístění i struktura srážek se nezměnila.

Ochrana kondenzátů proti výparu nezpůsobí významnější změny ve tvaru srážkových polí, dojde pouze ke snížení maximálních hodnot. Toto rozšíření tedy není příliš významné pro citlivost nového schématu.

Při použití hodnot vtahování z referenčního schématu dojde ve většině případů k snížení maximálních hodnot úhrnů, oblast srážek se rozšíří, obdobně jako tomu je v referenčním schématu. Dá se tedy říci, že vtahování je jedním z nejvýznamnějších testovaných faktorů ovlivňujících citlivost 3MT schématu srážkových procesů.

Použití spektrální virtuální teploty v experimentu 5 vede ve všech případech k snížení maximálních srážkových úhrnů, nízké srážkové úhrny nechává nezměněné. Prostorové i časové uspořádání pole srážek je stejné.

Předpoklad o spektrální virtuální teplotě byl experimentálně testován i na referenčním schématu, obdržené výsledky taktéž ukazují na snížení maximálních hodnot srážkových úhrnů.



Obrázek 34: Pole geopotenciálu a větru v hladině 700 hPa , srážkové úhrny za 3h a konvergence vlhkosti, předpověď pro 12 UTC 22. června. (a) původní 3MT schéma, (b) experiment 5; (c) a (d) konvergence vlhkosti; (e) srážky 3MT (f) srážky experimentu 5.

10 Závěr

Prvotní schémata konvekce (Arakawa-Schubertovo, Bougeaultovo) při výpočtu používala předpoklad o kvazirovnováze mezi velkoprostorovým působením a konvektivní aktivitou. Dále uvažovala diagnostický přístup k oblačným kondenzátům, kdy byly kondenzáty bezprostředně přeměněny na srážky a ty dopadly k povrchu. Takovéto předpoklady byly opodstatnitelné pro rozlišení modelu v řádu desítek kilometrů. Pro vyšší rozlišení již tyto předpoklady nebyly splněny, protože konvekce začala zasahovat i rozlišené části modelu. Zde je proto nezbytné se s parametrizací konvekce vypořádat odlišným způsobem pomocí prognostického přístupu. Jsou prezentovány podstatné vlastnosti, které umožní zkombinovat subgridové a rozlišené příspěvky v širokém rozsahu rozlišení: kaskádový přístup a jasné oddělení příspěvků uzávěrů částí schématu, prognostický přístup k toku hmoty vzestupným proudem, produkci kondenzátů ve vzestupném proudě. K těmto vlastnostem dále přibyla parametrizace mikrofyzikálních procesů a nakonec parametrizace sestupných pohybů.

Byly zkoumány situace s významnou konvektivní aktivitou. Hodnocení schémat bylo provedeno na základě studia dvou vybraných modelových situací. Cílem nebylo kompletně podchytit chování jednotlivých schémat, ale ukázat na nejvýraznější odlišnosti mezi nimi. Na těchto situacích se podařilo ukázat určité rozdíly mezi diagnostickým a prognostickým přístupem.

Podstatný rozdíl lze ve srážkových polích pozorovat v ploše pokryté srážkovými úhrny. Zatímco referenční schéma dává rozsáhlé oblasti pokryté nízkými úhrny, tak 3MT schéma má takové oblasti redukované a více lokalizované. Dále je v polích srážek u referenčního schématu zřejmý šum, zejména se projevil na orografii (nad Tatrami a v Alpách, ale např. nad Krkonošemi se příliš neprojevuje, protože orografie Krkonoš je při 9 km rozlišení velmi shlazená). Podle předpokladů by rozvoj konvektivní aktivity měl nastat dříve u referenčního schématu. Při jedné situaci došlo referenčním schématem k urychlení rozvoje konvekce oproti 3MT schématu a poté pokračovalo referenční schéma s intenzivní konvekcí. Schéma 3MT vykazovalo pozvolnější nástup konvekce a ke konci předpovědního období již aktivitu utlumovalo. Při přechodu na vyšší rozlišení se nejen zmenšil rozměr gridové buňky, ale také se zkrátil integrační krok. U referenčního schématu je při této konfiguraci těžko zaručitelné splnění předpokladů, ze kterých vycházelo. Lze usuzovat, že konvektivní odezva bude nepřiměřená. U obou schémat došlo ke zvýšení maximálních úhrnů, v případě referenčního schématu byl nárůst do nereálných hodnot, v případě 3MT schématu nebyl nárůst mimo reálné hodnoty.

V případě experimentů 1, 2 a 4 byla snaha u 3MT schématu nastavit podmínky, za jakých počítá diagnostické schéma. Cílem bylo zjistit, zda takové experimentální výsledky budou podobné diagnostickému přístupu. Zvýšení pádové rychlosti a urychlení mikrofyzikálních procesů vedlo ve výsledku k podobným vlastnostem srážkových polí jako u referenčního schématu, tj. bylo pozorovatelné zvětšení plochy srážek a urychlení jejich nástupu.

Výhled do budoucna počítá s tím, že se s nástupem výkonnější výpočetní techniky začne operativně počítat s rozlišením kolem 5 km.

Schéma 3MT bylo uvedeno do operativního používání v průběhu vypracování této práce (operativní provoz od 4. června 2008).

Reference

- [1] Arakawa A., Schubert W. H., (1974), *Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment, part I*, Journal of the Atmospheric Sciences: **31**, No. 3: 674 - 701.
- [2] Bougeaut Ph., (1985), *A simple parametrization of the large-scale effect of cumulus convection*, Mon. Weather Review, **113**, 2108 - 2121.
- [3] Emanuel K. A., (1994), *Atmospheric convection*, Oxford University press, 580 pp
- [4] Geleyn J.-F., Catry B., Bouteloup Y., Brožková R., (2008), *A statistical approach for sedimentation inside a micro-physical precipitation scheme*, Tellus A, Vol **60**, issue 4, pp 649-662
- [5] Gerard L., (2001), *Physical parametrizations for a high resolution operational numerical weather prediction model*, disertační práce, Université Libre de Bruxelles, Faculté des Sciences Appliquées
- [6] Gerard L., Geleyn J.-F., (2005), *Evolution of subgrid scale convection parametrization in a limited area model with increasing resolution*, Quart. J. Roy. Meteor. Soc. ,**131**: 2293 - 2341.
- [7] Gerard L., (2007), *An integrated package for subgrid convection, clouds and precipitation compatible with meso-gamma scales*, Quart. J. Roy. Meteor. Soc. ,**133**: 711 - 730.
- [8] Mapes B. E., (1997), *Equilibrium vs. activation control of large scale variation of tropical deep convection*, v The physics and parameterization of moist convection, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht , 321 - 358.
- [9] Mapes B. E., (2004), *Sensitivities of cumulus ensemble rainfall in a cloud-resolving model with parameterized large-scale dynamics*, Journal of the Atmospheric Sciences: **61**, No. 18: 2308 - 2317.
- [10] Pielke A. R., (2002), *Mesoscale Meteorological Modeling*, 2. vydání, Academic Press, San Diego. 676 pp
- [11] Piriou J.-M., Redelsperger J.-L., Geleyn J.-F., Lafore J.-P., Guichard F., (2007), *An approach for convective physics with memory, in separating microphysics and transport in grid scale equations*, Journal of Atmospheric Sciences **64**: 4127 - 4138.
- [12] Řezáčová D., Novák P., Kašpar M., Stevák M., (2007), *Fyzika oblaků a srážek*, Academia, Praha
- [13] Stensrud D. J., (2007), *Parametrization schemes: Keys to Understanding Numerical Weather Prediction Models*, Cambridge University Press, 478 pp
- [14] [http : //www.wetter3.de/Archiv](http://www.wetter3.de/Archiv) - analýzy synoptických situací modelem GFS

- [15] *http : //www.wetter3.de/Archiv/archiv_dwd.html* - analýzy synoptických situací Německé povětrnostní služby (DWD)