

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Földrajz- és Földtudományi Intézet
Meteorológiai Tanszék

**Szimmetrikus instabilitási helyzetek azonosítása és
diagnosztikája a Kárpát-medence térségében**

Diplomamunka



Készítette:

Allaga Tamás

Meteorológus MSc szakos hallgató, előrejelző szakirány

Témavezető:

Simon André, PhD.

Országos Meteorológiai Szolgálat

Belső konzulens:

Dr. Tasnádi Péter

ELTE TTK, Meteorológiai Tanszék

Budapest, 2015.

Tartalomjegyzék

Bevezetés	4
1. A szimmetrikus instabilitás elmélete.....	5
1.1. Tehetetlenségi instabilitás	5
1.2. Gravitációs instabilitás.....	9
1.3. Száraz szimmetrikus instabilitás	9
1.4. Nedves szimmetrikus instabilitás	13
1.5. Ferde konvekció.....	15
2. A szimmetrikus instabilitás környezeti feltételei és megjelenése a valós légkörben	16
2.1. CSI és frontogenezis	17
2.2. CSI és gravitációs instabilitás, légtömegben belüli CSI	18
2.3. CSI mérsékelt övi ciklonokban.....	20
3. A szimmetrikus instabilitás diagnosztikája a légkörben	22
3.1. Vertikális keresztmetszetek	22
3.2. Az SCAPE	23
3.3. Az ekvivalens potenciális örvényesség	23
4. Esettanulmányok.....	27
4.1. Módszertan.....	27
4.2. Nyári félévi esetek.....	29
4.2.1. Yvette ciklon, 2014. május 15.....	29
4.2.2. „Cut-off” ciklon, 2014. szeptember 12.	31
4.2.3. Ciklon, 2014. október 21.....	32
4.3. Téli félévi esetek.....	34
4.3.1. Mediterrán ciklon és atlanti ciklon, 2013. január 18.....	34
4.3.2. Mediterrán ciklon, 2013. február 6.	36
4.4. Nagyfelbontású eredmények.....	38
4.4.1. Ónos eső, 2014. november 30 – december 2.....	38

4.4.2. Hidegfront, 2015. január 30.	46
5. Következtetések	50
Összefoglalás	53
További célok.....	54
Köszönetnyilvánítás	54
Irodalomjegyzék	56

Bevezetés

A különböző légköri instabilitások más-más tér- és időskálákon alakulnak ki. Közös jellemzőjük, hogy az elmozduló légrések gyorsulást szenvednek, ezzel valamilyen intenzív átrendeződést indítanak meg környezetükben. Ezekhez kapcsolódva jelentős időjárási események jöhetnek létre, melyek miatt vizsgálatuk kiemelten fontos. A tudományos érdeklődésen túl azon jelenségeknek lehet fontos szerepe, melyek jelentős hatással vannak az előrejelzés pontosságára, és így az emberek mindennapjaira is. Ezen jelenségek közé tartoznak a nagy csapadékot adó időjárási rendszerek, melyeknek pontos tér- és időbeli megjelenését előrejelezni kihívás a szakember számára. A dolgozat célja a légköri instabilitások egyik speciális megjelenési formájának, a szimmetrikus instabilitásnak a bemutatása, kiemelten annak vizsgálata, hogy hazánkban és a Kárpát-medence térségében mennyire gyakran, és milyen időjárási helyzetekben fordul elő. A szimmetrikus instabilitás problémájával a múlt század 70-es éveitől foglalkozik intenzíven a nemzetközi szakirodalom (Schultz és Schumacher 1999), ugyanis felszabadulása során erős, akár néhány m/s-os ferde feláramlások is létrejöhetnek, melyek heves, sávós csapadékot okozhatnak. Újabb kutatások szerint bizonyos erős futóáramlások (sting jets) létrejötte is ehhez az instabilitáshoz köthető (Martinez-Alvarado et al. 2008).

Az instabilitás kimutatására egyszerűen használható diagnosztikus eszközöket hoztunk létre, ugyanis a jelenlegi numerikus modellek dinamikája nem biztos, hogy pontosan képes leírni azokat az áramlásokat, melyek egyfajta átmenetet képeznek a vertikális konvekció és a stabil, baroklin környezetben létrejövő feláramlások közt. Az instabilitáshoz köthető környezeti feltételek különböző diagnosztikus módszerekkel és paraméterekkel jól leírhatók, ezért az ilyen dinamikájú modellek eredményei is sikerrel használhatók az instabilitás kimutatásához.

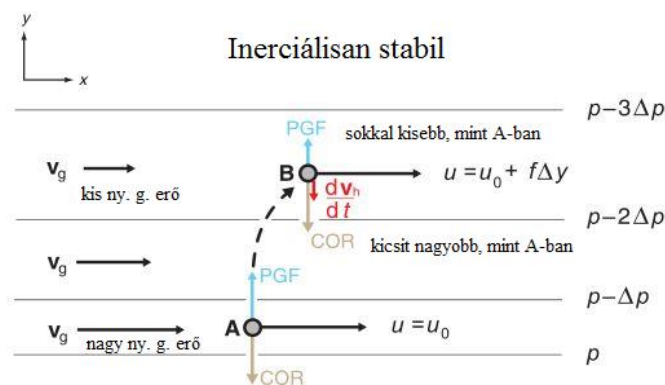
A dolgozat első felében a szimmetrikus instabilitás konceptuális modelljét mutatjuk be, és matematikai-fizikai megközelítéssel is leírjuk a kialakulásához szükséges feltételeket. Ezt követően a kedvező szinoptikus feltételek összefoglalása, illetve az esetek kiválasztásának szempontjai következnek. Bemutatjuk az ekvivalens potenciális örvényességet (EPV), mint egyszerűen származtatható, a szimmetrikus instabilitás jelenlétére utaló paramétert, majd ennek tipikus szinoptikus eloszlását vizsgáljuk. Azokon a területeken, ahol az instabilitásra utaló negatív EPV értékek megjelennek, speciális vertikális metszetek segítségével próbáljuk megérteni a jelenség dinamikáját. Keressük az összefüggést a szimmetrikus instabilitás és a sávós csapadékrendszerek megjelenése között. Végezetül összefoglaljuk további céljainkat.

1. A szimmetrikus instabilitás elmélete

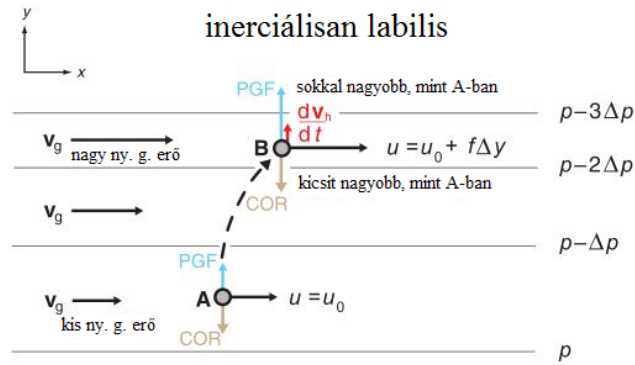
A szimmetrikus instabilitás baroklin környezetben létrejövő, többnyire mezo- α skálájú jelenség, melynek egyik feltétele, hogy a légkör mind a horizontális, mind a vertikális perturbációkkal szemben stabil legyen (Emanuel 1983, Schultz és Schumacher 1999). A fentiekből következik, hogy léteznie kell horizontális hőmérsékleti gradiensnek és termikus szélnek, viszont a légkör nem lehet inerciálisan és gravitációsan labilis (tehát hagyományos értelemben nincsen tehetetlenségi és konvektív labilitás). A továbbiakban röviden bemutatjuk a fent említett két instabilitási formát, majd ezek segítségével származtatjuk a szimmetrikus instabilitás kialakulásához szükséges feltételeket. A fizikai formulák birtokában pedig megalkotható a jelenség konceptuális modellje, mellyel könnyebben megérthető, hogy milyen diagnosztikai eszközöket kell alkalmazni a jelenség kimutatásához.

1.1. Tehetetlenségi instabilitás

Tekintsünk egy tisztán zonális geosztrófikus áramlást (1. ábra). Ekkor a nyomási gradiens erő és a Coriolis-erő tartanak egymással egyensúlyt, és a meridionális sebességkomponens, valamint a nyomási gradiens x irányú komponense nulla ($v_g = 0, \frac{dp}{dx} = 0$). Térítsünk ki egy légréoszt meridionálisan (2. ábra)! A kérdés az, hogy az új helyzetben egyensúlyban lesz-e a légrézs, és ha nem, merre fog mutatni a fellépő erő?



1. ábra: egyensúlyi helyzetéből (A) kimozdított légrézsre ható erők és a gyorsulás inerciálisan stabil helyzetben. PGF és ny. g. erő: nyomási gradiens erő; COR: Coriolis-erő; egyenes fekete vonalak: izobárok; egyenes fekete nyilak: sebesség-vektorok. (Markowski és Richardson 2010 alapján.)



2. ábra: egyensúlyi helyzetéből (A) kimozdított légrészre ható erők és a gyorsulás inerciálisan labilis helyzetben. A jelölések, mint a 2. ábrán. (Markowski és Richardson 2010 alapján.)

A horizontális mozgásegyenletek descartes-i koordináta-rendszerben a következők:

$$\frac{du}{dt} = fv \quad (1.1)$$

$$\frac{dv}{dt} = f(u_g - u) \quad (1.2)$$

ahol f a Coriolis-paraméter, u és v a légrész sebességkomponensei, melyek lehetnek ageosztrofikusak is. Mivel $v = \frac{dy}{dt}$, a fenti egyenletek átírhatóak:

$$\frac{du}{dt} = f \frac{dy}{dt} \quad (1.3)$$

$$\frac{d^2\Delta y}{dt^2} = f(u_g - u) \quad (1.4)$$

ahol Δy a meridionális kitérés nagysága. Az új zonális sebességet az előbbi egyenlet integrálásával kaphatjuk:

$$u = u_0 + f\Delta y \quad (1.5)$$

Az új pozícióban a környezeti geosztrofikus szélsősebesség a Taylor-sor első tagjáig közelítve:

$$u_g = u_0 + \frac{du_g}{dy} \Delta y \quad (1.6)$$

Itt feltettük, hogy a légréteg elmozdulása nem okozott változást a környezetében. Kivonva a geosztrófikus komponensből a részecske sebességét:

$$u_g - u = \left(\frac{du_g}{dy} - f \right) \Delta y \quad (1.7)$$

és felhasználva a Δy -t tartalmazó egyenletet:

$$\frac{d^2 \Delta y}{dt^2} + f \left(f - \frac{du_g}{dy} \right) \Delta y = 0 \quad (1.8)$$

A zárójelben levő tag az abszolút geosztrófikus örvényesség zonális esetben. Az egyenlet általános megoldása Δy -ra:

$$\Delta y(t) = C_1 e^{i \left[f \left(f - \frac{\partial u_g}{\partial y} \right)^{1/2} t \right]} + C_2 e^{-i \left[f \left(f - \frac{\partial u_g}{\partial y} \right)^{1/2} t \right]} \quad (1.9)$$

ahol C_1 és C_2 a kitérés irányától és nagyságától függő állandók. A labilitás feltétele, hogy az abszolút geosztrófikus örvényesség negatív legyen, ugyanis ekkor $C_1 e^{i \left[f \left(f - \frac{\partial u_g}{\partial y} \right)^{1/2} t \right]}$ valós, és Δy az idővel exponenciálisan növekedni fog. Ellenkező esetben az egyensúlyi helyzet körüli oszcilláció alakul ki.

Az instabilitás fennállása egyszerűen meghatározható a perdület, vagy impulzuszómomentum használatával (analog módon a gravitációs instabilitáshoz, ahol a hőmérsékletek helyett a potenciális hőmérsékletet alkalmazzuk). Mivel a környezeti geosztrófikus áramlásra igaz, hogy ott a nyomási gradiens erő egyensúlyt tart a Coriolis-erővel, ezért elegendő a légréteg zonális momentumát összevetni a környezet zonális momentumával, amennyiben f állandónak vehető a kitérés tartományában. Ha az új helyzetben a kitérés sebessége nagyobb, mint az ottani geosztrófikus zonális komponens, akkor a részecskére ható Coriolis-erő nagyobb lesz, mint a nyomási gradiens-erő, és a részecske eredeti helyzete felé térül vissza. Viszont a részecske u sebessége csak a kezdeti (geosztrófikus) zonális momentumától és az y irányú kitéréstől függ (hasonlóan, ahogyan a gravitációs instabilitásnál csak a kezdeti hőmérséklettől és a vertikális kitéréstől függ a labilitás adott rétegződés esetén). Hasznos ezért definiálni a potenciális hőmérséklet mintájára egy potenciális momentumot, mely a környezeti légrétegrészecskék momentumát adná meg, ha azok mind egy referencia y helyzetbe kerülnének. Ez a mennyiség

állandó marad az x -irányú elmozdulás során, és két, azonos y -koordinátájú helyen tartózkodó részecske momentuma jól összehasonlítható ezen mennyiség segítségével. Azt a zonális momentumot, mellyel akkor rendelkezne a részecske, ha a kitüntetett $y=0$ helyen lenne, nevezzük a részecske abszolút momentumának (M), és így definiáljuk:

$$M = u - fy \quad (1.10)$$

Geosztrófikus egyensúly esetén definiálható az abszolút geosztrófikus momentum:

$$M_g = u_g - fy \quad (1.11)$$

Ha ezt az egyenletet y szerint deriváljuk, adódik, hogy

$$-\frac{\partial M_g}{\partial y} = f - \frac{\partial u_g}{\partial y} \quad (1.12)$$

Mivel fentebb láttuk, hogy ha a jobboldal negatív, akkor labilitás van, ezért a labilitásra itt kapott feltétel:

$$\frac{\partial M_g}{\partial y} > 0 \quad (1.13)$$

Kezdetben a geosztrófikus egyensúlyban levő részecske abszolút momentuma egyenlő környezetének abszolút geosztrófikus momentumával. Ha a labilitási feltétel (1.13. egyenlet) teljesül, akkor a pozitív y irányban kimozdított, M_0 abszolút momentumú és $u_g=u_0$ sebességű légréteg új helyzetében kisebb M értékkel fog rendelkezni, mint amilyen az új helyen a környezeti abszolút geosztrófikus momentum. Ez azt jelenti, hogy itt sebessége kisebb lesz, mint ami a geosztrófikus egyensúlyhoz szükséges, és a rá pozitív y irányban ható nyomási gradiens erő nagyobb lesz, mint a Coriolis-erő, ezért a kitérés irányában gyorsul tovább. Barotrop áramlásban M_g felületei függőleges síkok, ugyanis u_g a magassággal nem változik. Baroklin áramlásban azonban az Egyenlítő felé, valamint felfelé növekednek, dőlt felületeket alkotnak.

1.2. Gravitációs instabilitás

A gravitációs vagy hidrosztatikai instabilitás közismert, ezért levezetését most nem közöljük. Az érdeklődő olvasó számára javasoljuk Markowski és Richardson (2010) művét, melyben részletes kifejtését találhatja a témának. Amint már fentebb említettük, jellemzésére célszerű a potenciális hőmérsékletet (Θ) használni. Barotrop áramlásban a Θ izofelületei (izentrópok) horizontális síkok, míg baroklin áramlásban szintén a pólus felé dőlnek, és az Egyenlítő felé, valamint felfelé növekednek. Hidrosztatikai instabilitás esetén Θ izofelületei nem csupán dőlnek, de vissza is hajlanak (szintén az Egyenlítő felé), azaz lokálisan a magassággal csökken Θ értéke: $\frac{\partial\Theta}{\partial z} < 0$. Ez esetben tehát ez a labilitás feltétele. A függőleges mozgásegyenlet pedig a következőképp függ Θ -tól:

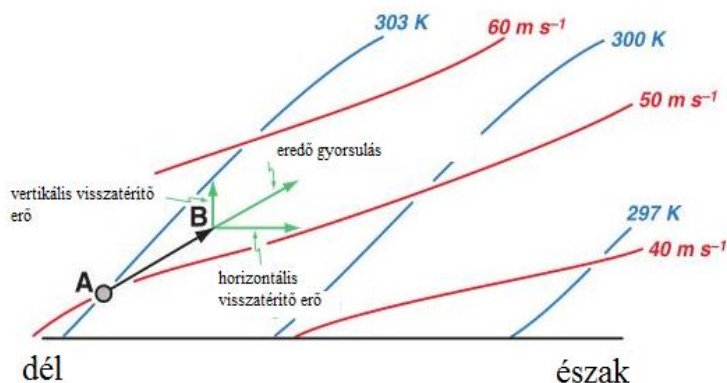
$$\frac{dw}{dt} = \frac{g}{\Theta} (\Theta' - \Theta) \quad (1.14)$$

ahol w a vertikális sebesség, Θ' pedig az elmozduló légréteg potenciális hőmérséklete.

1.3. Száraz szimmetrikus instabilitás

Ha a légkör mind horizontális, mind vertikális perturbációkra nézve stabilis, akkor is előfordulhat, hogy a megfelelő ferde irányban kimozdított légréteg gyorsulni kezd. Ennek feltétele az abszolút geosztrófikus momentum (M_g) és izentróp felületek (Θ) speciális elrendeződése. Feltesszük, hogy az áramlás kvázi-kétdimenziós és geosztrófikus (Emanuel 1983). Az ilyen instabilitást nevezzük szimmetrikus instabilitásnak (Symmetric Instability – SI).

Tekintsük a 3. ábrát!



3. ábra: abszolút momentum (piros vonalak) és izentróp (kék vonalak) felületek egymáshoz vett viszonya szimmetrikusan instabil esetben. Egyenes zöld nyilak jelölik a kimozdított légrézre ható erőket és elmozdulásokat. (Markowski és Richardson 2010 alapján)

Az ábrán az A-val jelölt pontban tartózkodó légréz nyugalomban van. Ha vízszintesen elmozdítjuk északi irányban, akkor kisebb momentumú környezetbe kerül, ezért a fellépő erő visszakényszerítené eredeti helyzete felé, ahogyan azt az 1.1. fejezetben láttuk. Ha függőlegesen mozdítjuk el, akkor nagyobb potenciális hőmérsékletű környezetbe kerülne, mely szintén nem felel meg a gravitációs instabilitás feltételének. Mi a helyzet azonban, ha az A pontból a B jelű pontba mozdítjuk el a részecskét? Az ábráról látható, hogy B olyan hely, ahol a momentum nagyobb, míg a potenciális hőmérséklet kisebb, mint az A pontban. Ez azt jelenti, hogy a kimozdított légrézre mind horizontálisan, mind vertikálisan olyan irányú erő hat, mely az eredeti állapotától egyre távolabb kényszeríti, azaz a légréz gyorsulni fog!

A szimmetrikus instabilitás fizikai leírásához tekintsünk a környezetével kezdetben egyensúlyban levő légrézre. Ennek potenciális hőmérséklete a nullával jelölt kezdeti helyen megegyezik a környezetével:

$$\Theta = \Theta_0 = \bar{\Theta}(y_0, z_0) \quad (1.15)$$

A környezet potenciális hőmérsékletét Taylor-sorának első tagjával becslve:

$$\bar{\Theta} = \Theta_0 + \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial y} \Delta y + \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} \Delta z \quad (1.16)$$

A kimozdítás után az új helyen a részecske és környezet potenciális hőmérsékletének különbsége:

$$\Theta - \bar{\Theta} = -\frac{\partial\Theta}{\partial y}\Delta y - \frac{\partial\Theta}{\partial z}\Delta z \quad (1.17)$$

Ezzel pedig a visszatérítő felhajtó erő (a vertikális komponens, v indexszel jelölve):

$$F_v = g \frac{\Theta - \bar{\Theta}}{\bar{\Theta}} = -\frac{g}{\bar{\Theta}} \frac{\partial\bar{\Theta}}{\partial y}\Delta y - \frac{g}{\bar{\Theta}} \frac{\partial\bar{\Theta}}{\partial z}\Delta z \quad (1.18)$$

Az új pozícióban a Coriolis-erő és a nyomási gradiens erő sem lesznek egyensúlyban. Kezdetben a részecske abszolút geosztrófikus momentuma is megegyezik a környezetével:

$$M = M_0 = M_g(y_0, z_0) \quad (1.19)$$

Itt feltettük, hogy nyomási gradiens perturbáció nem lépett fel az elmozdulás során, és f is állandó.

Az új, kitérített helyzetben a momentumot is közelíthetjük Taylor-sorral:

$$M_g = M_0 + \frac{\partial M_g}{\partial y}\Delta y + \frac{\partial M_g}{\partial z}\Delta z \quad (1.20)$$

Felhasználva az 1.2 egyenletet és M , illetve M_g definícióját, a nyugalmi és kitérített állapothoz tartozó momentumokat kivonva kapjuk a horizontális visszatérítő erőt (h -val indexelve):

$$F_h = -f(M - M_g) = -f \left[-\frac{\partial M_g}{\partial y}\Delta y - \frac{\partial M_g}{\partial z}\Delta z \right] \quad (1.21)$$

Az s irányú ferde kimozdulás mentén a részecske mozgásegyenlete:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Delta s}{dt^2} &= F_h(\mathbf{js}) + F_v(\mathbf{ks}) = F_h \cos\alpha + F_v \sin\alpha = \\ &-f \left[-\frac{\partial M_g}{\partial y}\Delta y - \frac{\partial M_g}{\partial z}\Delta z \right] \cos\alpha + \left[-\frac{g}{\bar{\Theta}} \frac{\partial\bar{\Theta}}{\partial y}\Delta y - \frac{g}{\bar{\Theta}} \frac{\partial\bar{\Theta}}{\partial z}\Delta z \right] \sin\alpha \end{aligned} \quad (1.22)$$

ahol α : a kitérés szöge a horizontálishoz képest, s : az elmozdulás irányába mutató egységvektor, Δs az elmozdulás mértéke. Az egyenlet határesetekben visszaadja a tehetetlenségi és gravitációs instabilitást:

$\Delta y = 0$ és $\alpha = 90^\circ$ esetén gravitációs, illetve $\Delta z = 0$ és $\alpha = 0^\circ$ esetén az tehetetlenségi instabilitás mozgásegyenleteit kapjuk.

A fenti egyenletet M_g és Θ izofelületeinek meredekségeivel is felírhatjuk. Ehhez kihasználjuk, hogy állandó M_g felület mentén

$$\Delta M_g = 0 = \frac{\partial M_g}{\partial y} \Delta y + \frac{\partial M_g}{\partial z} \Delta z \quad (1.23)$$

és ebből a meredekség:

$$\left(\frac{\Delta z}{\Delta y} \right)_{M_g} = - \frac{\frac{\partial M_g}{\partial y}}{\frac{\partial M_g}{\partial z}} = - \frac{f - \frac{\partial u_g}{\partial y}}{\frac{\partial u_g}{\partial z}} \quad (1.24)$$

Hasonlóan, állandó Θ felület mentén

$$\Delta \bar{\Theta} = 0 = \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial y} \Delta y + \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} \Delta z \quad (1.25)$$

és ebből a meredekség:

$$\left(\frac{\Delta z}{\Delta y} \right)_{\bar{\Theta}} = - \frac{\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial y}}{\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z}} \quad (1.26)$$

mivel $\Delta y = \Delta s \cos \alpha$, ezzel:

$$\frac{d^2 \Delta s}{dt^2} = \left\{ f \frac{\partial M_g}{\partial z} \left[\left(\frac{\Delta z}{\Delta y} \right) - \left(\frac{\Delta z}{\Delta y} \right)_{M_g} \right] \cos \alpha + N^2 \left[\left(\frac{\Delta z}{\Delta y} \right)_{\bar{\Theta}} - \left(\frac{\Delta z}{\Delta y} \right) \right] \sin \alpha \right\} \Delta s \cos \alpha \quad (1.27)$$

ahol

$$N^2 = \frac{g}{\Theta} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} \quad (1.28)$$

a Brunt-Väisälä frekvencia négyzete.

A bal oldal előjele, és ezzel a stabilitás kritériuma a M_g és Θ izofelületeinek meredekségétől függ:

$$\left(\frac{\Delta z}{\Delta y} \right)_{\bar{\Theta}} > \left(\frac{\Delta z}{\Delta y} \right)_{M_g} \quad (1.29)$$

Ugyanis ahhoz, hogy Δs az idővel növekedjen, a jobb oldalnak pozitívnak kell lennie. A tagok közül f , $\frac{\partial M_g}{\partial z}$, $\cos\alpha$ és $\sin\alpha$, N^2 biztosan pozitívak, így a labilitás a fenti relációtól, illetve a részecske pályájának meredekségétől, $\left(\frac{\Delta z}{\Delta y}\right)$ -tól függ. Ezen elmozdulásnak M_g és Θ meredekségei közé kell esnie. A leglabilisabb elmozdulások közel Θ izofelületei mentén valósulnak meg. A stabilitási kritérium tekinthető úgy is, mint:

$$\left(\frac{\partial\Theta}{\partial z}\right)_{M_g} < 0 \quad (1.30)$$

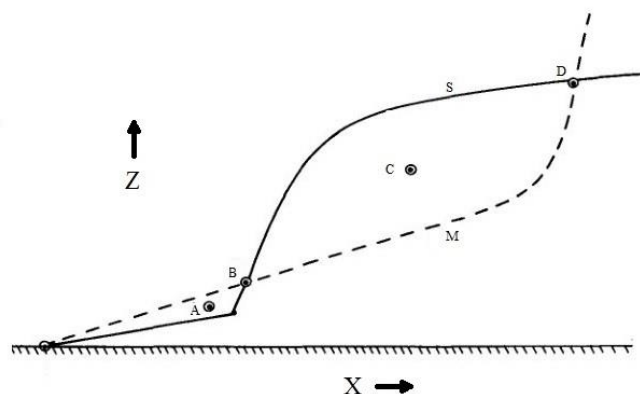
$$\left(\frac{\partial M_g}{\partial x}\right)_{\Theta} > 0 \quad (1.31)$$

azaz a potenciális hőmérsékletnek „vertikálisan” csökkennie kell egy adott momentumfelület mentén, illetve a momentumnak növekednie kell „horizontálisan” egy adott izentróp mentén.

1.4. Nedves szimmetrikus instabilitás

A szimmetrikus instabilitás akkor válik igazán fontossá, mikor megjelenik a nedvesség a légkörben. Ez ugyanis elengedhetetlen a felhő- és csapadékképződéshez. Ezért a szimmetrikus instabilitás kritériumait érdemes nedves légkörben is meghatározni. Ha a légkör nedves, de nem telített, akkor a Θ helyett a Θ_v (virtuális), vagy a Θ_w (nedves) izofelületeit kell számításba venni. Telített légkör esetén pedig Θ_{ev} (virtuális ekvivalens) vagy Θ_{es} (telítési ekvivalens) izofelületeit kell meghatározni (Bennetts és Hoskins 1979, Bluestein 1993, Emanuel 1983). Θ_e felületei meredekebbek, mint Θ -é, mert a hidegebb levegő szárazabb. Jelölje S azon felületeket, melyek mentén az elmozduló légrézsek hidrosztatikusan stabilak maradnak. Ha a környezet telítetlen, akkor S egyike a konstans Θ_v , ha pedig telített, akkor egyike a konstans Θ_{ev} vagy Θ_{es} felületeknek (Bluestein 1993). Indítsunk el a felszínről egy telítetlen részecskét, mely a hozzá tartozó ferde S felszín mentén mozog. Ha a részecske kiindulópontján áthaladó M_g felület dőlése nagyobb, mint az S dőlése, akkor itt a légkör szimmetrikusan stabil a részecske elmozdulására. Amikor a részecske eléri a kondenzációs szintet (Lifting Condensation Level – LCL), az S felszín konstans Θ_{ev} mentén fog haladni, melynek mentén a vertikális gyorsulás nulla ($\frac{dw}{dt} = 0$), míg $\frac{dv}{dt} < 0$, ugyanis $M > M_g$.

Azonban ha a részecske olyan szintig emelkedik tovább, ahol $\frac{dv}{dt} = 0$, azaz ahol ismét teljesül, hogy $M = M_g$, továbbá, ha ettől a ponttól kezdve S meredekebbé válik, mint az M_g felszín, akkor ezt a pontot LFS-nek (Level of Free Slantwise Convection) nevezzük. Ezen ponttól kezdve a részecske gyorsulni fog bármilyen ferde perturbáció hatására. Az LFS fölötti pontot, ahol $\frac{dv}{dt} = 0$, LNB-nek (Level of Neutral Buoyancy) nevezzük, ami analóg a hidrosztatikai instabilitás esetében a kiegyenlítődési szinttel (EL – Equilibrium Level). Az LNB felett a légkör szimmetrikusan semleges, míg az LFS és LNB között szimmetrikusan instabil (4. ábra). Ha a részecske sosem lesz telített, akkor az S menti elmozdulása során stabil marad. A labilitás azért lép fel, mert a részecske telítetté válik, ezért az S felszín meredekebbé válik, mint az M_g felszín. Ha a légkör szimmetrikusan stabil a száraz, de instabil a telített elmozdulásokra, akkor a légkör feltételesen szimmetrikusan instabil (CSI – Conditional Symmetric Instability). A szimmetrikus instabilitás hatására létrejövő sávcsapadékrendszerek kialakulásáért legtöbbször ez a típus a felelős, így legnagyobb jelentőséggel is ez bír. Meg kell még említenünk a potenciális szimmetrikus instabilitást (Potential Symmetric Instability – PSI), mely esetben nem Θ_{es} , hanem Θ_e izofelületeit vesszük figyelembe, azaz a környező levegőnek előbb emelkednie kell, hogy telítetté váljon. Amennyiben a levegő eleve telített, akkor a két jelenség megegyezik. Egyes tanulmányok szerint 80%-os telítésnél nagyobb esetben már Θ_{es} és Θ_e ekvivalensnek tekinthetőek (Schultz és Schumacher 1999). Vizsgálataink során mindvégig figyelembe vettük a közel 100%-os telítés teljesülését.



4. ábra: M és S felszínek idealizált struktúrája az átlagos szélnyírási vektorra merőleges keresztmetszeten. A részecske a talajon és a D pontban (LNB) stabil egyensúlyi, a B pontban (LFS) instabil helyzetben van. Ha az A pontba visszük, vissza fog térni eredeti helyzetébe; ha a C pontba visszük, akkor gyorsulni fog a D pontig (Emanuel 1983 alapján).

1.5. Ferde konvekció

Amikor a gravitációs instabilitás felszabadulásakor rendelkezésre áll kellő mennyiségű nedvesség, akkor megindul a konvekció, mely fokozza a feláramlást, és felhő- illetve esetenként csapadékképződéshez vezet. Hasonlóan, amennyiben megfelelő nedvesség áll rendelkezésre, történhet kondenzáció a szimmetrikus instabilitás felszabadulásakor is, és ún. ferde konvekciót (slantwise convection) hozhat létre. A ferde konvekció alapvetően különbözik a klasszikus hidrosztatikai instabilitásból származó konvekciótól, bár erős szélnyírásban az utóbbi is lehet dőlt tengelyű (5. ábra). A ferde konvekció esetén a hidrosztatikai és tehetetlenségi instabilitás hatására jön létre a ferde tengelyű gyorsulás, míg a másik esetben a függőlegesen felfelé ható felhajtóerő és a szél sodrása együtt hozzák létre a ferde tengelyű mozgást. További fontos különbség, hogy a szimmetrikus instabilitás, és így a ferde konvekció méretskálája jóval nagyobb, horizontális kiterjedése elérheti a 100 km-es nagyságrendet is (Emanuel 1983, Schultz és Schumacher 1999).



5. ábra: tornyosuló gomolyfelhő erős szélnyírásban; a dőlt tengely nem a ferde irányú gyorsulás, hanem a vertikális felhajtóerő és a szélnyírás közös hatásának eredménye (saját fotó).

2. A szimmetrikus instabilitás környezeti feltételei és megjelenése a valós légkörben

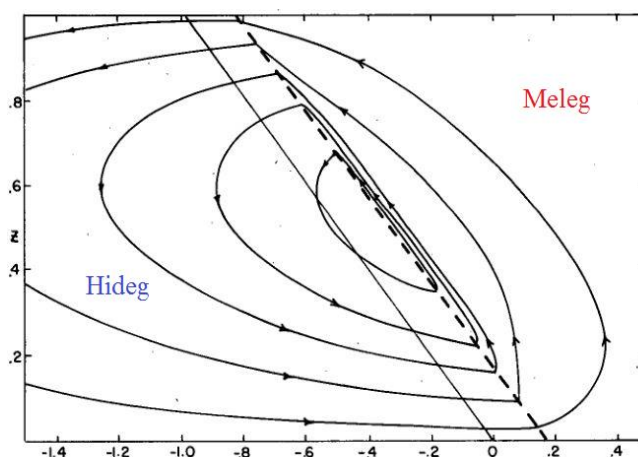
Ebben a fejezetben bemutatjuk a fentiekkel összhangban, milyen szinoptikus környezetben alakulhat ki szimmetrikus instabilitás, illetve milyen egyéb folyamatokkal jelenhet meg egyidejűleg. Ezen áttekintés a későbbiekben segítségünkre lesz konkrét esetek kereséséhez és vizsgálatához. Elsősorban a feltételes szimmetrikus instabilitással (innenről CSI), létrejöttével és annak felszabadulásával foglalkozunk, ugyanis mint azt fentebb említettük, ennek van a legnagyobb időjárás-alakító hatása.

A CSI létrejöttéhez baroklin környezet szükséges, mert mint láttuk, az abszolút momentum és ekvivalens potenciális hőmérséklet izofületei ilyen környezetben vehetik fel a labilitás kialakulásához szükséges struktúrát. Az izofületek egymáshoz való megfelelő viszonyához szükséges, hogy a hidrosztatikai stabilitás gyenge legyen (kis sztatikus stabilitás), illetve, hogy az abszolút geosztrófikus örvényesség közel legyen nullához, de legyen pozitív (negatív esetben kialakulna a tehetetlenségi instabilitás). A szimmetrikus instabilitás elmélete kvázi-kétdimenziós áramlásban érvényes, tekintve, hogy a tehetetlenségi instabilitás geosztrófikus, és nem ciklosztrófikus áramlásban lép fel, és egyirányú szélnyírás is csak ekkor alakulhat ki. Emiatt csak nagyon kismértékben görbült, (geosztrófikus egyensúlyban levő) áramlásokat lehet figyelembe venni. A CSI kialakulásának további általános feltételeként a kellően nagy, (80% vagy azt meghaladó), vastag rétegekre kiterjedő relatív páratartalmat kell kiemelni (Moore 2004).

Ahhoz, hogy az instabilitás felszabaduljon, szükséges a részecske LFS-ig történő emelése. Az emelés származhat a vizsgált térség felett áthaladó mezo- vagy szinoptikus skálájú képződményből, orografikus emelésből, frontogenetikus cirkulációból, vagy bármi más, elegendően erős kényszerből. A szinoptikus skálájú emelés önmagában nem okoz mély nedves konvekciót, mivel a feláramlás sebessége néhány nagyságrenddel kisebb, mint a konvektív feláramlás. Azonban, mivel a ferde konvekció méretskálája jóval nagyobb (horizontális kiterjedése pár 10 km – pár 100 km), és a benne megjelenő vertikális sebességek is kisebbek (néhány cm/s – néhány m/s), ezért feltehetőleg nem szükséges hozzá a konvekcióhoz szükséges erősségű emelés (Emanuel 1983, Schultz és Schumacher 1999). A továbbiakban a CSI felszabadulásának jellemző eseteit mutatjuk be.

2.1. CSI és frontogenezis

Erős baroklin zónákban, ahol a CSI kialakulásának nagy az esélye, jellemzően frontogenezis is zajlik. A frontogenetikus kényszer – modell-szimulációk és reanalízisek alapján – általában elegendően erős ahhoz, hogy a CSI felszabadításához szükséges emelést biztosítani tudja (Emanuel 1984, Moore 2004, Thorpe és Emanuel 1985). Mivel mind a frontogenezis, mind a ferde konvekció keskeny sávcsapadékot hoz létre, ezért nehéz megfigyelésekkel eldönteni, hogy az adott térségben egyik vagy másik, esetleg mindkettő jelenség lépett-e fel. Együttes fellépés esetén a cirkuláció felszálló ága beszűkül, míg a leáramlás kiszélesedik, ezáltal a csapadéksáv is kisebb szélességű területre korlátozódik (6. ábra).



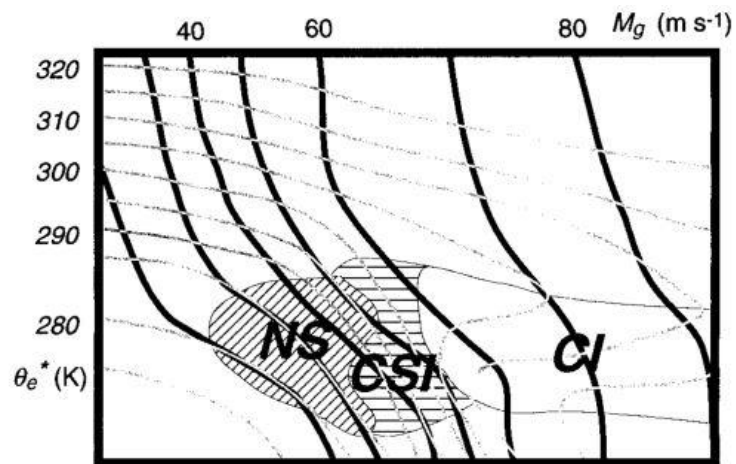
6. ábra: idealizált frontogenetikus cirkuláció módosulása gyenge szimmetrikus stabilitás jelenlétében. A szaggatott vonal a frontot jelöli. A fekete, nyilakkal ellátott vonalak az áramfüggvény izovonalai. (Emanuel 1984, módosítva Moore 2003 alapján)

Sanders és Bosart esettanulmányukban megállapították, hogy míg az általuk vizsgált csapadéksáv a frontogenetikus kényszer hatására jött létre, addig a felhőzet alakjáért és a csapadéksáv feldarabolódásáért a szimmetrikus instabilitás volt a felelős (Sanders 1986). Novak és társai szintén kimutatták, hogy a frontogenetikus kényszer gyenge szimmetrikus instabilitás jelenlétében is koncentrált feláramláshoz vezet a frontálzóna egyenlítőhöz közeli régiójában. Konceptuális modelljük szerint a mérsékelt övi ciklonok közelében az olyan esetekben, ahol egyetlen csapadéksáv alakul ki, frontogenezis elsősorban a melegfront előtt áll fenn, ahol a nagytérségű telítés és a gravitációs stabilitás jelenléte miatt kialakulhat CSI (Novak et al. 2004).

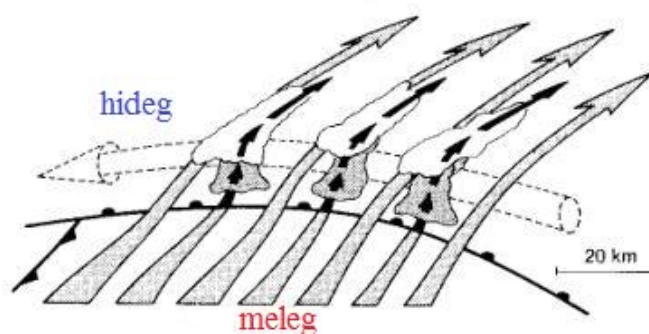
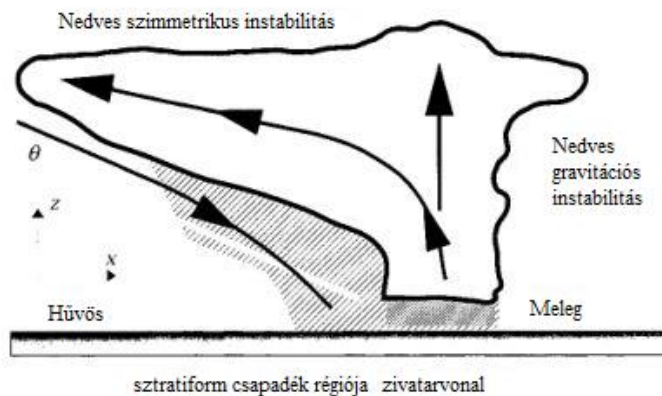
2.2. CSI és gravitációs instabilitás, légtömegben belüli CSI

A gravitációs feltételesen instabil (CI – Conditional Instability) és a feltételesen szimmetrikusan instabil területek a térben általában igen közel esnek egymáshoz, főleg frontálzónákban (7. ábra, Moore 2003, Schultz és Schumacher 1999). A kezdetben mindenhol stabil baroklin légkörben destabilizáció után (besugárzás, szélnyírás növekedése stb.) először a szimmetrikus instabilitás jelenik meg, és csak később a gravitációs (szemléletesen: Θ izofelületei először megdőlnék, csak aztán hajlanak vissza). Azonban, ha valahol kialakul gravitációs instabilitás, akkor az válik dominánssá, mert fejlődése sokkal gyorsabb, a feláramlás intenzívebb, és gyorsabban emészt fel a rendelkezésre álló energiát. Azokat a helyeket, ahol a CSI és CI együtt vannak jelen, konvektív-szimmetrikus instabilitású területeknek nevezik. A konvektív-szimmetrikus instabilitásnak két alaptípusát különítik el: a fel-, és a leskálázó fejlődést:

- a felskálázó fejlődés során eleinte kis skálájú, légtömegben belüli konvektív instabilitás lép fel, majd a stabilizáció után a telítődő középszintű rétegekben mezoskálájú csapadéksávok jönnek létre a beinduló ferde konvekció miatt. MKR-eket követő sztratiform csapadékszónák jellemzően hasonló fejlődéssel keletkeznek (8. felső ábra).
- a leskálázó fejlődés során a frontális emelés hatására CSI szabadul fel, és csapadéksávok képződnek. Eközben a felszabaduló látens hő labilizálja a középszintű rétegeket, és ott megindul a konvekció. A frontálzónák mentén megfigyelt feláramlás és csapadék intenzitás egyenetlenségek beágyazott sávok formájában jellemzően ilyen típusú fejlődésre utalnak. Hasonló fejlődést mutattak ki Krennert és Jann. (2007) munkájukban az Alpok térségében, ahol határozott nedvesség-gradiensek területén a konvekció megindulásának idején mutattak ki szimmetrikusan instabil területeket. Összességében elmondható, hogy ezt a fajta instabilitást igen gyakran találták (8. alsó ábra).



7. ábra: konvektív (CI), feltételes szimmetrikus instabilitás (CSI), és szimmetrikusan semleges (NS) területek elhelyezkedése egy idealizált frontálzóna vertikális keresztmetszetén. A vékony fekete vonalak az izentrópokat, a vastag fekete vonalak az abszolút momentum izovonalait jelölik. (Schultz és Schumacher 1999)



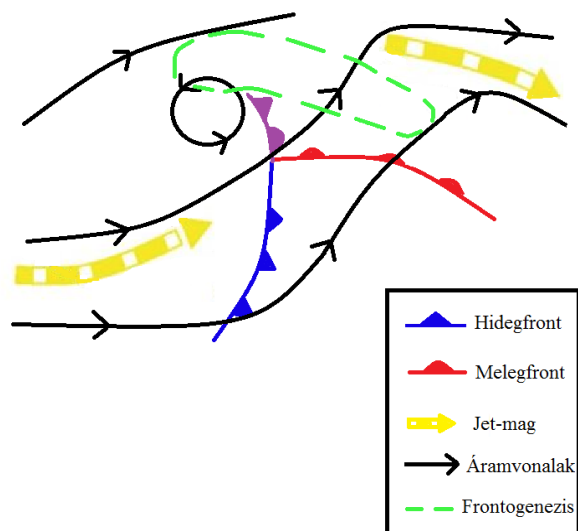
8. ábra: a konvektív-szimmetrikus instabilitás felskálázó (fenti) és leskálázó (lenti) fejlődésének sematikus képe. A felső ábrán a fekete nyilak a relatív áramlásokat, a sátrózott területek a csapadékot mutatják. Az alsó ábrán a vastag fehér nyíl a hideg szállítószalagot, a szürke vastag nyilak a meleg nedves szállítószalagot, a szaggatott fekete nyilak a konvektív feláramlást reprezentálják. A frontok a szokásos jelöléssel ábrázoltak. (Schultz és Schumacher 1999 alapján)

2.3. CSI mérsékelt övi ciklonokban

A CSI mérsékelt övi ciklonokban történő jellemző megjelenési területét a 9. ábra mutatja be. Kialakulásához szükséges egy erősen baroklin zóna, gyenge konvektív és tehetetlenségi stabilitás, valamint a megfelelően vastag rétegekre kiterjedő telítés. A szimmetrikus instabilitás feltétele, hogy a potenciális (vagy ekvivalens potenciális) hőmérsékletek izofelületei a függőleges síkban meredekebben emelkedjenek, mint a geosztrófikus momentum izofelületei. Az izentrópok annál meredekebbek, minél nagyobb a horizontális hőmérsékleti gradiens, ez tehát baroklin zónát feltételez. A legtipikusabb ilyen területek a frontálzónák. Nem szabad azonban, hogy az izentrópok visszahajoljanak, ugyanis ekkor CI alakul ki. Az M_g izofelületei pedig akkor lesznek laposabbak, ha nagy a vertikális szélnyírás, mely szintén jelentős termikus szelet, azaz baroklinitást feltételez. Ahhoz azonban, hogy ne alakuljon ki tehetetlenségi instabilitás, teljesülnie kell, hogy az abszolút geosztrófikus örvényesség pozitív legyen. Látható tehát, hogy a szimmetrikus instabilitás területeit joggal kereshetjük mérsékelt övi ciklonok környezetében. Mindezek alapján az SI és CSI kialakulásához kedvező feltételek az alábbiak:

- erős, egyirányú vertikális szélnyírás, mely az erős baroklinitás jellemzője – kis görbületű geosztrófikus áramlás
- közel telített ($RH > 80\%$), közel nedves adiabatikus rétegződés, de nem lehet feltételesen instabil; az ilyen rétegződés, és a konvektív instabilitás hiánya téli helyzetekben gyakoribb
- az abszolút geosztrófikus örvényesség pozitív (közel nulla), és a tehetetlenségi stabilitás gyenge az anticiklonálisan görbülő jet belépő zónájának déli oldalán
- nagyskálájú emelés (pl. frontogenetikus cirkuláció) a labilitás felszabadulásához

Általában ezek a feltételek a mérsékeltövi ciklonok melegfrontjának környezetében állnak fenn, egy hosszú hullámú teknő előoldalán, erős, telített középszinti délnyugati áramlásban (az északi féltekén).



9. ábra: sávcsapadék kialakulásához kedvező szinoptikus feltételek egy mérsékelt övi ciklon környezetében. Az egyedülálló csapadéksáv kialakulására a melegfront előterében lehet számítani. (Novak et al. 2004 alapján.)

3. A szimmetrikus instabilitás diagnosztikája a légkörben

Bár a szimmetrikus instabilitásnak jelentős szerepe lehet egyes jelentős csapadékot adó rendszerek kialakulásában, az operatív munkában előrejelzések készítésekor azonban jellemzően nem veszik figyelembe. Ennek oka, hogy bár a modellek dinamikájukban esetleg képesek leírni ezeket a ferde áramlásokat, az előrejelzés során felhasznált modell-outputokból ez nem azonosítható egyértelműen. Lehetőség van azonban speciális paraméterek előállítására, melyeket egyéb légköri állapotváltozókkal együtt vizsgálva nagy biztonsággal következtethetünk a labilitás jelenlétére. Az alábbiakban ezeket a diagnosztikai módszereket mutatjuk be.

3.1. Vertikális keresztmetszetek

Az 1.3. fejezetben bemutattuk, hogy a szimmetrikus instabilitás kialakulásához az ekvivalens potenciális hőmérséklet és abszolút momentum izofelületeinek speciális elrendeződése szükséges. Ezért ezek vertikális keresztmetszeten való ábrázolásával kimutathatók az instabil területek. Moore és Lambert (1993) szerint azonban csak az izohipszákra pontosan merőleges metszetek használhatóak megbízhatóan, hogy a kvázi-kétdimenziós feltevés teljesüljön (Schultz és Schumacher 1999). A megfelelő vertikális keresztmetszetek elkészítésének szempontjai az alábbiak:

- a keresztmetszetnek merőlegesnek kell lennie az izohipszákra; ez biztosítja, hogy a momentum-felületek metszetei merőlegesek legyenek a geosztrófikus áramlásra
- a metszetnek megfelelően nagyra kell lennie, hogy a CSI-ra jellemző, horizontálisan akár több 100 km-es, vertikálisan 400-500 hPa-os nagyságrendű ferde áramlások is megjelenhessenek rajta (Evans és Jurewicz 2009, Schumacher Schulz és Knox 2010, Reuter és Yau 1989)
- a metszeten ábrázolni kell az abszolút geosztrófikus momentum és potenciális hőmérséklet izovonalait
- a nedvesség figyelembe vételére (mely a CSI esetében kritikus) két lehetőség van:
 - a potenciális hőmérséklet helyett telítetlen esetben az ekvivalens potenciális, nedves potenciális, vagy virtuális potenciális, telített esetben a telítési ekvivalens potenciális hőmérséklet izovonalait ábrázoljuk

- a potenciális hőmérsékletet ábrázoljuk, de labilitásra csak ott számítunk, ahol a relatív nedvesség elér egy közel telített állapotot (gyakran használják a 80%-os határt)

Az ilyen alkalmas metszetek keresése és elkészítése azonban időigényes feladat, ezért ilyen módszerrel az előrejelzők csak hosszú idő alatt vizsgálhatnának meg nagy területeket. A metszeteket ezért csak a már ismert labilis területeken érdemes elkészíteni a dinamika pontosabb megértése érdekében. Ahhoz tehát, hogy a megfelelő metszeteket elkészíthessük, előbb olyan meteorológiai mező létrehozása szükséges, melyen földrajzilag elkülöníthetők a valószínűleg szimmetrikusan instabil területek.

3.2. Az SCAPE

A gravitációs instabilitás esetében elterjedten használják a CAPE-t (Convective Available Potential Energy), amely adott légoszlopban a légkör labilitásának mértékére utal. Ennek mintájára a ferde konvekció esetén is alkotható egy mennyiség, az SCAPE (Slantwise Convective Available Potential Energy), mely a szimmetrikus instabilitás mértékét képes leírni. Az SCAPE számítása a következő formulával történik:

$$SCAPE = - \int_{y(z=LFS)}^{y(z=LNB)} f(m - m_g) dy + \int_{z=LFS}^{LNB} \frac{g}{\Theta_{ev}} (\Theta_{ev}' - \Theta_{ev}) dz \quad (3.1)$$

ahol Θ_{ev} az ekvivalens virtuális potenciális hőmérséklet, a vesszős tag a légrézre vonatkozik, m a légréz, m_g a környezet (geosztrófikus) abszolút momentuma.

Az SCAPE meghatározására lehetőség van rádiószondás felszállásokból, repülőgépes mérésekből, illetve numerikus modellekből. Mérése azonban nagyon költséges, számítani pedig jóval bonyolultabb, mint a következőkben bemutatott ekvivalens potenciális örvényességet.

3.3. Az ekvivalens potenciális örvényesség

Az SCAPE előnye a vertikális metszetekkel szemben, hogy térképes ábrázolásra ad lehetőséget, ezért az instabilitás horizontális eloszlására lehet következtetni belőle. Hátránya azonban, hogy nem zárja ki a konvektív labilitást, mely felülmúlja a szimmetrikust, illetve számítása bonyolult. Olyan mennyiség lenne tehát jó, mely utal a szimmetrikus instabilitás jelenlétére, figyelembe veszi a nedvességet, illetve számítása egyszerű. Egy ilyen alkalmas mennyiség az ekvivalens potenciális örvényesség (equivalent potential vorticity – EPV).

A gyakran alkalmazott Ertel-féle potenciális örvényességhez (potential vorticity – PV) hasonlóan be lehet vezetni további mennyiségeket, melyek különböző fizikai folyamatokat reprezentálnak (Marquet 2012). Az általános képlet:

$$PV(\Psi) = \frac{1}{\rho} \eta_g(\Psi) \quad (3.2)$$

ahol ψ lehet potenciális (Θ), nedves potenciális (Θ_w), virtuális potenciális (Θ_v), ekvivalens potenciális (Θ_e), illetve telítési ekvivalens potenciális hőmérséklet (Θ_{es}). Θ_e és Θ_{es} állandóak maradnak egy légrézecske telített környezetben való mozgása során. Ezeket behelyettesítve azonban a PV nem lesz invertálható, mint ahogy az teljesül a Θ esetében. A PV mértékegysége a PVU (potential vorticity unit), $1 PVU = 10^{-6} m^2 * K / kg * s$.

Tekintsünk egy geosztrófikus egyensúlyban levő zonális áramlást. Ekkor definiálhatóak az alábbi mennyiségek:

$$N^2 = \frac{g}{\Theta_0} \frac{\partial \Theta_0}{\partial z}, \quad S^2 = \frac{g}{\Theta_0} \frac{\partial \Theta_0}{\partial x} = f \frac{\partial v_g}{\partial z}, \quad F^2 = f \left(f + \frac{\partial v_g}{\partial x} \right) \quad (3.3)$$

ahol N a Brunt-Väisälä, S a baroklin, F az inerciális frekvencia (Xu és Clark 1985). Megmutatható, hogy a potenciális örvényesség 2 dimenzióban felírható ezek segítségével (Bennetts és Hoskins 1979):

$$PV = F^2 N^2 - S^4 \quad (3.4)$$

A 3.3 egyenletből látszik, hogy a PV tartalmazza a potenciális hőmérséklet gradiensét és az abszolút momentumot is. A PV értéke éppen akkor lesz negatív, amikor az izentrópok meredekebbek, mint az abszolút momentum izovonalai, ami éppen a szimmetrikus instabilitás feltétele. Amennyiben a potenciális hőmérséklet helyett az ekvivalens potenciális hőmérsékletet alkalmazzuk, megkapjuk az ekvivalens potenciális örvényességet (Equivalent Potential Vorticity – EPV). 3 dimenziós alakja vektori formában a következő (McCann 1995, Martin et al. 1992, Moore és Lambert 1993):

$$EPV = -g \eta_g \bullet \nabla \Theta_e \quad (3.5)$$

ahol g a nehézségi gyorsulás, η_g a geosztrófikus abszolút örvényesség, $\nabla \Theta_e$ az ekvivalens potenciális hőmérsékleti gradiens. Kétdimenziós (x,z) esetben felbontva az egyenletet,

elhanyagolva a vertikális mozgást tartalmazó tagokat az alábbi formulához jutunk (Moore és Lambert 1993):

$$EPV = g \left[\left(\frac{\partial \Theta_e}{\partial x} \frac{\partial M_g}{\partial p} \right) - \left(\frac{\partial \Theta_e}{\partial p} \frac{\partial M_g}{\partial x} \right) \right] \quad (3.6)$$

Látszik, hogy az EPV is tartalmazza az ekvivalens potenciális hőmérséklet és az abszolút geosztrófikus momentum deriváltjait. Az EPV éppen akkor negatív, ha Θ_e izovonalai meredekebbek, mint M_g izovonalai, mely a feltételes szimmetrikus instabilitás kritériuma. 3 dimenziós esetben komponensenként kiírva nyomási koordináta-rendszerben:

$$EPV = -g \left[\left(\frac{\partial \omega_g}{\partial y} - \frac{\partial v_g}{\partial p} \right) \mathbf{i} + \left(\frac{\partial u_g}{\partial p} - \frac{\partial \omega_g}{\partial x} + f_i \right) \mathbf{j} - \left(\frac{\partial v_g}{\partial x} - \frac{\partial u_g}{\partial y} + f_k \right) \mathbf{k} \right] \bullet \left[\frac{\partial \Theta_e}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial \Theta_e}{\partial y} \mathbf{j} - \frac{\partial \Theta_e}{\partial p} \mathbf{k} \right] \quad (3.7)$$

ahol ω a vertikális sebesség nyomási koordináta-rendszerben.

Ha a Coriolis-erő függőleges komponensét elhanyagoljuk, és a geosztrófikus feláramlást is nullának vesszük, valamint figyelembe vesszük, hogy a $-p$ vertikális koordináta mutat felfelé, akkor:

$$EPV = -g \left[\left(\frac{\partial \Theta_e}{\partial x} \frac{\partial v_g}{\partial p} \right) - \left(\frac{\partial \Theta_e}{\partial y} \frac{\partial u_g}{\partial p} \right) - \left(\frac{\partial v_g}{\partial x} - \frac{\partial u_g}{\partial y} + f_k \right) \frac{\partial \Theta_e}{\partial p} \right] \quad (3.8)$$

Némi átalakítással az EPV kifejezhető a vertikális hőmérsékleti gradiensekkel is:

$$EPV = g \left[- \left(\frac{1}{f_k \rho \Theta_e} \frac{\Gamma_m}{\Gamma_d} \right) |\nabla_p \Theta_e|^2 - \zeta_g \frac{\partial \Theta_e}{\partial p} \right] \quad (3.9)$$

Ezen felírásban látszik, hogy ha telített a légkör, akkor az első tag mindig negatív. Mivel a geosztrófikus örvényesség az idő nagy részében pozitív, ezért az ekvivalens potenciális hőmérséklet vertikális gradiense határozza meg a második tag előjelét: ez a konvekció mércéje. Ezért, ha a második tag negatív, akkor a légkör vertikálisan instabil, így kialakulhat konvekció, mely mindig felülmúlja a ferde konvekciót. Összegezve, ha a légoszlop erősen stabil a nedves konvekcióra, és a horizontális hőmérsékleti gradiens is gyenge, akkor a légkör

mindenfajta perturbációval szemben stabil lesz; ha azonban csak gyenge stabilitás van, és a horizontális hőmérsékleti gradiens nagy, akkor jelen lehet CSI. Olyan területeket kell tehát keresnünk, ahol az EPV értéke kisebb nullánál. Az EPV térképes ábrázolásával tehát kimutathatók a szimmetrikusan instabil területek, és a negatív EPV jellemző szinoptikus képződési helyei. Az EPV értéke egyébként a troposzférában jellemzően abszolút értékben 1-nél kisebb szám, a 3.5 egyenlet alapján mértékegysége K/s^3 .

4. Esettanulmányok

4.1. Módszertan

Vizsgálataink elején csak szakirodalmi adatok alapján volt sejtésünk róla, hogy milyen szinoptikus helyzetekben, milyen jelenségekhez kötődve található majd szimmetrikus instabilitást, ha egyáltalán találunk. A konceptuális modell alapján tudtuk, hogy frontálzónák környezetében számíthatunk leginkább a CSI megjelenésére. A 3.3. fejezetbeli megfontolásokból EPV mezőket származtattunk ECMWF analízisekből, majd azokon a helyeken, ahol negatív EPV értékeket találtunk, elkészítettük a szükséges vertikális keresztmetszeteket.

Az első tesztekhez 0,5 fokos ekvidisztáns horizontális felbontású és 15 vertikális nyomási szintet (1000 és 100 hPa között) tartalmazó ECMWF netCDF fájlokat használtunk fel. A későbbiekben a már rendelkezésre álló jobb felbontású, 0,125 fokos ekvidisztáns horizontális rácsú és 137 vertikális hibrid szintet tartalmazó netCDF fájlokat használtuk (Persson 2011), hogy kiderítsük, elsődleges eredményeink és a módszer mennyire érzékeny a felbontásra, elsősorban a vertikális szintek számára.

Az említett hibrid koordináta-rendszerbeli adatok problémát jelentettek két okból is. Egyrészt nyomásszinti adatokra volt szükségünk, másrészt ezekben a fájlokban néhány fontos változó (pl. a geopotenciál) csak a felszínen állt rendelkezésre, ezeket ki kellett számítani. Egy létező, hibrid koordinátázású fájlokat beolvasó, konvektív paramétereket számító programot használtam fel arra, hogy az általam definiált 33 nyomási szintre (1000 és 200 hPa közt 25 hPa-onként) lineáris interpolációval meghatározzam az EPV és momentum számításához szükséges változókat (hőmérséklet, virtuális hőmérséklet, sűrűség, relatív nedvesség, szélesség-komponensek, geopotenciál). A sűrűséget az ideális gázokra vonatkozó gázegyenlettel, de a virtuális hőmérséklet felhasználásával, a geopotenciált pedig hidrosztatikusan számoltam (a felszínen rendelkezésre álló geopotenciál és nyomás értékekből). A geopotenciál mezőt a torzításmentes, és a gradiens számoláshoz kellően sima eredmény érdekében egy 16 pontból álló filterrel simítottuk. A hibrid rendszer sajátosságai miatt a felszín alatti nyomási szintekre vonatkozó adatokat extrapolációval kellett meghatározni. Ennek során a hőmérsékleti gradienst a felszín közeli légrétegek nedvességtartalmától függően száraz- vagy nedves adiabatikusnak vettem, míg a relatív nedvességet a felszíni értékkel megegyező konstansnak. Ez természetesen nem konzisztens teljesen a hőmérsékleti rétegződéssel, azonban a további számítások során – az általunk vizsgált területek jellemzően alacsony fekvése miatt – ez nem okozott problémát. A sűrűség

és geopotenciál számítása ez esetben is hidrosztatikusan történt. Az így létrehozott nyomásszinti adatokat ezután a program kiírta egy új netCDF fájlba, melyet az EPV és momentum számító program már képes volt kezelni.

Cao és Cho (1995) szimulációi szerint a negatív EPV alacsonyszállon nem jelent meg a mérsékelt övi ciklonokban az érett fázis előtt, majd először a melegfront előtt, majd az alacsonynyomású központ felé terjedve jött létre. Középszállon viszont a hidegfront ciklonközponthoz közeli végénél jelent meg először a telítetlen levegőben, majd később mind a melegfront, mind a hidegfront mentén kiterjedt.

Vizsgálataink során eleinte az EPV-t horizontálisan egész Európára kiszámítottuk, hogy annak jellemző megjelenési környezeteit megismerjük. A későbbi esettanulmányok során viszont már csak a Kárpát-medencére koncentráltunk. A vertikális keresztmetszeteket az 1 és 10 illetve 11 km-es szintek között ábrázoltuk. Ennek oka, hogy alacsonyszállon a sűrűdés miatt a geosztrófikus közelítés nem érvényes, így a képletben szereplő geosztrófikus szél nagyon eltérne a valóságtól, illetve az alacsonyszállú konvektív labilitás ilyen módon kiszűrhető (Evans és Jurewicz 2009). A tropopauza közelében pedig már jellemzően nem történik csapadékképződés, illetve nem áll rendelkezésre kellő mennyiségű nedvesség sem. (Reuter és Yau 1989).

A vertikális keresztmetszetek elkészítése igen hosszadalmas és körülményes. Az abszolút geosztrófikus momentumot ugyanis mindig az aktuális metszet kezdőpontjától (a hidegebb légtömegbeli végétől) kell számítani, és mindig a metszetre merőleges szélességkomponenst kell számításba venni. Így ennek definiálása mindig helyzet-specifikus, ezért lassú.

Hét különböző esetet vizsgáltunk, melyből négy hideg, három meleg évszakkbeli volt. A hideg évszakban mediterrán ciklonokhoz és hidegfronthoz kapcsolódóan, a tavaszi-őszi esetekben pedig klasszikus illetve „cut-off” ciklonokban kerestük a CSI megjelenését. Kettő, a csapadérendszerüket tekintve érdekes téli esetre álltak rendelkezésre jobb felbontású adatok. Ezeket részletesebben bemutatjuk, összevetve mérési eredményekkel és az AROME modell nagyfelbontású adataival, melyet elsősorban a létrejövő vertikális áramlások felderítésére használtunk.

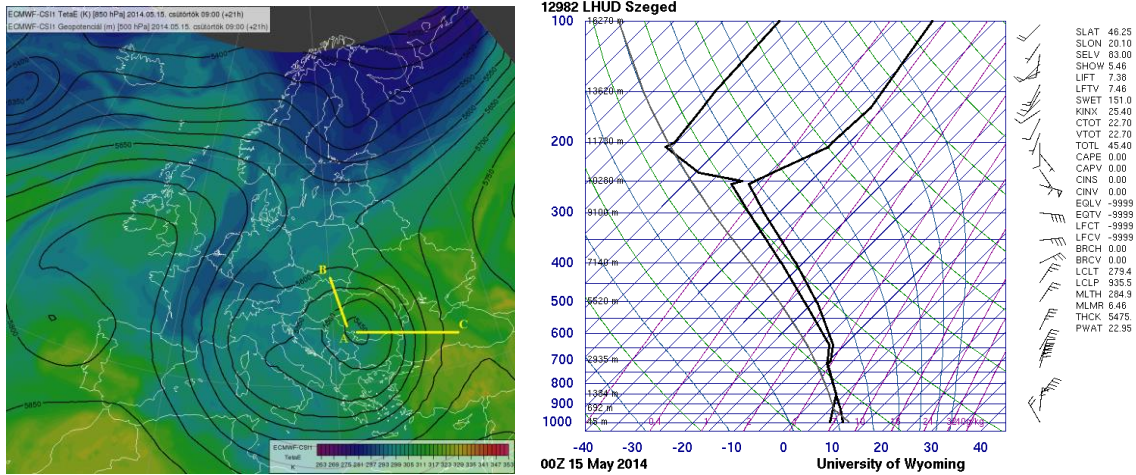
Az alábbiakban először röviden bemutatjuk az első vizsgálatok eredményeit, a szinoptikus helyzeteket, az EPV mezőket, illetve a vertikális keresztmetszeteket. Ezt követően részletesen bemutatjuk a nagyfelbontású adatokból nyert eredményeket és azok verifikációt mérési és modelladatok alapján.

4.2. Nyári félévi esetek

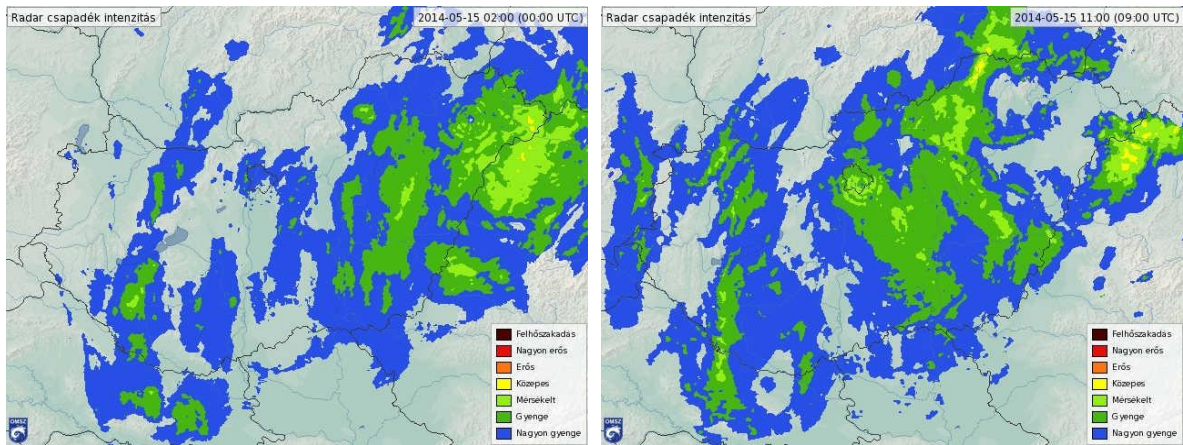
Az első esettanulmányok elkészítéséhez a 4.1. fejezetben bemutatott kisebb felbontású ECMWF adatokat használtuk fel. Először a nyári félévi eseteket mutatjuk be röviden, elsősorban a negatív EPV megjelenési területeire koncentrálnak.

4.2.1. Yvette ciklon, 2014. május 15.

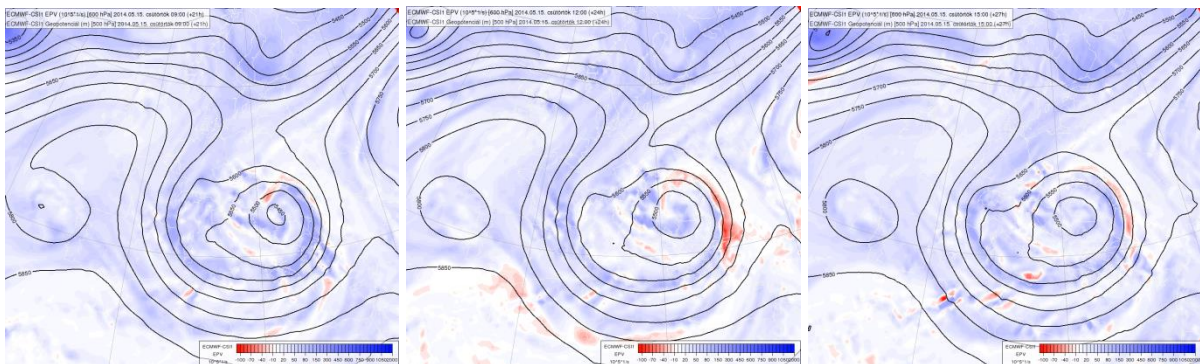
Május második hetének elején zonális áramlási rendszer jellemezte Európa időjárását, mely azonban 13-ától gyorsan átbillent meridionálisba egy nagyméretű hideg-leszakadásnak köszönhetően. Ez erősen megnövelte a baroklinitást Európa déli területein, ahol létrejött egy ciklon középpontjával Magyarországtól délre (10. bal oldali ábra). Frontálzónája elsősorban a Földközi-tenger térségében vonult át, okklúziója és annak csapadékszónája azonban Magyarországon is okozott kiadós esőt. A 12. ábrán fehér és piros színezéssel láthatjuk a negatív EPV eloszlását május 15-én 9, 12 és 15 UTC-kor a 600 hPa-os nyomási szinten. A 600 hPa-os szint választásának oka, hogy a CSI középszinteken gyakorol a legnagyobb hatást a légköri folyamatokra és általában itt a legkifejezettebb. Látható, hogy a negatív EPV előbb a hidegfront északi végénél, az okklúziós pont közelében, majd a hideg- és melegfront mentén is megjelenik, összhangban Cao és Cho (1995) eredményeivel. A hidegfrontot keresztező Ny – K-i metszeten (13. ábra) látható, hogy az előoldalon konvektív instabilitás van jelen. A front felsiklási zónájában Θ_e és M_g izovonalai épp megfelelő struktúrát vesznek fel a CSI kialakulásához. Ezt a negatív EPV értékek is jelzik. A front hátoldalán az alacsonyszinteket kivéve stabil a rétegződés. Magyarország ekkor a ciklon okklúziós frontja alatt helyezkedett el, melynek csapadéksávjaiból országszerte esett eső (11. ábra). A 12. középső ábrán látható, hogy középszinten itt is megjelentek negatív EPV értékek. A D – É-i vertikális keresztmetszetből (13. ábra) kiderül, hogy a Θ_e izovonalai ebben a térségben igen meredek, a legdélebbi területeken vissza is hajlanak. M_g izovonalai pedig szinte horizontálisak az igen jelentős vertikális szélnyírás következtében, amit a magassági futóáramlás okozott. Szimmetrikus instabilitás tehát ebben a helyzetben a 700 – 500 hPa-os szintek közt jelenhetett meg. A rádiószondás felszállásból kiderül (10. jobb oldali ábra), hogy az áramlás egyirányú volt a 800 – 300 hPa-os szintek közt, vastag rétegekre kiterjedő telítés volt jelen, illetve nem volt a rétegződésből eredő konvektív labilitás. Ezek alapján tehát adottak voltak a feltételek a CSI kialakulásához.



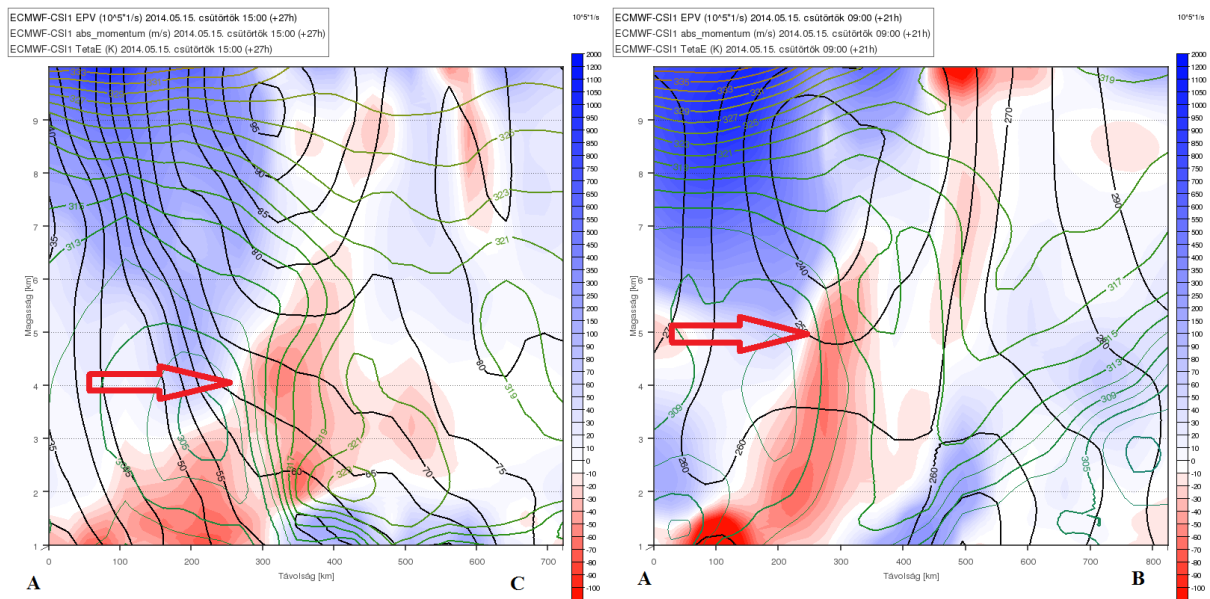
10. ábra: 850 hPa-os pseudo-ekvivalens potenciális hőmérséklet (K) és 500 hPa-os geopotenciál (m) 2014. május 15-én 9 UTC-kor, valamint a vertikális keresztmetszetek helyei és irányítottaságuk (sárga vonalak és betűk) (bal oldal); Szegeci rádiószondás felszállás eredménye május 15-én 0 UTC-kor (jobb oldal) (Forrás: [1]).



11. ábra: kompozit radarképek (csapadékintenzitás, mm/h) 2014. május 15-én 0 (bal oldal) és 9 UTC-kor (jobb oldal). (Forrás: [2]).



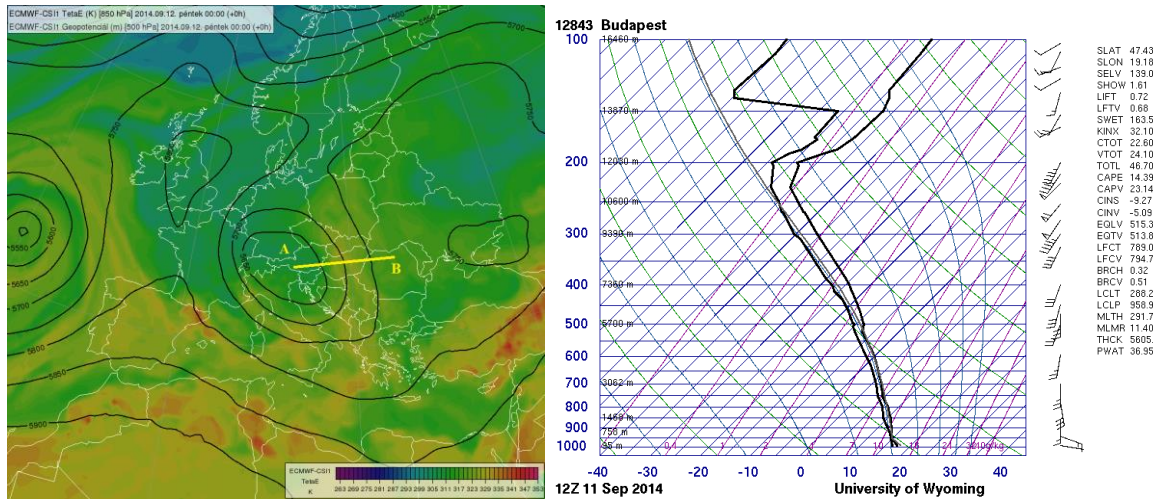
12. ábra: 500 hPa-os geopotenciál (m, fekete vonal) és 600 hPa-os EPV (K/s^3 , kék és piros) 2014. május 15-én 9 (bal), 12 (középső) és 15 (jobb) UTC-kor. A negatív EPV területeket a fehér és piros színezés jelöli ki. A könnyebb ábrázolhatóság miatt az EPV értékek 10^5 -szerese van megjelenítve.



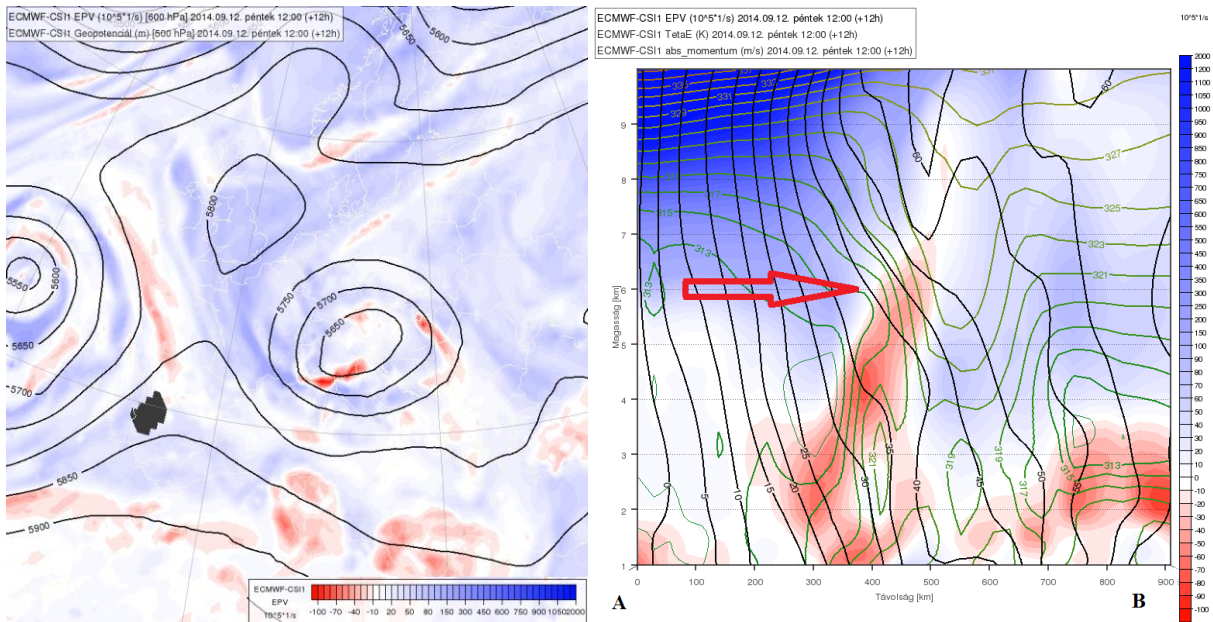
13. ábra: ekvivalens potenciális hőmérséklet (K, zöld vonal), abszolút momentum (m/s, fekete vonal) és EPV (K/s^3 , kék és piros színezés) vertikális keresztmetszete a 10. ábrán bemutatott Ny – K-i (bal) és D – É-i (jobb) vonal mentén 2014. május 15-én 15 és 9 UTC-kor. A szimmetrikus instabilitás lehetséges helyét piros nyíl jelöli. A könnyebb ábrázolhatóság miatt az EPV értékek 10^3 -szerese van megjelenítve. Magyarázat a szövegben.

4.2.2. „Cut-off” ciklon, 2014. szeptember 12.

Szeptember második hetében egy a zonális áramlásról leszakadó, ún. „cut-off” ciklon okozott igen heves, napokig tartó esőzéseket Közép-Európában, elsősorban Magyarországon. A ciklonban főképp beágyazott konvektív rendszereknek köszönhetően hullott sok csapadék, azonban abban a stádiumban, amikor a ciklon még nem húzódott Magyarország fölé, kialakult sztratiform csapadék-rendszer is. Az egyirányú szélnyírás, a telített légkör és az alacsony CAPE, illetve MLCAPE érték (14. jobb oldali ábra) kedvez a CSI kialakulásának (a felszálláson feltüntetett CAPE feltehetőleg MLCAPE (Simon André, személyes konzultáció)). A vertikális keresztmetszet alapján (15. jobb oldali ábra) láthatjuk, hogy a konvektív labilitás az alsó szinteken volt jelen, míg a CSI-hoz kedvező rétegződés a 600 – 500 hPa-os magasságokban alakult ki. Mivel ebben a magasságban már kevesebb a rendelkezésre álló nedvesség, illetve mivel a konvektív instabilitás gyors fejlődése gyorsabb, ezért feltehetőleg ez a folyamat volt a meghatározó a csapadék létrehozásában. Nem kizárt azonban, hogy a két folyamat együttesen volt jelen, és hozott létre a csapadéksávokba beágyazott zivatarokat.



14. ábra: 850 hPa-os pseudo-ekvivalens potenciális hőmérséklet (K) és 500 hPa-os geopotenciál (m) 2014. szeptember 12-én 0 UTC-kor, valamint a vertikális keresztmetszet helye és irányítottága (sárga vonal és betűk) (bal oldal); Budapesti rádiószondás felszállás eredménye szeptember 11-én 12 UTC-kor (jobb oldal) (Forrás: [1]).

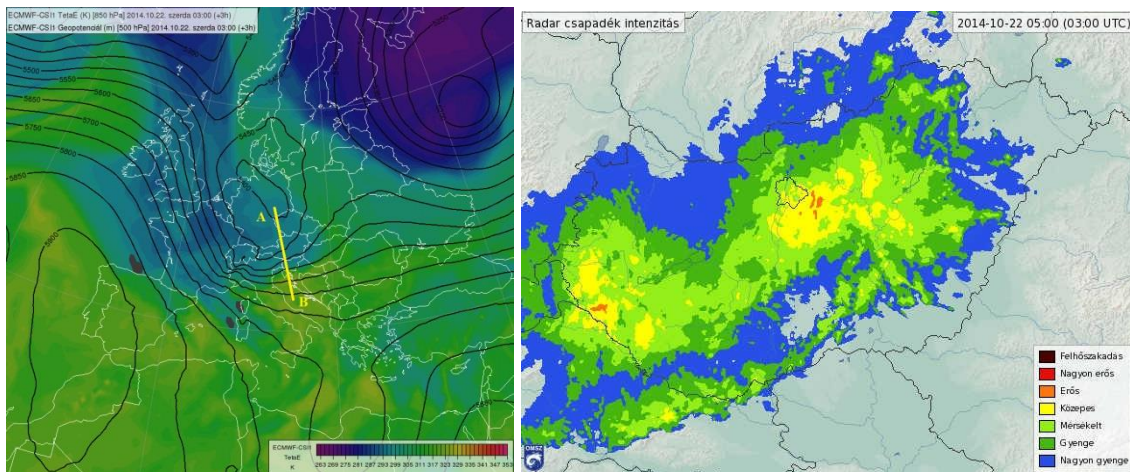


15. ábra: 500 hPa-os geopotenciál (m, fekete vonal) és 600 hPa-os EPV (K/s^3 , kék és piros) 2014. szeptember 12-én 12 UTC-kor (bal oldal); pseudo-ekvivalens potenciális hőmérséklet (K, zöld vonal), abszolút momentum (m/s, fekete vonal) és EPV (kék és piros színezés) vertikális keresztmetszete a 14. ábrán bemutatott Ny – K-i vonal mentén 2014. szeptember 12-én 12 UTC-kor. A szimmetrikus instabilitás lehetséges helyét piros nyíl jelöli. A könnyebb ábrázolhatóság miatt az EPV értékek 10^5 -szerese van megjelenítve. Magyarázat a szövegben.

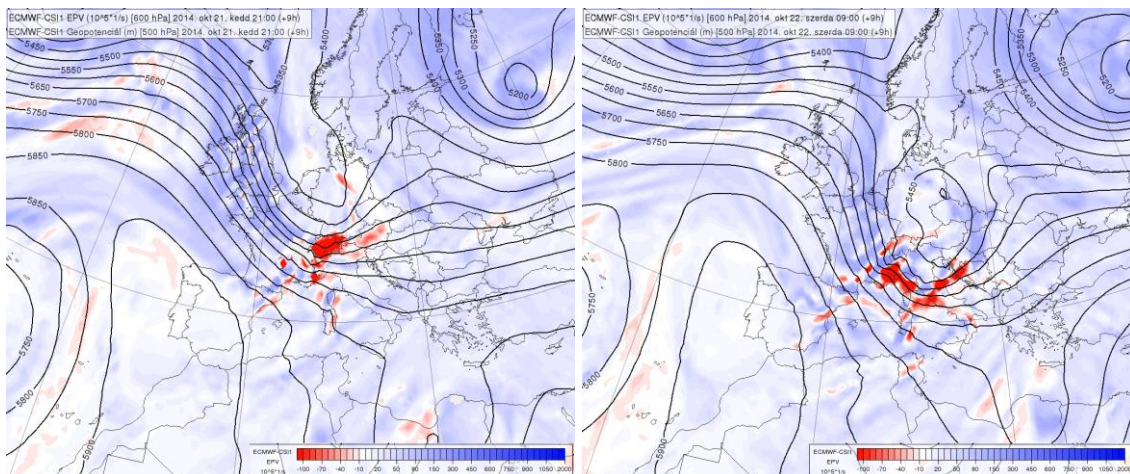
4.2.3. Ciklon, 2014. október 21.

Az október 21-én délután Magyarországot is elérő ciklon arról vált híressé, hogy még az Atlanti-óceán felett egyesült a Gonzalo nevű trópusi ciklonnal. 21-én, még a ciklon érkezése előtt egy Ny-K-i irányban hosszan elnyúló stacioner frontálzóna húzódott végig Európa nagy részén, keresztül Magyarországon. Ennek csapadékszónájából hazánkban is hullott eső (16. jobb oldali ábra), azonban itt nem voltak megfelelőek a körülmények a

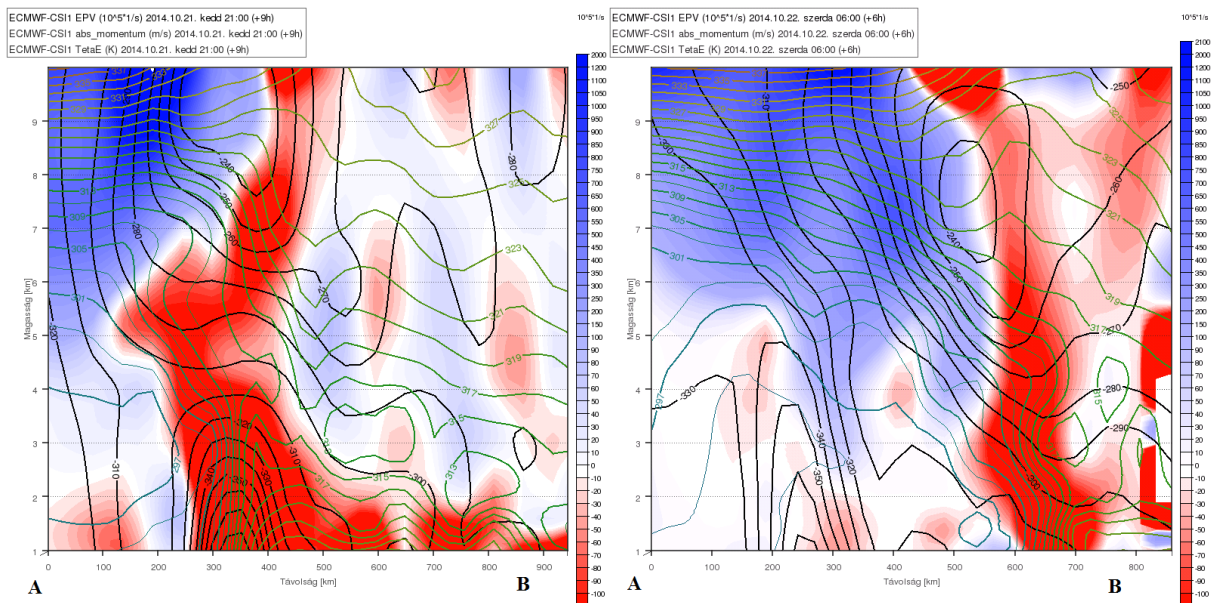
szimmetrikus instabilitás kialakulásához, elsősorban a labilis rétegződés miatt. A ciklonhoz tartozó gyorsan mozgó hidegfront október 22-én haladt keresztül Közép-Európán. A gyors mozgás és a jet stream miatt a front vezető éle meredek volt, és erős szelek léptek fel. Ezért Θ_e izovonalai a talajfront közelében meredeken emelkedtek, M_g vonalai pedig közel vízszintesek voltak (18. ábra). Bár egy adott időpontban a front mentén ideálisak a körülmények a CSI kialakulásához, azonban a gyors mozgás ezt feltehetőleg megakadályozta. Az erős konvergencia ugyanis elegendő kényszeremelést biztosíthatott konvektív rendszerek kialakulásához is, illetve a gyors áthelyeződés miatt az egyébként jellegzetesen 3 – 6 óra alatt felszabaduló szimmetrikus instabilitásnak feltehetőleg nem volt ehhez elegendő ideje.



16. ábra: 850 hPa-os pseudo-ekvivalens potenciális hőmérséklet (K) és 500 hPa-os geopotenciál (m) 2014. október 22-én 3 UTC-kor, valamint a vertikális keresztmetszet helye és irányítottága (sárga vonal és betűk) (bal oldal); Kompozit radarkép (csapadékintenzitás, mm/h) 2014. október 22-én 3 UTC-kor (jobb oldal). (Forrás: [2])



17. ábra: 500 hPa-os geopotenciál (m, fekete vonal) és 600 hPa-os EPV (K/s^3 , kék és piros) 2014. október 21-én 21 és október 22-én 9 UTC-kor. A negatív EPV területeket a fehér és piros színezés jelöli ki. A könnyebb ábrázolhatóság miatt az EPV értékek 10^5 -szerese van megjelenítve.



18. ábra: pszeudo-ekvivalens potenciális hőmérséklet (K, zöld vonal), abszolút momentum (m/s, fekete vonal) és EPV (K/s^3 , kék és piros színezés) vertikális keresztmetszete a 16. ábrán bemutatott É – D-i vonal mentén 2014. október 21-én 21 és október 22-én 9 UTC-kor. A könnyebb ábrázolhatóság miatt az EPV értékek 10^5 -szerese van megjelenítve. Magyarázat a szövegben.

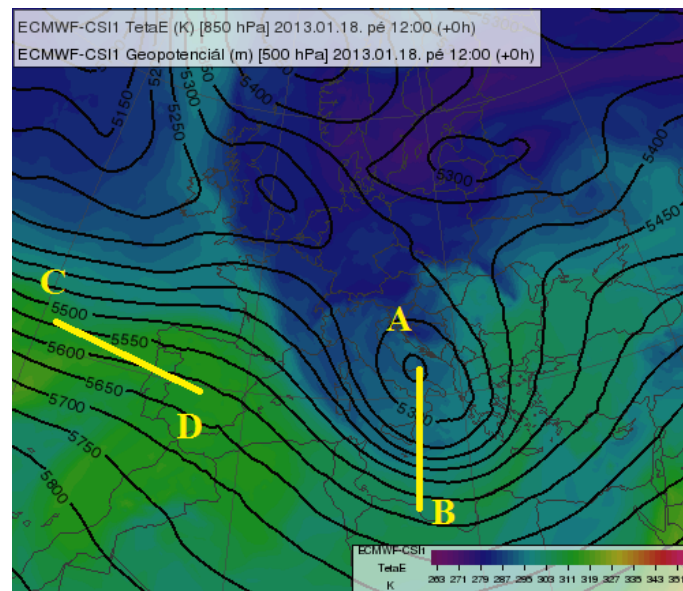
4.3. Téli félévi esetek

Az első, kisebb felbontású adatokkal végzett vizsgálatok során a vizsgált négy téli helyzet közül – annak ellenére, hogy a jelenséghez kedvező állapotok a téli félévben jellemzőbbek – csupán az emlékeztető 2014. december 1-jei ónos esős helyzet volt az, amikor jelentős szimmetrikusan instabil területeket találtunk. Ezzel az esettel a következő fejezetben részletesebben is foglalkozunk, a másik két esetet pedig csak röviden mutatjuk be.

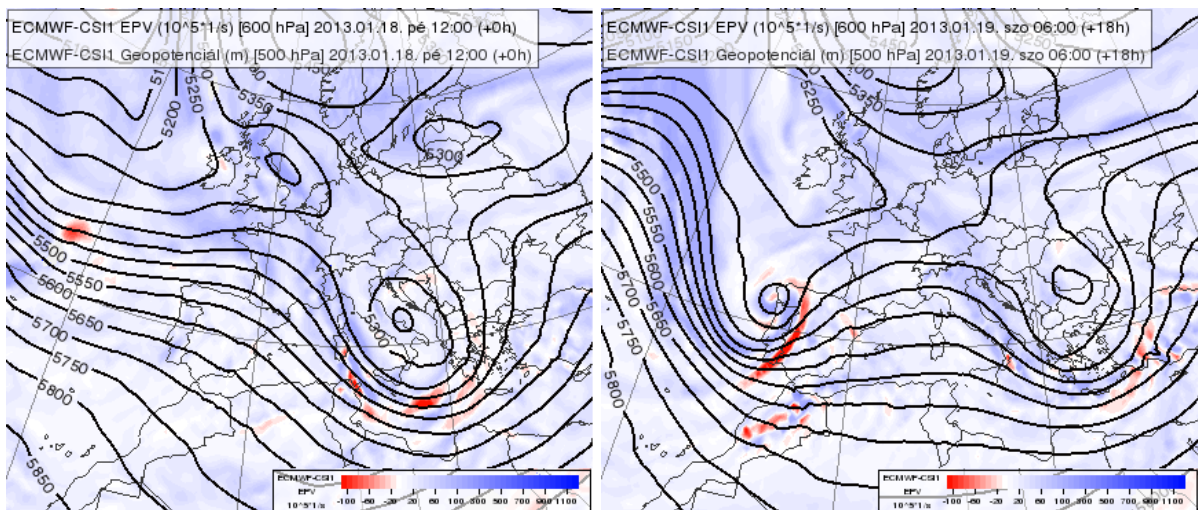
4.3.1. Mediterrán ciklon és atlanti ciklon, 2013. január 18.

Jelentős kiterjedésű hideg légtömeg áramlott Közép-Európába január közepén, mely intenzív ciklont hozott létre a mediterrán térségben. Hazánk főképp ennek hátoldalán helyezkedett el, jelentős mennyiségű csapadék nem hullott, viszont hófúvások alakultak ki. Az Atlanti-óceánon ugyanekkor egy stacioner frontálzónán gyorsan mozgó hullám alakult ki, mely intenzíven mélyült, és Portugália partjaihoz érve már érett ciklonná alakult. A ciklon később Magyarország időjárására is hatással volt. A 19. ábrán a Közép-Európa felett elhelyezkedő teknőt legmélyebb állapotában láthatjuk január 18-án 12 UTC-kor. Az észak-déli metszet ebben a helyzetben készült (21. bal oldali ábra). A nyugat-keleti metszet a január 19. 6 UTC-kor Portugália partjainál fennálló helyzetet mutatja (21. jobb oldali ábra). A mediterrán ciklonhoz kapcsolódva csak a Földközi-tenger térségében jelennek meg negatív EPV értékek. A hozzá tartozó vertikális metszeten látható, hogy alacsonyszinten a meleg

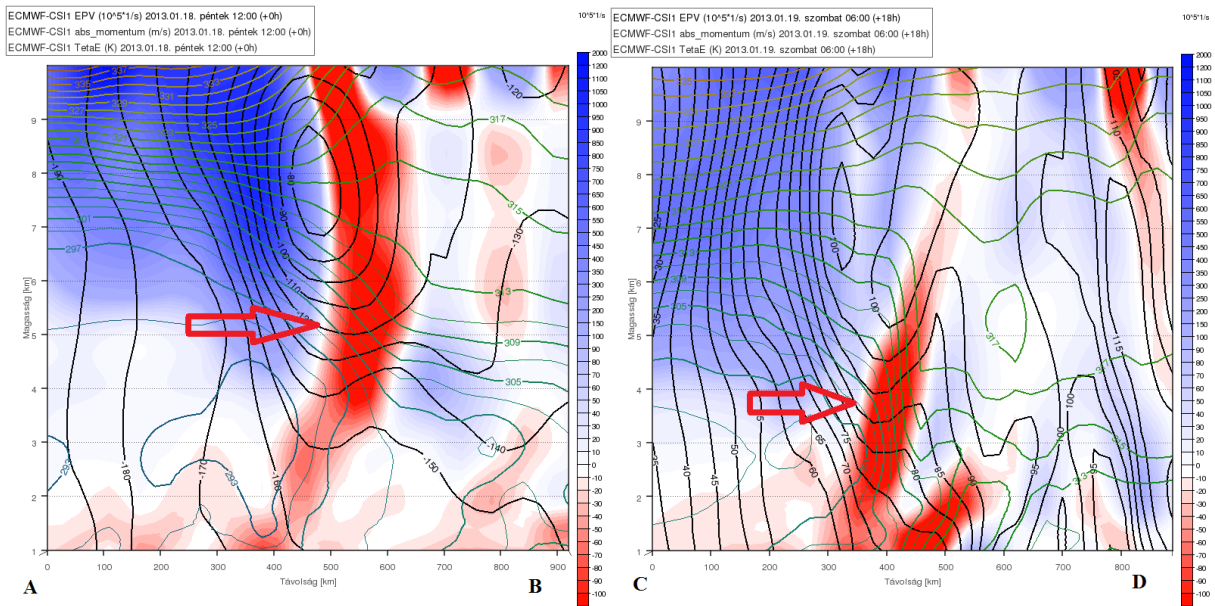
tengerfelszínből származó konvektív instabilitás volt a meghatározó, míg a magasszintű negatív EPV elsősorban a jet örvényességéből származhat, nem a megfelelő rétegződésből. Más a helyzet az Atlanti-partoknál képződő ciklon frontálzónájában. A front előtt alacsony szintű konvektív instabilitás figyelhető meg, míg a front legnagyobb gradiensű régiójában megfelelőek a feltételek a CSI kialakulásához a metszet alapján. A front mögött szimmetrikusan neutrális és stabil állapotot láthatunk.



19. ábra: 850 hPa-os pseudo-ekvivalens potenciális hőmérséklet (K) és 500 hPa-os geopotenciál (m) 2013. január 18-án 12 UTC-kor, valamint a vertikális keresztmetszetek helyei és irányítottáguk (sárga vonalak és betűk).



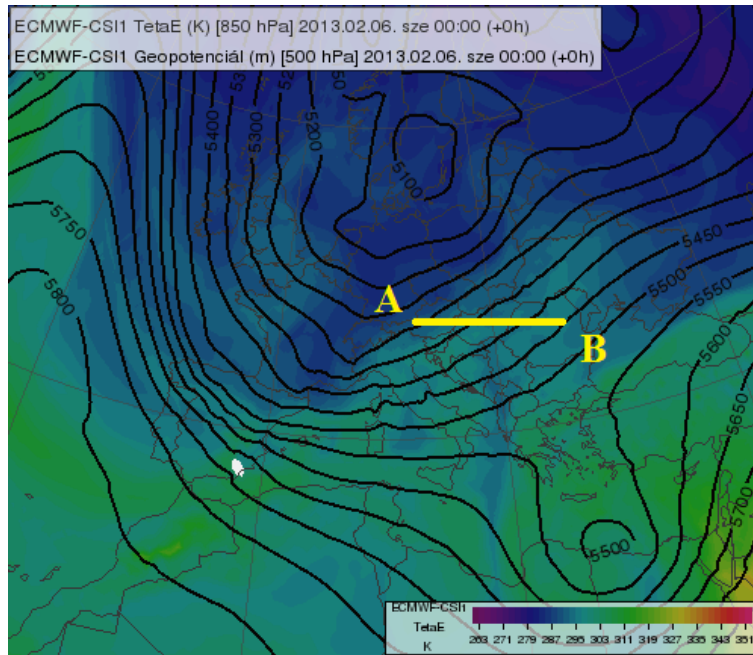
20. ábra: 500 hPa-os geopotenciál (m, fekete vonal) és 600 hPa-os EPV (K/s^3 , kék és piros) 2013. január 18-án 12 és január 19-én 6 UTC-kor. A negatív EPV területeket a fehér és piros színezés jelöli ki. A könnyebb ábrázolhatóság miatt az EPV értékek 10^5 -szerese van megjelenítve.



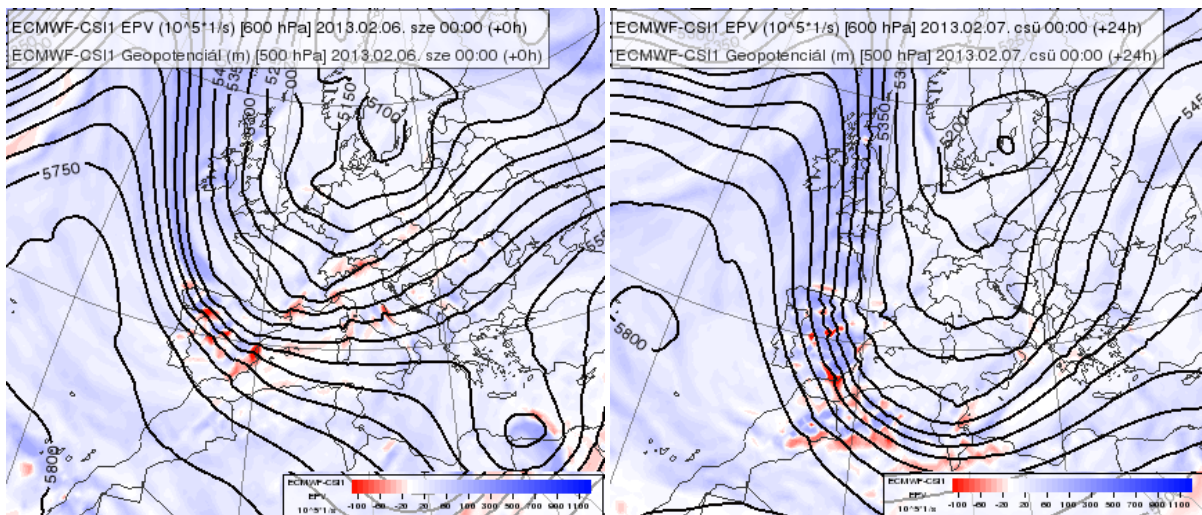
21. ábra: pszeudo-ekvivalens potenciális hőmérséklet (K, zöld vonal), abszolút momentum (m/s, fekete vonal) és EPV (K/s^3 , kék és piros színezés) vertikális keresztmetszete a 19. ábrán bemutatott É – D-i vonal mentén 2014. október 21-én 21 és október 22-én 9 UTC-kor. A szimmetrikus instabilitás lehetséges helyét piros nyíl jelöli. A könnyebb ábrázolhatóság miatt az EPV értékek 10^2 -szerese van megjelenítve. Magyarázat a szövegben.

4.3.2. Mediterrán ciklon, 2013. február 6.

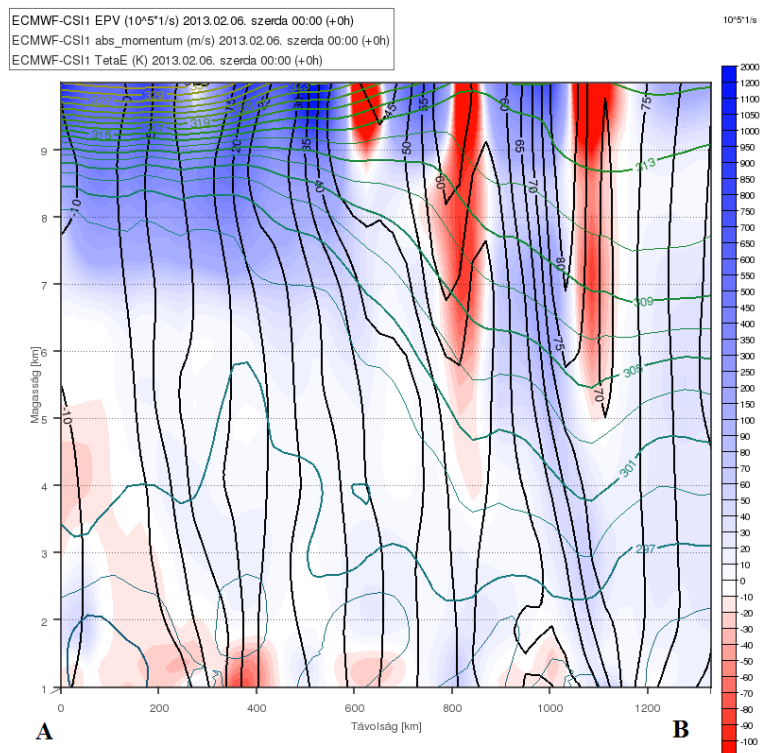
Egy mély teknő húzódott egész Nyugat-Európa felett (22. ábra), amelynek hullámzó hidegfrontja okozott a mediterrán térségben és hazánkban is esőt, havazást. A negatív EPV eloszlásában ebben az esetben nem láthatunk olyan határozott struktúrát, mint eddig a frontálzónák esetében, a konvektív instabilitás jelenléte miatt (23. ábra). A Magyarországot Ny-ról K-re keresztező metszeten (24. ábra) megjelenő negatív EPV régiók is csak a magassintű áramlás egyenetlenségeiből adódóan jelennek meg.



22. ábra: 850 hPa-os pseudo-ekvivalens potenciális hőmérséklet (K) és 500 hPa-os geopotenciál (m) 2013. február 6-án 0 UTC-kor, valamint a vertikális keresztmetszet helye és irányítottága (sárga vonal és betűk).



23. ábra: 500 hPa-os geopotenciál (m, fekete vonal) és 600 hPa-os EPV (K/s^3 , kék és piros) 2013. február 6-án 0 és február 7-én 0 UTC-kor. A negatív EPV területeket a fehér és piros színezés jelöli ki. A könnyebb ábrázolhatóság miatt az EPV értékek 10^5 -szerese van megjelenítve.



24. ábra: pszeudo-ekvivalens potenciális hőmérséklet (K, zöld vonal), abszolút momentum (m/s, fekete vonal) és EPV (K^3/s^3 , kék és piros színezés) vertikális keresztmetszete a 22. ábrán bemutatott Ny – K-i vonal mentén 2013. február 6-án 0 UTC-kor. A könnyebb ábrázolhatóság miatt az EPV értékek 10^5 -szerese van megjelenítve.

4.4. Nagyfelbontású eredmények

Ebben a fejezetben részletesen bemutatjuk a nagyfelbontású adatokból nyert eredményeket és azok összevetését megfigyelésekkel, illetve az AROME modellből nyert különböző vertikális metszetekkel.

4.4.1. Ónos eső, 2014. november 30 – december 2.

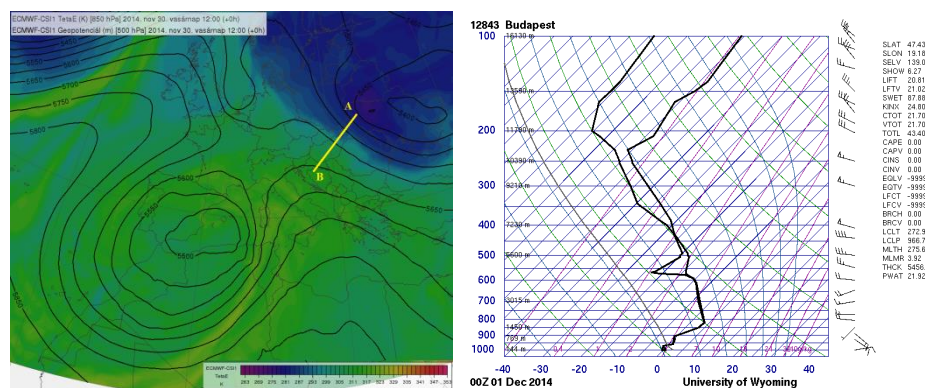
2014 ősz végén egy igen mély teknőhöz kapcsolódó ciklon melegfrontja jelentős mennyiségű csapadékot okozott ónos eső formájában elsősorban a középső országrészben. A ciklon előoldalán trópusi eredetű meleg nedves légtömegek érkeztek térségünkbe a magasban, míg alacsonyszinten a tőlünk ÉK-re elhelyezkedő anticiklon peremén hideg levegő szivárgott be, ezzel ideális körülményeket teremtve az ónos eső kialakulásához (25. ábra). A fákra rakódó vastag jégréteg a Budai-, Pilis-Visegrádi hegység, a Börzsöny és a Mátra magasabban fekvő részein okozott jelentős károkat a faállományban, ugyanis a jelentős többletsúly alatt a fák koronája jórészt letört, sok fa gyökerestül dőlt ki. Az előoldali helyzet, az erős melegfront, az egyirányú nyírás és a csapadék látványos sávos jellege (26. ábra) mind arra engedett következtetni, hogy a szimmetrikus instabilitásnak szerepe lehetett a csapadékképződésben.

Először a negatív EPV területeit kerestük a kisebb felbontású adatok alapján. Az így kapott eredményeket összevetettük a nagyfelbontású adatokkal. Ezt követően elkészítettük először a kisebb felbontású esetben a vertikális metszeteket, hogy lássuk, a negatív EPV szimmetrikusan instabil területekre utalt-e. A metszeteket ezután elkészítettük a nagyfelbontású adatokból is, mellyel lehetőség nyílt a módszer robusztusságának vizsgálatára, és a finomabb részletek megjelenítésére. Végül az esetlegesen kialakuló feláramlásokat, cirkulációkat és az azokat létrehozó folyamatokat az AROME modell származtatott mezőiből próbáltuk meghatározni.

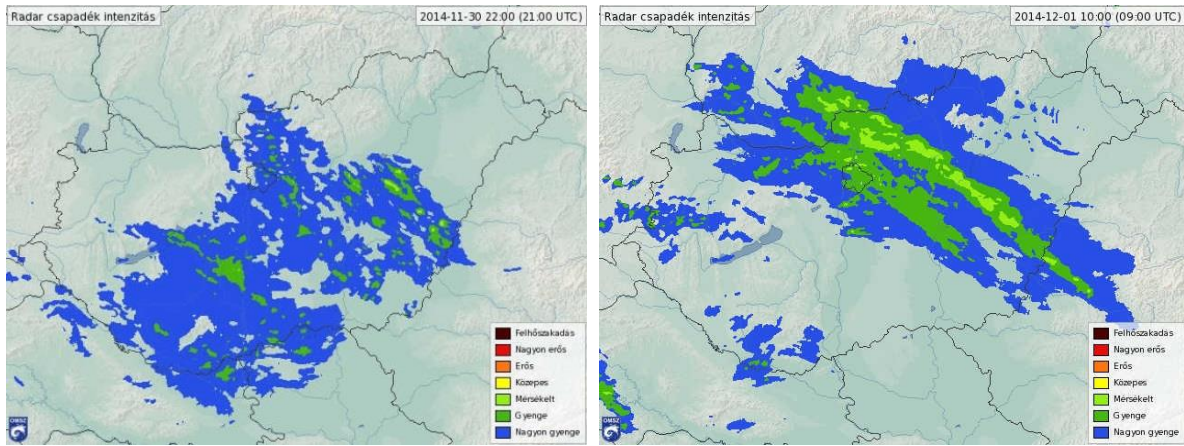
Főleg a melegfront áthaladásának kezdetén voltak alkalmasak a feltételek a CSI kialakulásához és felszabadulásához, ugyanis ekkor volt a legkevésbé labilis a légkör, ekkor volt a legnagyobb a horizontális hőmérsékleti gradiens, illetve a front haladási sebessége is visszafogott volt, mely lehetővé teheti, hogy a front mentén lassabb folyamatok is végbemenjenek. A nagyobb hőmérsékleti gradienshez kapcsolódva a jet stream is november 30-án este és december 1-én reggel volt jelen a magasban, kedvező nyírási körülményeket teremtve. A front vonulásával együtt, december 1-jén napközben és december 2-án a jet eltávolodott, és bár a légkör telítettebbé vált, a rétegződés főként alacsony szinteken az évszakhoz képest labilis lett.

A 600 hPa-os Θ_e mezők alapján látható, hogy mindkét vizsgált felbontás mellett november 30. éjjelén Magyarország területén közelítőleg a melegfront vonala mentén megjelentek negatív EPV értékek (27. ábra). Mindkét esetben hasonló struktúra rajzolódik ki, kisebb kiterjedésbeli eltérésekkel és némi intenzitásbeli különbséggel.

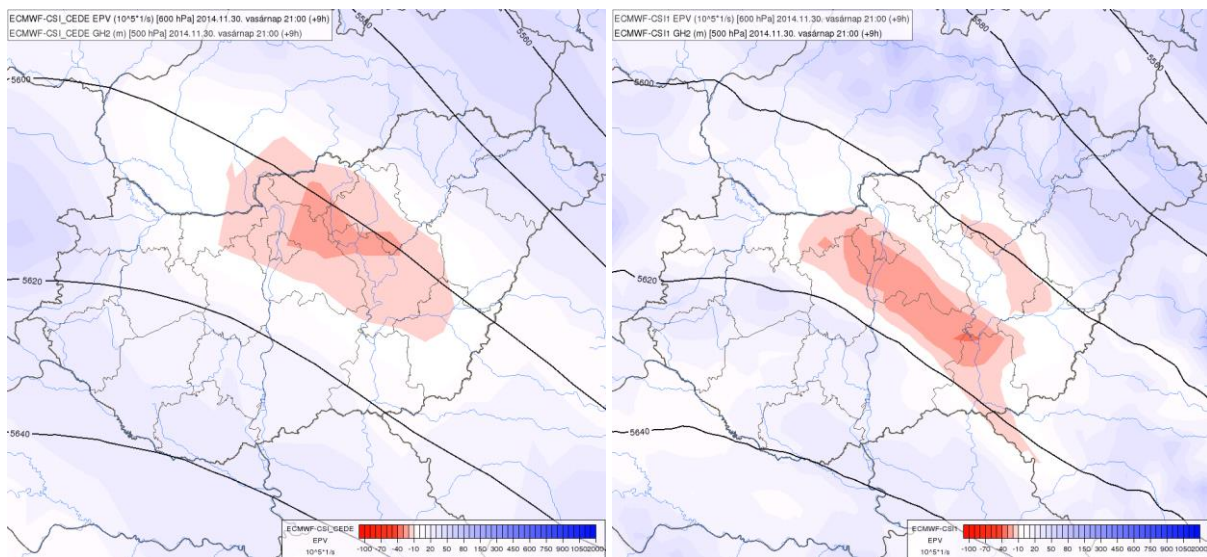
A szükséges vertikális keresztmetszeteket a melegfrontra merőlegesen, ÉK – DNy irányítottsággal készítettük el, hogy eldönthessük, a konvektív és szimmetrikus instabilitás milyen arányban lehetett felelős a csapadék kialakításában (28. ábra).



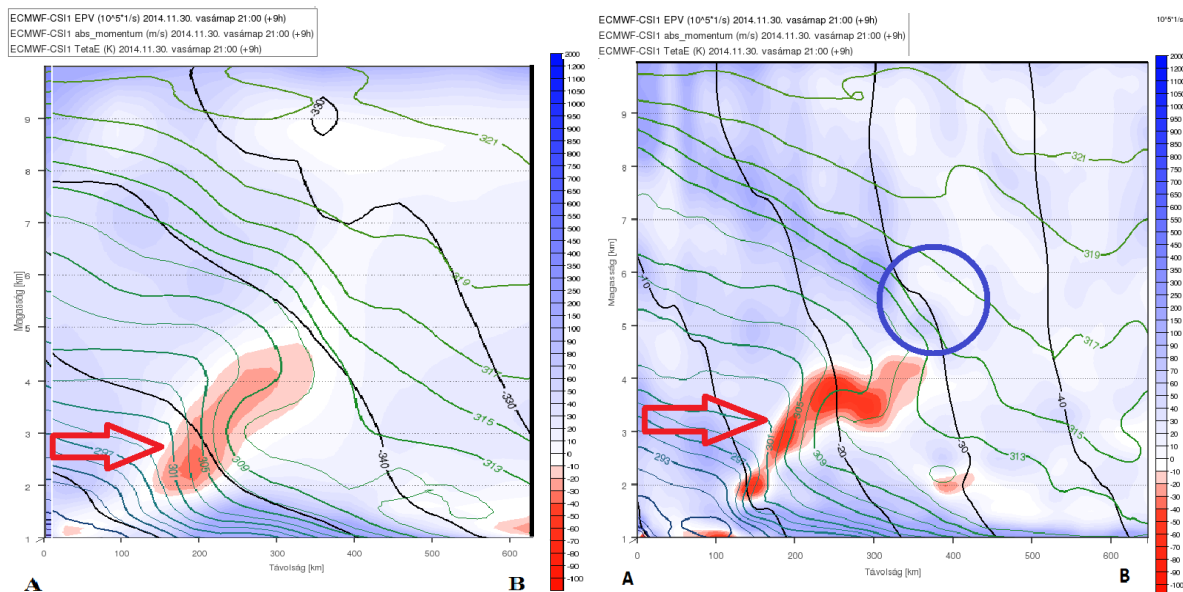
25. ábra: 850 hPa-os pszeudo-ekvivalens potenciális hőmérséklet (K) és 500 hPa-os geopotenciál (m) 2014. november 30-án 12 UTC-kor (bal); Budapesti rádiószondás felszállás eredménye december 1-jén 0 UTC-kor (jobb) (Forrás: [1]).



26. ábra: kompozit radarképek (csapadékintenzitás, mm/h) 2014. november 30-án 21UTC-kor (bal) és december 1-jén 9 UTC-kor (jobb). (Forrás: [2]).



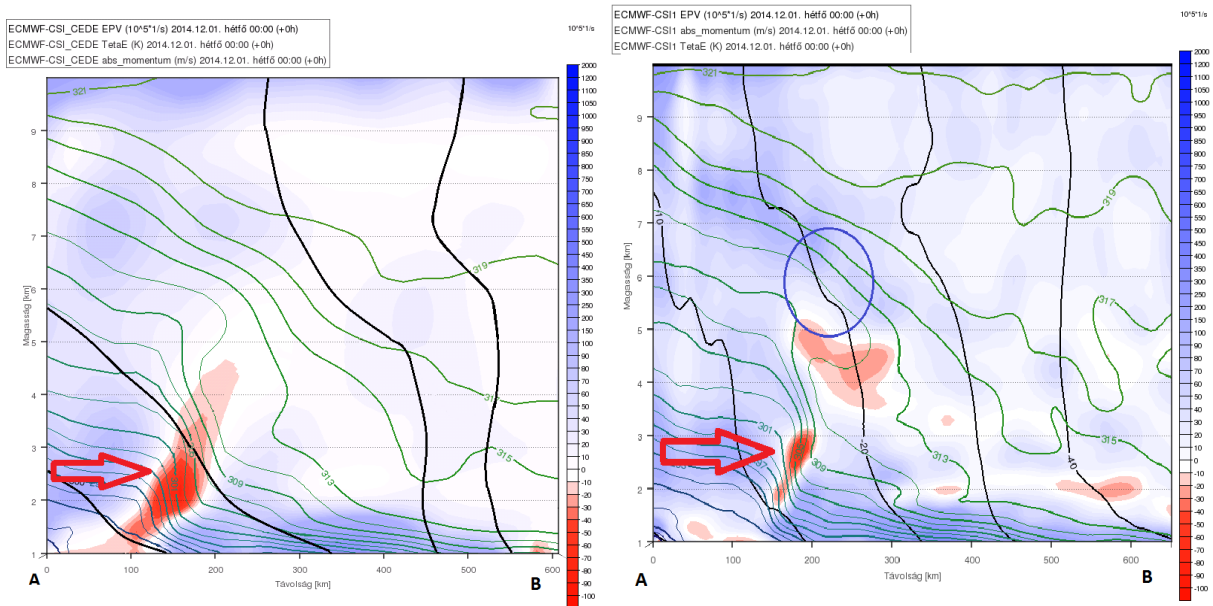
27. ábra: 600 hPa-os EPV (K/s^3 , kék és piros színezés) és 500 hPa-os geopotenciál (m, fekete vonalak) 2014. november 30-án 21 UTC-kor a kis (bal) és a nagyfelbontású (jobb) adatokból. A negatív EPV területeket a fehér és piros színezés jelöli ki. A könnyebb ábrázolhatóság miatt az EPV értékek 10^5 -szerese van megjelenítve.



28. ábra: pszeudo-ekvivalens potenciális hőmérséklet (K, zöld vonal), abszolút momentum (m/s, fekete vonal) és EPV (K/s^3 , kék és piros színezés) vertikális keresztmetszete a 25. ábrán bemutatott ÉK – DNy-i vonal mentén 2014. november 30-án 21 UTC-kor a kis (bal) és a nagyfelbontású (jobb) adatokból. A piros nyilak a CSI legvalószínűbb helyeit, a kék kör gyengén szimmetrikusan stabil területet jelöl. A könnyebb ábrázolhatóság miatt az EPV értékek 10^5 -szerese van megjelenítve.

A nagyobb felbontású metszeten láthatóan a frontálzóna mentén nagyobb feltételeken instabil területet lehet kimutatni, mint a kisebb felbontású esetben. Mindkét ábrán látható azonban a nagy hőmérsékleti gradiensű zónában olyan terület, ahol a Θ_e izovonalai nem hajlanak vissza, viszont negatív EPV van jelen (közelítőleg a 100. és 200. horizontális km és 2 és 4 km-es magasságok közt). Ez a kisebb felbontású esetben jelentősebb, mert ott a momentum vonalak nagyobb vertikális szélnyírást jeleznek. A piros árnyalatokkal látványosan elkülönülő területeken túl felhívjuk a figyelmet a fehérrel, halvány kézzel megjelenő régiókra is (elsősorban a jobb oldali ábrán kék körrel jelölt területre), ahol szintén jelen lehet CSI, illetve gyenge szimmetrikus stabilitás. Jelentőségük abban rejlik, hogy képesek a frontogenetikus cirkulációt módosítani, a felszálló ágat beszűkíteni, ezzel erősebb feláramlásokat létrehozni (Thorpe és Emanuel 1985). Erre a későbbiekben visszatérünk. Az ábra alapján elmondható, hogy a szimmetrikus instabilitás számára kedvező feltételek valóban kialakultak a melegfront mentén az alsó és közép magas légrétegekben. A magasabb szinteken látható konvektív instabilitás esetleg akkor szabadulhatott fel, ha azt alulról a CSI felszabadulása megindította. Ez a struktúra, a sávok és a rétegződés jellege a 2.2 fejezetben bemutatott leskálázó fejlődésre utal. A 29. ábrán a 3 órával későbbi helyzetről készült vertikális metszetek láthatók szintén mindkét felbontás esetében. A struktúra hasonló a 28. ábrán látottakhoz, azonban kevésbé

negatív EPV értékek jellemzőek, illetve a front mögött alacsonyszintű konvektív instabil rétegek jelennek meg.

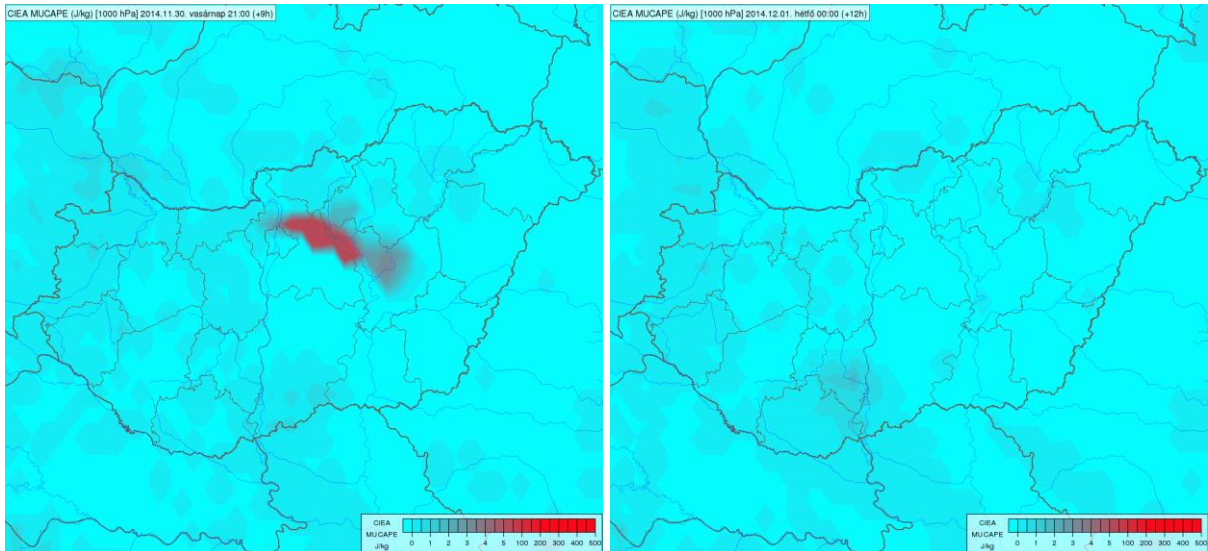


29. ábra: pszeudo-ekvivalens potenciális hőmérséklet (K, zöld vonal), abszolút momentum (m/s, fekete vonal) és EPV (K/s^3 , kék és piros színezés) vertikális keresztmetszete a 25. ábrán bemutatott ÉK – DNy-i vonal mentén 2014. december 1-jén 0 UTC-kor a kis (bal) és a nagyfelbontású (jobb) adatokból. A piros nyilak a CSI legvalószínűbb helyeit, a kék kör gyengén szimmetrikusan stabil területet jelöl. A könnyebb ábrázolhatóság miatt az EPV értékek 10^5 -szerese van megjelenítve.

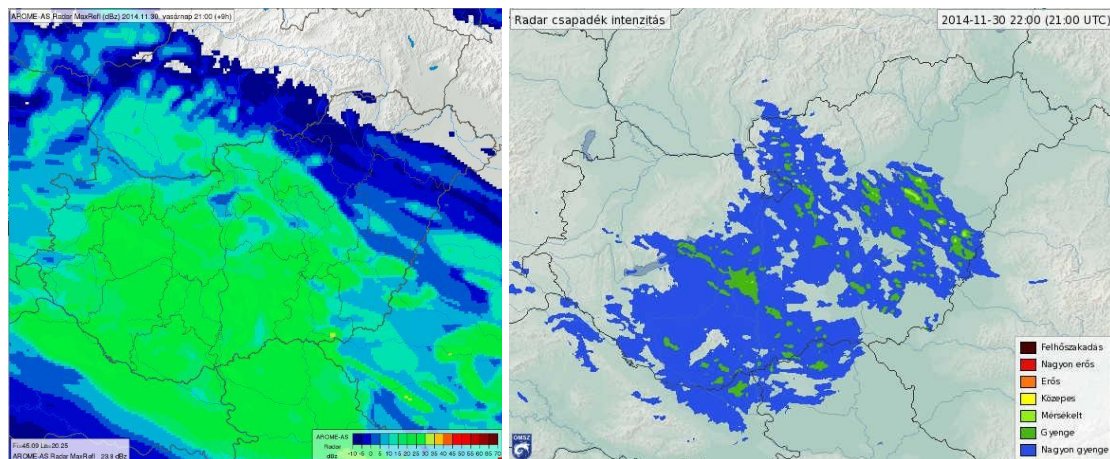
A front átvonulásának további szakaszaiban a konvektív instabilitás volt jellemző, melynek felszabadulását az évszakhoz képest markáns konvergens zónák és pozitív örvényesség advekción segíthette.

Láttuk, hogy a front környezetében kis területen fennálltak a CSI számára alkalmas feltételek, de azt nem lehet tudni, hogy fel is szabadult-e, illetve milyen mértékben vehetett részt a csapadékképződésben. További lehetőség, hogy a CSI hamar vagy korábban felszabadult, és erre csak a szimmetrikusan semleges területek utalnak, ahol a Θ_e és M_g izovonalai párhuzamosan futnak. A(z emelt) konvektív instabilitás jelenlétének ellenőrzésére a nagyfelbontású adatokból számított MUCAPE (Most Unstable CAPE) értékeit tekintettük, mely a talaj az 500 hPa-os szint között több magasságból indítja a légrézecsckét. Ahogy a 31. ábrán is látható, bár értéke november 30. 21 UTC-kor és december 1. 0 UTC-kor nem volt nulla, de a jellemzően 2-5, maximálisan 22 J/kg-os értékek elhanyagolhatóak a komolyabb feláramlások tekintetében. Ahhoz, hogy a CSI-hoz esetlegesen kötődő vertikális áramlásokat felderítsük, az AROME modell származtatott mezőiből készült vertikális metszeteket használtuk fel. A nem-hidrosztatikus modell 2,5 km-es horizontális felbontásának és 60

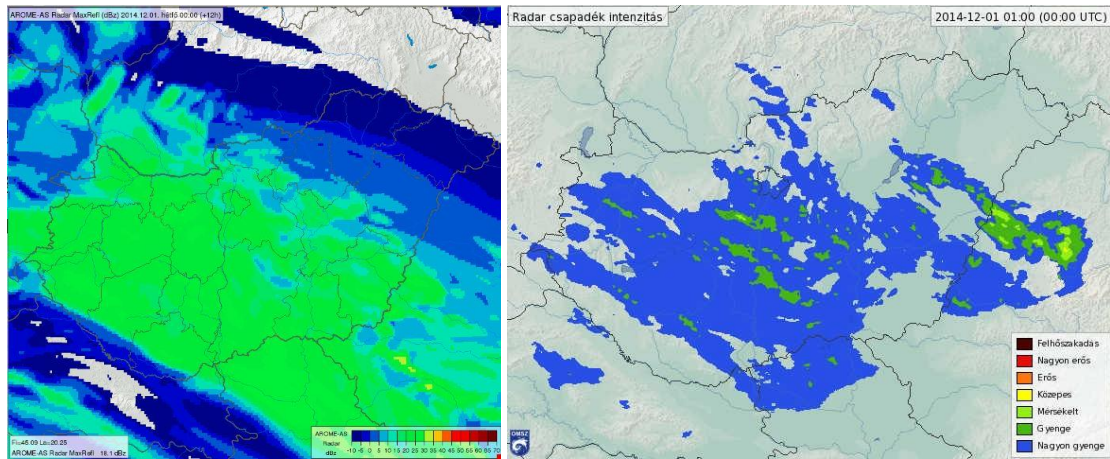
vertikális szintjének köszönhetően alkalmas a konvektív és más mezoskálájú jelenségek hű leírására (forrás: [3]), melyet az is mutat, hogy a vizsgált helyzetekben a csapadék struktúráját a modell az operatív futás során is igen jól jelezte előre, és ezért választottuk az összehasonlítás alapjaként.



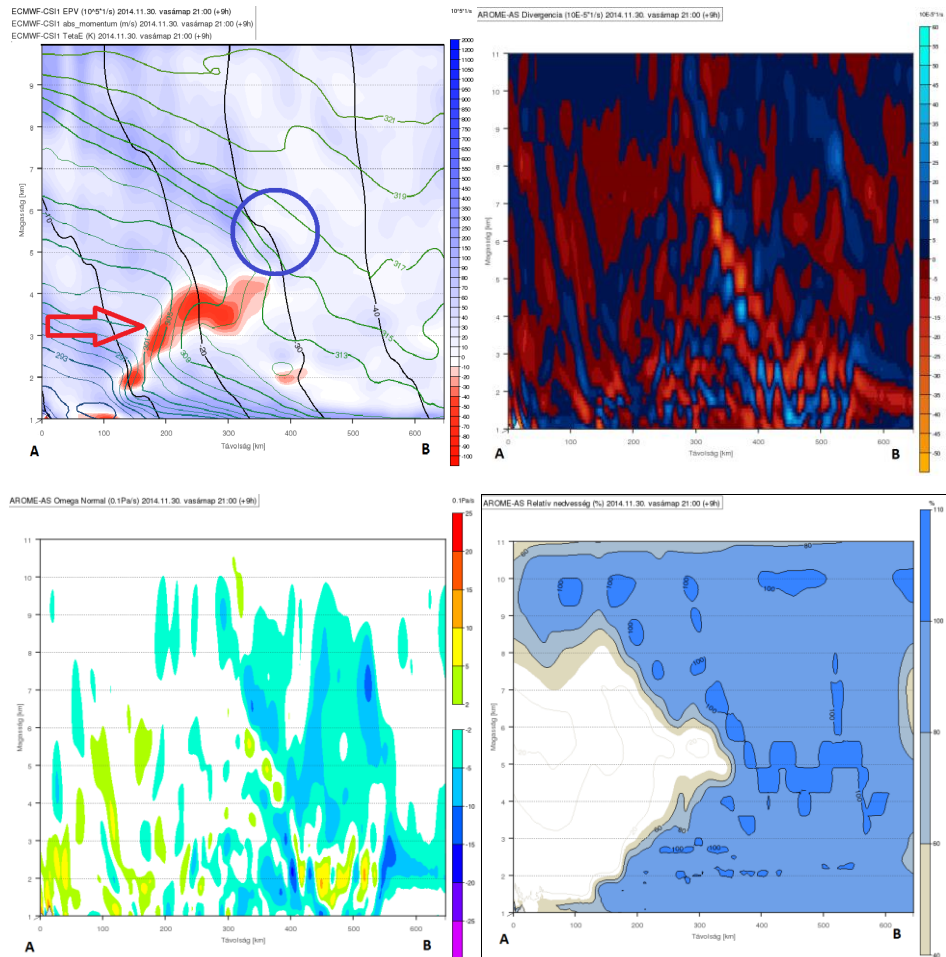
30. ábra: MUCAPE (J/kg) az ECMWF nagyfelbontású adatai alapján 2014. november 30-án 21 UTC-kor (bal) és december 1-jén 0 UTC-kor (jobb).



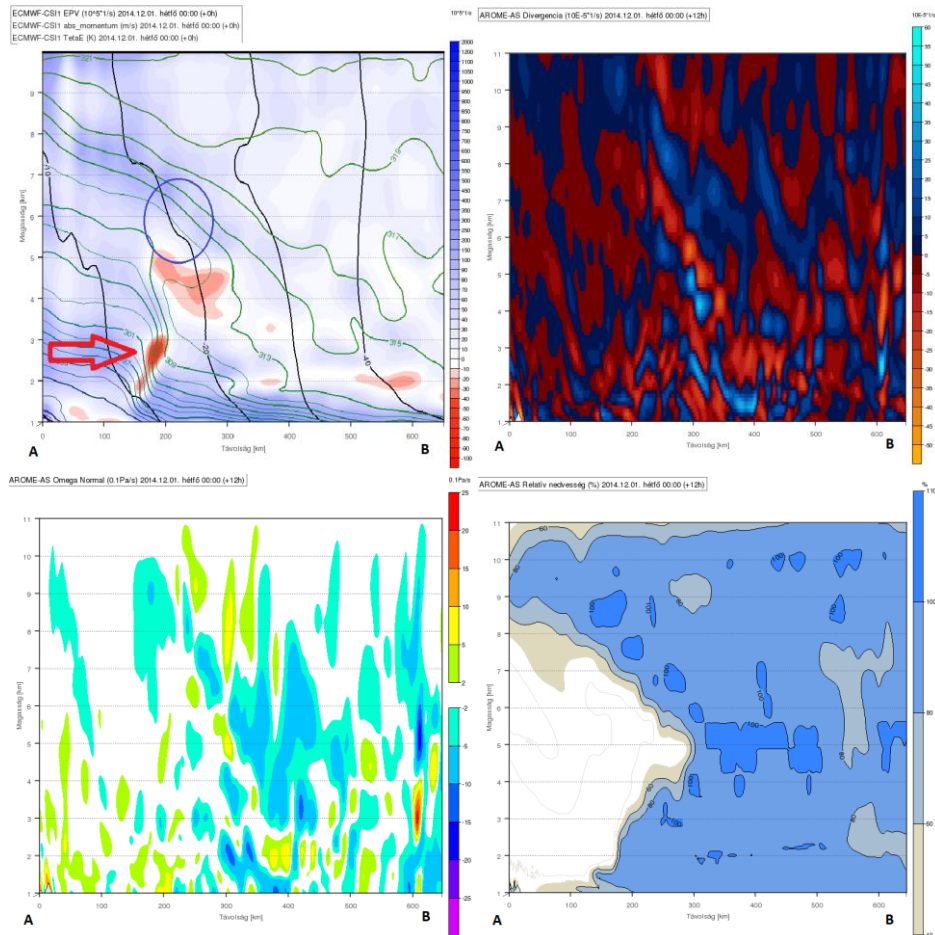
31. ábra: az AROME modell radar reflektivitás előrejelzése (bal) és mért reflektivitási értékek (csapadékintenzitás, mm/h) az OMSZ radarképén (jobb, forrás: [2]) 2014. november 30-án 21 UTC-kor.



32. ábra: az AROME modell radar reflektivitás előrejelzése (bal) és mért reflektivitási értékek (csapadékként, mm/h) az OMSZ radarképén (jobb, forrás: [2]) 2014. december 1-jén 0 UTC-kor.



33. ábra: Nagyfelbontású EPV (K/s^3 , bal felső, ECMWF), divergencia ($1/s$, jobb felső), ω (hPa/s, bal alsó) és relatív nedvesség (% , jobb alsó) keresztmetszetei az AROME modell alapján a 25. ábrán bemutatott ÉK – DNy-i vonal mentén 2014. november 30-án 21 UTC-kor.



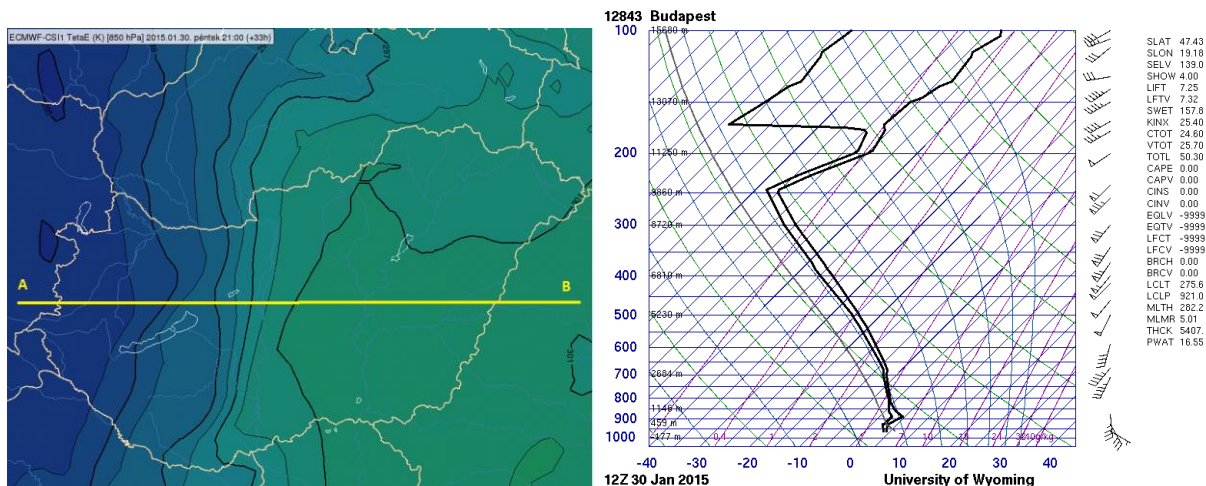
34 ábra: Nagyfelbontású EPV (K/s^3 , bal felső, ECMWF), divergencia ($1/s$, jobb felső), ω (hPa/s, bal alsó) és relatív nedvesség (% , jobb alsó) keresztmetszetei az AROME modell alapján a 25. ábrán bemutatott ÉK – DNy-i vonal mentén 2014. december 1-jén 0 UTC-kor.

A 31. és 32. ábrán az AROME által modellezett és a mért reflektivitási értékek láthatóak 2014. november 30. 21 UTC-kor és december 1. 0 UTC-kor. A modellben a fő csapadékszóna felülbecslése látható, míg annak vezető élénél (K-en) a valóságban, főleg a 0 UTC-s időpontban elkülönülten egy sáv alakult ki, mely a modellben ilyen határozottan nem látszik. A 33. és 34. ábrán egymás mellett láthatóak a nagyfelbontású ECMWF adatokból nyert EPV és az AROME modell feláramlással, konvergenciával és nedvességgel kapcsolatos vertikális keresztmetszetei 2014. november 30. 21 UTC-kor és december 1. 0 UTC-kor. A 33. ábrán piros nyíllal jelölt erősen negatív EPV régió a front felszín közeli zónájában alakult ki nagy horizontális hőmérsékleti gradiens mellett. Ez a terület közelítőleg egybeesik a 31. és 32. ábrákon a radarképeken megjelenő sávval. Az AROME metszeteken látható azonban, hogy bár gyengébb alacsonyszintű konvergencia és a hozzá tartozó feláramlás jelen van, de a relatív páratartalom metszete alapján a modellben nem állt rendelkezésre elég nedvesség felhőképződéshez.

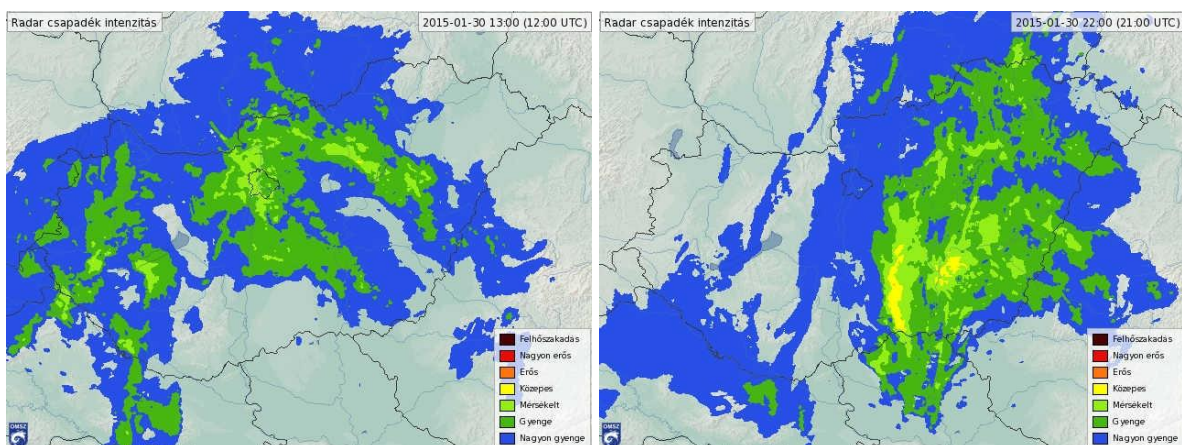
Más a helyzet az EPV metszetein kék körrel jelölt terület esetében. Ez a front középszinti részéhez, a fő felsiklási zónához tartozik. Itt ugyan nem jelentek meg erősen negatív EPV értékek, azonban a meredek Θ_e vonalak és a magassági áramlás miatti kis törés a momentum vonalakban nullához közeli, de legalábbis gyenge szimmetrikus stabilitást eredményeznek. A Sawyer-Eliassen egyenlet alapján frontálzónákban a szimmetrikus stabilitás mértéke, elsősorban a 3.4.-ik képletben bemutatott potenciális örvényességen keresztül, szabályozza a légkör, a feláramlások különböző kényszerekre adott válaszát. Kisebb stabilitás esetén a feláramlás keskenyebb, erősebb lesz, mint nagyobb esetén (Thorpe és Emanuel 1985). A kék körrel jelölt területen, és az alatt is a gyenge szimmetrikus stabilitás feltételei teljesülnek. A front ezen középszinti felsiklási zónájában az AROME modell metszetei alapján, főként a 21 UTC-s időpontban egy keskeny, de erős konvergens zóna és feláramlás figyelhető meg ezen a területen (0,5 – 1 Pa/s, hidrosztatikusan közelítőleg 0,05 – 0,1 m/s), melyhez közel 100%-os telítés is párosul. A 0 UTC-s időpontban is felismerhetők ezek a mintázatok, némileg azonban gyengülve. A front átvonulásának további szakaszaiban a konvektív instabilitás és a konvergencia, illetve a pozitív örvényesség advekciónak voltak a meghatározóak.

4.4.2. Hidegfront, 2015. január 30.

Egy egész Európán átívelő teknő előoldalán hullámzó hidegfront közelítette meg hazánkat január 30-án napközben (35. bal oldali ábra). A hidegfront a nap második felében vonult át. A nap során több hullámban érkeztek csapadéksávok, eleinte sztratifórm jelleggel (36. bal oldali ábra), majd sávosabb formában (36. jobb oldali ábra). Néhol jelentős mennyiségű csapadék hullott hó formájában. A rádiószondás felszállás alapján (36. jobb oldali ábra) a szélnyírási viszonyok, a nedvességi és hőmérsékleti profil alkalmasak voltak a CSI megjelenéséhez (egyirányú vertikális szélnyírás, vastag rétegekre kiterjedő telítés, stabil rétegződés). Jelentős konvektív instabilitás a 38. ábrán látható elhanyagolható MUCAPE értékek alapján nem volt a légkörben.

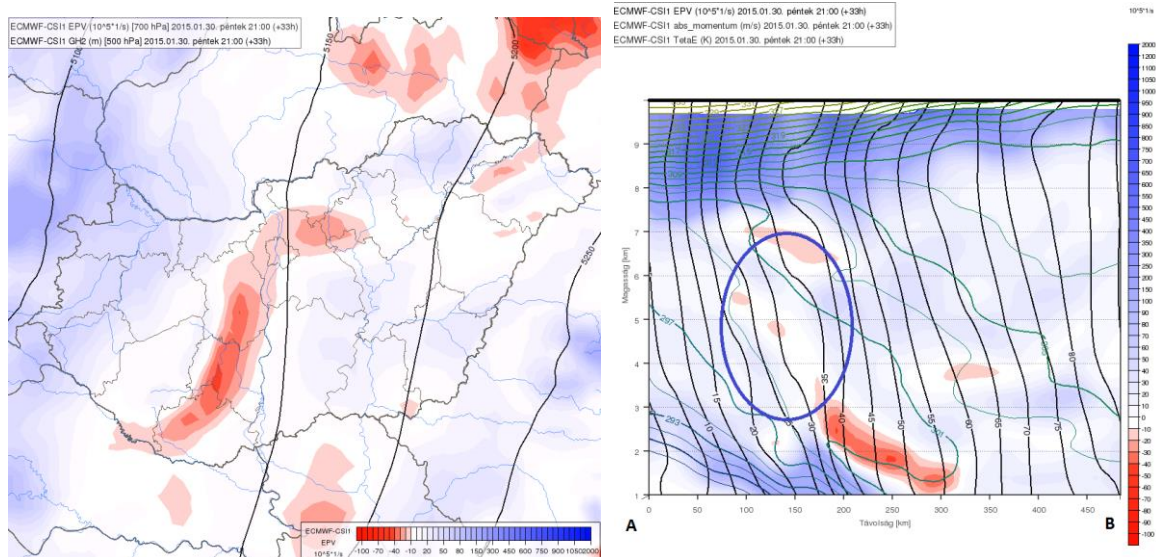


35. ábra: 850 hPa-os pszeudo-ekvivalens potenciális hőmérséklet (K) 2015. január 30-án 21 UTC-kor (bal); Budapesti rádiószondás felszállás eredménye január 30-án 12 UTC-kor (jobb) (Forrás: [1]).

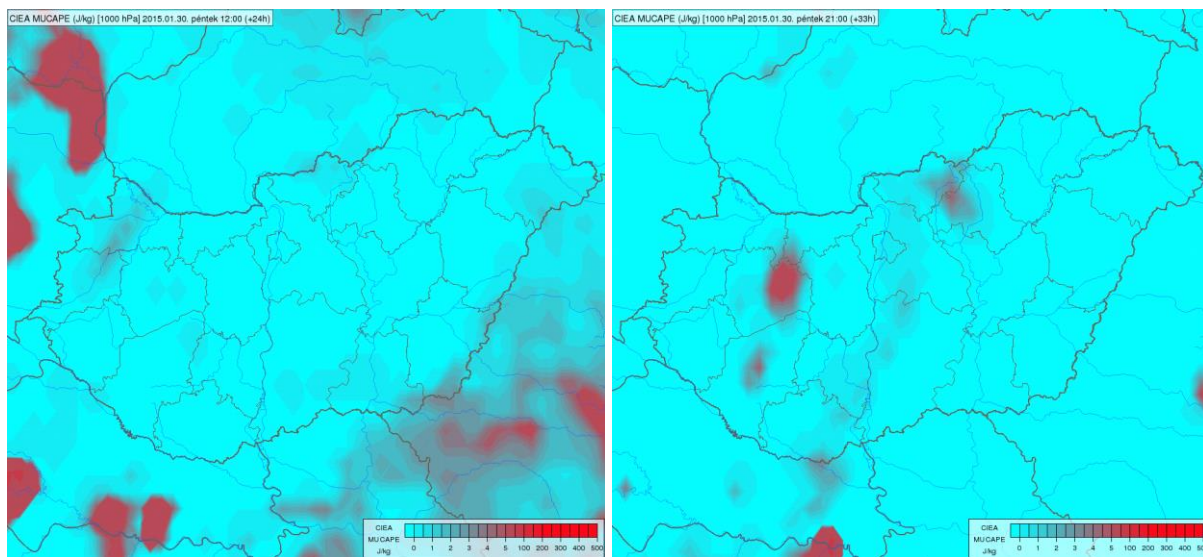


36. ábra: kompozit radarképek (csapadékintenzitás, mm/h) 2015. január 30-án 12 UTC-kor (bal) és 21 UTC-kor (jobb). (Forrás: [2]).

A 37. bal oldali ábrán az eddigiektől eltérően a 700 hPa-os EPV mezőt ábrázoltuk, mert ebben az esetben alacsonyabb szinten jelentek meg negatív értékek. Ahogy a 2014. decemberi esetről is láttuk, az erősen negatív értékek elsősorban konvektív instabil területeket jelölnek ki. Itt is felhívjuk azonban a figyelmet a halványpirossal, illetve fehérrel megjelenő zónákra. A 37. jobb oldali, a hidegfrontot keresztező vertikális metszeten kirajzolódik a front előterében az alacsonyszintű konvektív instabil régió, azonban magasabb szinteken is találhatóak gyengén instabil, illetve gyengén stabil területek (37. jobb oldali ábra, kék körrel jelzett terület).

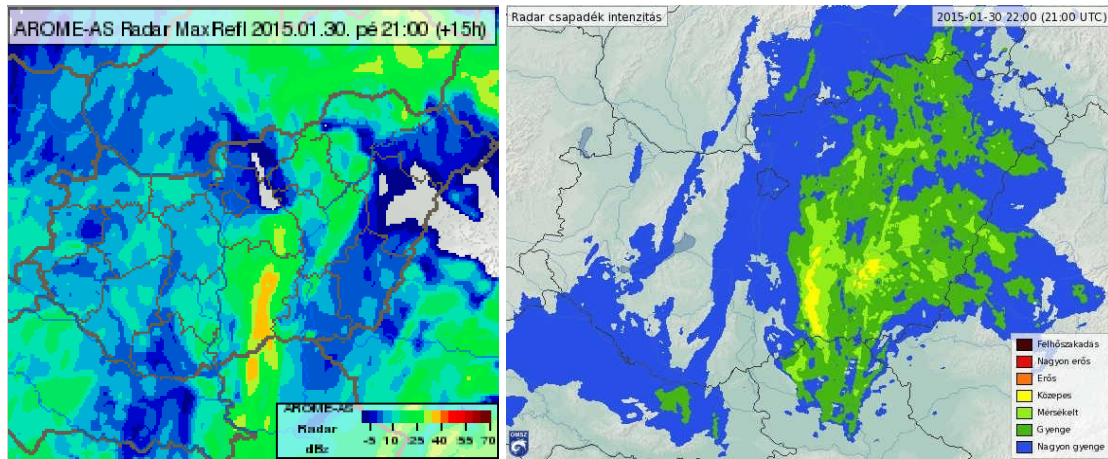


37. ábra: 700 hPa-os EPV (K/s^3 , kék és piros) és 500 hPa-os geopotenciál (m, bal), valamint a pszeudo-ekvivalens potenciális hőmérséklet (K, zöld vonal), abszolút momentum (m/s, fekete vonal) és EPV (K/s^3 , kék és piros színezés) vertikális keresztmetszete a 35. ábrán bemutatott Ny – K-i vonal mentén 2015. január 30-án 21 UTC-kor a nagyfelbontású adatokból (jobb). A kék kör gyengén szimmetrikusan stabil területet jelöl. A könnyebb ábrázolhatóság miatt az EPV értékek 10^2 -szerese van megjelenítve.

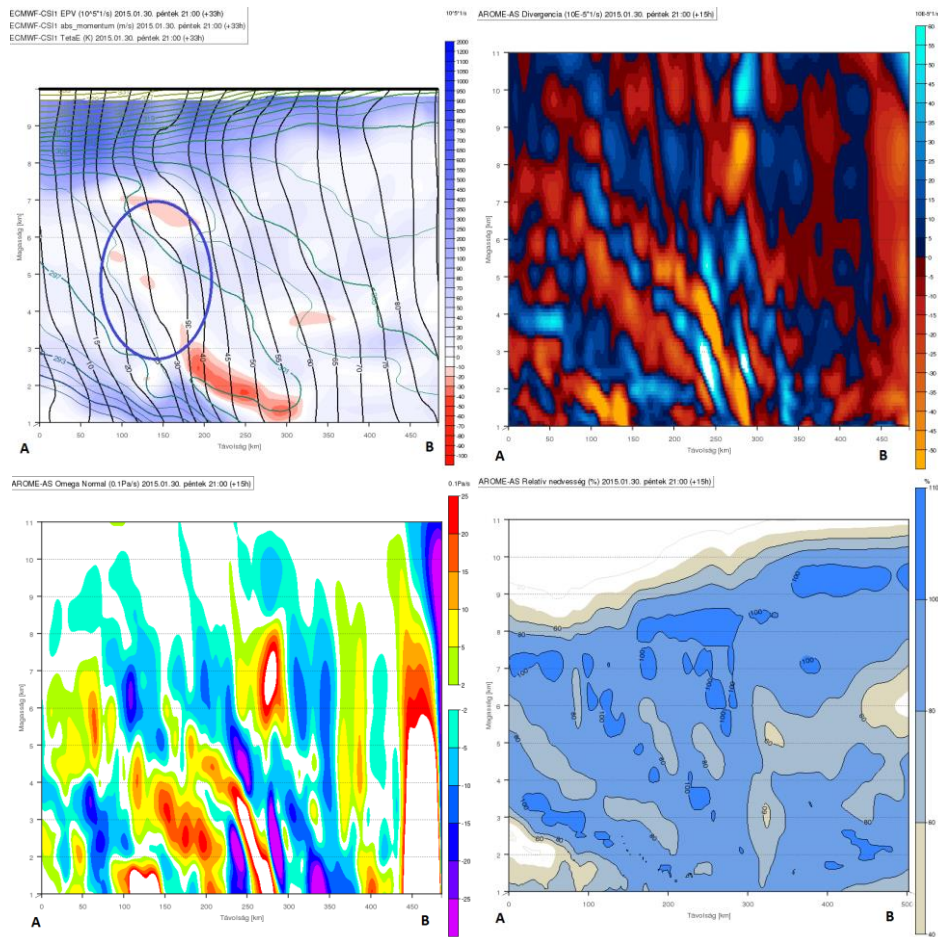


38. ábra: MUCAPE (J/kg) az ECMWF nagyfelbontású adatai alapján 2015. január 30-án 12 UTC-kor (bal) és 21 UTC-kor (jobb).

Ahogy korábban említettük, gyenge szimmetrikus stabilitás mellett is létrejöhetnek frontálzónák környezetében keskeny, megerősödő feláramlások, ezért az AROME modell vertikális metszeteit felhasználva ebben az esetben is vizsgáltuk a gyenge szimmetrikus (in)stabilitású területek és a feláramlások, konvergencia és relatív nedvesség kapcsolatát.



39. ábra: az AROME modell radar reflektivitás előrejelzése (bal) és mért reflektivitási értékek (csapadékként, mm/h) az OMSZ radarképén (jobb, forrás: [2]) 2015. január 30-án 21 UTC-kor.



40. ábra: Nagyfelbontású EPV (K/s^3 , bal felső, ECMWF), divergencia ($1/s$, jobb felső), ω (hPa/s, bal alsó) és relatív nedvesség (%), jobb alsó) keresztmetszetei az AROME modell alapján a 35. ábrán bemutatott Ny – K-i vonal mentén 2015. január 30-án 21 UTC-kor.

Az AROME mezőiből készült vertikális metszeteken két markáns jellegzetesség tűnik ki. Az egyik a front előterében, a konvektív instabil területhez tartozó konvergencia, erős

alacsonyszintű feláramlás (>3 Pa/s, hidrosztatikusan közelítőleg 0,3 m/s) és telítés által formált „csóva”. A másik, alakját tekintve nagyon hasonló elkülönülő sáv ezt követi (balról), viszont a gyenge szimmetrikus stabilitású zónában helyezkedik el. Ehhez gyengébb konvergencia, gyengébb emelt feláramlás (0,5 – 2 Pa/s, hidrosztatikusan közelítőleg 0,05 – 0,2 m/s) és kisebb relatív nedvesség párosul, és a valóságban nem tartozott ehhez a területhez csapadéksáv.

5. Következtetések

A kiválasztott esetek vizsgálata során három környezetben találtunk negatív EPV-t: konvektív instabil területeken, szimmetrikusan instabil területeken, illetve erősen negatív örvényességű régiókban, melyek magas szinteken a futóáramlások anticiklonális oldalán jelentek meg. A konvektív instabilitás többnyire alacsonyszinten volt jellemző, de főleg a téli esetekben megjelentek középszinteken is feltételesen instabil rétegek. A meleg évszakbeli esetek közül a szeptemberi „cut-off” ciklon esetén a magassági hideg beáramlásával kapcsolatban lépett fel, az Yvette ciklon esetében pedig a hidegfront előterében a konceptuális modellnek megfelelően jelent meg konvektív instabilitás. A hideg évszakbeli esetekben az előbb említett frontokhoz köthető emelt labilis rétegen túl főleg a meleg tengerfelszín feletti alsó légrétegekben volt kimutatható. Szimmetrikus instabilitást olyan nagy hőmérsékleti gradiensű frontálzónák esetében találtunk, ahol a magasban jet stream is társult hozzájuk, mely biztosította a szükséges szélnyírást és a negatív örvényességet az anticiklonális oldalon. A negatív EPV képződésének folyamata a mérsékelt övi ciklonokban a 2013. januári és a 2014. májusi esetek alapján jól egyezik a Cao és Cho (1995) által leírt folyamattal. A 4.2.2. és a 4.4.2. fejezetbeli esetekben a frontálzónákon keresztül készített metszeteken hasonló struktúra ismerhető fel Θ_e és M_g izovonalaiban, mint a 2. fejezet 6. ábráján bemutatott konceptuális modellben. Mindezek alapján a szimmetrikus instabilitás legvalószínűbb képződési területei az okklúziós front azon részei, amelyek felett jet stream fúj, illetve a frontálzónák felsiklási zónája, ahol a rétegződés még nem instabil a vertikális mozgásokra. A 4.2.2 és a 4.4.1. fejezetbeli esetekben a konvektív és szimmetrikus instabilitások egymástól elsősorban nem horizontálisan, hanem vertikálisan különülnek el. Ezen esetek alapján az egymás melletti horizontális megjelenés feltétele a nagy horizontális hőmérsékleti gradiens, míg az egymás melletti vertikális megjelenés a vertikális rétegződés anomáliáiból adódik, ezekben az esetekben a frontális jelleg miatt. A konvektív-szimmetrikus instabilitás (részletesebben a 2.2. fejezetben) időbeli fejlődése nehezen követhető, az egyes instabilitások

szerepe nehezen elkülöníthető, csupán a rétegződés jellegéből lehet a típusára következtetni. Az esettanulmányok alapján ez a fajta instabilitás gyakorinak látszik, összhangban szakirodalmi megállapításokkal (Schultz és Schumacher 1999).

A nagyfelbontású esettanulmányok vizsgálata során talált gyengén szimmetrikusan stabil területek jól egybeesnek az AROME modellben megjelenő keskeny feláramlási zónákkal. Mivel ezek frontok közelében helyezkednek el, illetve mivel a frontogenetikus cirkuláció és a szimmetrikus instabilitás által keltett feláramlások jellege nagyon hasonló, ezért ezek elkülönítése egy-egy eset során szinte lehetetlen, illetve esetleges együttes fellépésük miatt nem is feltétlenül fontos (Schultz és Schumacher 1999). Az említett esetekben gyaníthatóan, de nem igazolhatóan a gyenge szimmetrikus stabilitás a frontális másodlagos cirkuláció feláramlási csatornáját beszűkíthette, és ezzel erősebb, néhány 10 cm/s-os feláramlásokat hozhatott létre. Ennek kialakulásakor jelentős szerepe lehet a diabaticus folyamatoknak is (Thorpe és Emanuel 1985). Megnéztük a bemutatottakon túl az AROME potenciális és abszolút örvényesség metszeteit is. Ezen mezők igen zajosak voltak, bár a „csóva-szerű” struktúrák ezeken is megjelentek. Az AROME örvényességi paramétereiben már a szinoptikus skálájú folyamatok mellett más, mezoskálájú hatások is érvényesülhetnek, főleg lokálisan, például erős ageosztrofikus szélnyírások. A potenciális és relatív örvényesség szerepe a kisebb skálákon egyelőre nem tisztázott teljesen, és nem biztos, hogy ezek a hatások, anomáliák lényegesen kihatnak a szinoptikus skálájú folyamatokra, emiatt szükség van az ECMWF adatokból számolt, a nagytérségű folyamatokra utaló változókra, paraméterekre is. A légköri folyamatokat úgy érthetjük meg teljes egészében, ha ismerjük a nagyobb térségű hatásokat (triggereket), például a szimmetrikus instabilitást, illetve a lokálisakat is, például a gravitációs hullámokat, konvekciót, melyek erre ráakódnak (de nem feltétlenül fejtenek ki jelentős hatást).

A csapadékrendszerek struktúráját az AROME nagy pontossággal jelezte előre. Ebből arra következtethetünk, hogy ha megjelent szimmetrikus instabilitás vagy gyenge stabilitás, és az felszabadult vagy közvetve hozzájárult a csapadékképződéshez, akkor azt a modell képes lehetett leírni. Az említett esetekben nagy területeken nem volt kimutatható szimmetrikusan instabil terület, a gyenge stabilitás, illetve neutralitás azonban jellemzőbb volt. Ezekre a területekre a vertikális metszeten a párhuzamos Θ_e és M_g izovonalak jellemzőek. Ez az elrendeződés a szimmetrikusan semleges rétegződés jele, és mint minden instabilitás esetében, itt is az instabilitás felszabadulása utáni állapotnak felel meg. A különbség csupán az a konvektíven semleges rétegződéssel szemben, hogy a feláramlásokra a semleges állapot

is hatással lehet. Előfordulhatott tehát, hogy azért találtunk szimmetrikusan semleges területeket, mert az instabilitás már felszabadult. További lehetőség, hogy bármilyen módon is állt be a semleges rétegződés, az hozzájárulhatott a frontális feláramlások intenzívebbé válásához. Ezen következtetések ellenére fontos hangsúlyozni, hogy ezek a vizsgálatok csupán néhány esetre és néhány időpontra vonatkoznak, ezért általános megállapításokat nem lehet belőlük levonni.

Összefoglalás

Dolgozatomban a szimmetrikus instabilitás megjelenését vizsgáltuk a Kárpát-medence térségében különböző diagnosztikus eszközök segítségével. Először létrehoztunk ekvivalens potenciális örvényességi (EPV) mezőket, melyek utalnak a szimmetrikus instabilitás jelenlétére. Ezután azon területeken, ahol negatív EPV jelent meg, speciális vertikális keresztmetszetek segítségével próbáltuk megérteni az instabilitás dinamikai hátterét. Munkánk során 7 esetet vizsgáltunk: három meleg évszakbelit és négy hideg évszakbelit. Először kisebb, majd az elsődleges tanulságok levonása után nagyobb felbontású ECMWF adatokat használtunk fel, melyek eredményeit a nem-hidrosztatikus AROME modell származtatott mezőivel vetettük össze. A nagyobb felbontású eredményekben, elsősorban a több vertikális szintnek köszönhetően a kép árnyaltabbá vált, kisebb kiterjedésű szimmetrikusan instabil területet találtunk a konvektív instabilitás javára. Ennek ellenére a CSI megjelenésére utaló jegyek mindkét esetben felismerhetőek voltak.

A meleg évszakbeli esetekben olyan frontálzónákban találtunk szimmetrikus instabilitást, ahol erős vertikális szélnyírás is jelen volt. Ebben a félévben azonban vagy a konvektív instabilitással együttesen jelenik meg, vagy azzal egymáshoz térben nagyon közel. Megerősíthetjük azt a szakirodalmi megállapítást, miszerint a konvektív-szimmetrikus instabilitás gyakori jelenség lehet a légkörben.

Az általunk vizsgált téli esetekben a három mediterrán ciklon közül csak a 2014. december eleji helyzetben sikerült kimutatni szimmetrikus instabilitást, az igen erős melegfronthoz kapcsolódóan. Az AROME modell nagyfelbontású metszetei alapján erős sávós feláramlások elsősorban olyan területeken jelentek meg, ahol a szimmetrikus stabilitás gyenge

A 2015. január 30-án jelentős havazást okozó hidegfrontban is megjelentek negatív EPV értékek, főleg alacsonyszinten a front előterében konvektív instabil rétegződéshez kapcsolódóan. A legnagyobb hőmérsékleti gradiensű terület felett a magasban gyengén szimmetrikusan stabil rétegződés alakult ki a Θ_e izofelületeinek nagy meredeksége miatt, azonban jelentős vertikális szélnyírás hiányában nem alakult ki CSI. Ennek ellenére itt is kimutatható volt a környezeténél erősebb feláramlás. Mindkét nagyfelbontású adatokból nyert eredmény alapján elmondható, hogy az erős feláramlások a frontálzóna mentén, illetve a gyengén szimmetrikusan stabil területeken jelentek meg. Sajnos azonban ez alapján sem

dönthető el biztosan, hogy a megerősödő feláramlást a frontogenetikus cirkuláció módosulása hozta-e létre, vagy másmilyen kényszer játszott szerepet. Ennek eldöntéséhez szükség lehet a dolgozatbeli vizsgálatok nem-hidrosztatikus, néhány km-es felbontású modelleken való elvégzésére, a CSI és a CI egymáshoz viszonyított tér- és időbeli felszabadulásának, illetve a frontogenetikus cirkuláció alakulásának és szerepének ellenőrzésére.

További célok

Munkánk végső célja a jelenség hazai megjelenésének vizsgálatán túl olyan, a jelenséget kimutató vertikális keresztmetszetek és produktumok létrehozása volt, melyeket az operatív munkában is használni lehet. Bár mint említettük, az AROME modell sikeresen jelezte előre a csapadékrendszerek struktúrájának fejlődését, amennyiben az előrejelző nem látja világosan a nagy mennyiségű csapadék kialakulásáért felelős dinamikai okokat, lehet, hogy nem fogja elfogadni a modell előrejelzését. Ezek a produktumok segíthetnek a frontok mentén lejátszódó dinamikai folyamatok megértésében, és így a modell outputjainak sikeresebb értékelésében. A számos, a nagyfelbontású esettanulmányok készítése során felmerült probléma miatt azonban nem jutott idő a jelentősebb informatikai eszköztárral megvalósítható, a szükséges paramétereket dinamikusan kiszámító program létrehozására. Ezért amennyiben a későbbiekben lehetőség nyílik rá, ezt a hiányt szeretnénk mindenképp pótolni.

Köszönetnyilvánítás

Tisztelettel köszönöm mindenekelőtt Simon Andrénak a rengeteg segítséget, útmutatást, támogatást és időt, amivel a kezdetektől hozzásegített a dolgozat elkészítéséhez.

Köszönöm Dr. Tasnádi Péternek, hogy segítségemre volt az elmélet megértésében, és a dolgozat formai követelményekhez való igazításában.

Köszönöm Kohlmann Márknak a számos tanácsot, választ és az informatikai segítséget, melyekért bármikor fordulhattam hozzá.

Köszönöm az Országos Meteorológiai Szolgálatnak, hogy az adatokat és a számítógépes rendszert rendelkezésemre bocsátotta.

Köszönettel tartozom továbbá Urbán Balázsnak, hogy tanácsaival sokszor segített a programozásban.

Végül köszönöm családomnak, hogy biztos hátteret nyújtottak számomra a nyugodt munkához, illetve köszönöm mindenkinek, aki valamilyen módon hozzájárult a dolgozat elkészüléséhez.

Irodalomjegyzék

- Bennetts, D. A., B. J. Hoskins, 1979: Conditional symmetric instability – a possible explanation for frontal rainbands. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Vol. 105, 945–962.
- Bluestein, H. B., 1993: *Synoptic-Dynamic Meteorology in Midlatitudes: Vol. II: Observations and Theory of Weather Systems*
- Cao, Z., H-R. Cho, 1995: Generation of Moist Potential Vorticity in Extratropical Cyclones. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 52, 3263–3281.
- Emanuel, K. A., 1983: The Lagrangian parcel dynamics of moist symmetric stability. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 40, 2368–2376.
- Emanuel, K. A., 1984: Frontal Circulations in the Presence of Small Moist Symmetric Stability. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 42, 1062–1071.
- Evans, M., M. L. Jurewicz Sr., 2009: Correlations between Analyses and Forecasts of Banded Heavy Snow Ingredients and Observed Snowfall. *Notes and Correspondence*, Vol. 24, 337–350.
- Gray, S. L., A. J. Thorpe, 2000: Parcel Theory in Three Dimensions and the Calculation of SCAPE. *Monthly Weather Review*, Vol. 129, 1656–1672.
- Krennert, T., A. Jann, 2007: Deep moist convection at upper tropospheric moisture gradients – a possible involvement of moist symmetric instabilities. 4th European Conference on Severe Storms, 10 - 14 September 2007 – Trieste, Italy
- Marquet, P., 2014: On the definition of a moist-air potential vorticity. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Vol. 140, 917–929.
- Markowski, P., Y. Richardson, 2010: *Mesoscale Meteorology in Midlatitudes*
- Martin, J. E., J. D. Locatelli, P. V. Hobbs, 1992: Organization and Structure of Clouds and Precipitation on the Mid-Atlantic Coast of the United States. Part V: The Role of an Upper-Level Front in the Generation of a Rainband. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 49, 1294–1303.
- Martinez-Alvarado, O., S. Gray, és L. Baker, 2008: Conditional symmetric instability and the development of sting jets. *European Meteorological Society Annual Meeting*, 29 September – 03 October 2008 – Amsterdam, The Netherlands

- McCann, D. W., 1995: Three-dimensional Computations of Equivalent Potential Vorticity. *Weather and Forecasting*, Vol. 10, 798–802.
- Moore, J. T., 2003: A Conceptual Model for Banded Heavy Snow. WFO St. Louis Winter Weather Workshop.
- Moore, J. T., 2004: The Effect of Stability on Frontogenetical Circulations. COMET-MSU Winter Weather Course.
- Moore, J. T., T. E. Lambert, 1993: The use of Equivalent Potential Vorticity to Diagnose Regions of Conditional Symmetric Instability. *Weather and Forecasting*, Vol. 8, 301–308.
- Novak, R. D., L. F. Bosart, D. Keyser, J. S. Waldstreicher, 2004: An Observational Study of Cold Season–Banded Precipitation in Northeast U.S. Cyclones. *Weather and Forecasting*, Vol. 19, 993–1010.
- Persson, A., 2011: User guide to ECMWF forecast products. *Meteorological Bulletin M3.2*, ECMWF, 127.
- Reuter, G. W., M. K. Yau, 1989: Observations of Slantwise Convective Instability in Winter Cyclones. *Monthly Weather Review*, Vol. 118, 447–458.
- Sanders, F., 1986: Frontogenesis and Symmetric Stability in a Major New England Snowstorm. *Monthly Weather Review*, Vol. 114, 1847–1862.
- Schulz, D. M., P. N. Schumacher, 1999: The Use and Misuse of Conditional Symmetric Instability. *Monthly Weather Review*, Vol. 127, 2709–2732.
- Schumacher, R. S., D. M. Schultz, J. A. Knox, 2010: Convective Snowbands Downstream of the Rocky Mountains in an Environment with Conditional, Dry Symmetric, and Inertial Instabilities. *Monthly Weather Review*, Vol. 138, 4416–4438.
- Thorpe, A. J., K. A. Emanuel, 1985: Frontogenesis in the Presence of Small Stability to Slantwise Convection. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 42, 1809–1824.
- Xu, Q., J. H. E. Clark, 1985: The Nature of Symmetric Instability and Its Similarity to Convective and Inertial Instability. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 42, 2880–2883.

Internetes hivatkozások:

[1]: <http://weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html>

[2]: <http://static.metnet.hu/pic/radar/get.php>

[3]: <http://www.met.hu/omsz/tevekenysegek/idojarasmodellezes/modellek/>