VI. A vertikális mozgásokat kísérő adiabatikus változások

Ebben a fejezetben a vertikálisan elmozduló légrész útját követjük. Csak lassú, kvázisztatikus folyamatokkal foglalkozunk. A légkör nagy térségű folyamataiban a tapasztalat szerint ilyen mozgások dominálnak. Az elmozdulások lassúsága miatt feltételezzük, s a légkörben ez jó közelítéssel teljesül, hogy az elmozduló légrész (légtest) nyomása (p') megegyezik a környezetével (p). (A továbbiakban az elmozduló légrész állapothatározóit vesszős mennyiségekkel jelöljük.) Teljesül továbbá, hogy

$$\frac{\mathrm{d}\,p'}{\mathrm{d}\,z}=\frac{\partial p}{\partial z}\,.$$

A hőmérséklet-kiegyenlítődési folyamatok azonban sokkal lassúbbak, mint a légrész elmozdulása, ezért az elmozduló légrész hőmérséklete és sűrűsége eltérhet a környezetéétől.

VI.1. A száraz és a telítetlen nedves levegő vertikális mozgása, a száraz adiabatikus gradiens

VI.1.1. A száraz levegő emelkedése

Vizsgáljuk meg a hidrosztatikus légkörben száraz adiabatikusan elmozduló légrész állapotváltozását. Tegyük fel továbbá, hogy az elmozduló légrész és környezete között nincs keveredés, és a mozgások, mint már említettük, kvázisztatikusak. (Az időbeli változások folyamata, sebessége most érdektelen számunkra.)

Az adiabata egyenletének

$$pT^{-k}=const$$

alakjából kiindulva az elmozduló légrész hőmérsékletváltozása a nyomás függvényében:

$$\frac{\mathrm{d}\,T'}{\mathrm{d}\,p'}=\frac{R_d}{c_{pd}}\frac{T'}{p'}\,.$$

A légrész hidrosztatikus légkörben, emelkedik és nyomása mindig megegyezik a környezet nyomásával, azaz

$$\frac{\mathrm{d}\,p'}{\mathrm{d}\,z}=\frac{\partial p}{\partial z}=-\rho g=-g\frac{p}{R_d T}\,.$$

Így az adiabatikusan emelkedő részecske hőmérséklet- és nyomásváltozása közötti

$$\mathrm{d}\,T'=-\frac{R_d}{c_{pd}}\frac{T'}{p'}\mathrm{d}\,p'$$

összefüggésben a változások között a magasság megváltozása is kapcsolatot létesít:

$$\mathrm{d}\,T'=-\frac{g}{c_{pd}}\frac{T'}{T}\frac{p}{p'}dz=-\frac{g}{c_{pd}}\frac{T'}{T}\mathrm{d}\,z\,.$$

Ebből az összefüggésből az emelkedő levegő hőmérsékleti gradiensére

$$\frac{\mathrm{d}T'}{\mathrm{d}z} = -\frac{g}{c_{pd}}\frac{T'}{T}$$

adódik. Mivel a környező levegő és az emelkedő légrész hőmérséklete általában csak csekély mértékben térhet el egymástól, $\frac{T'}{T} \approx 1$, így a száraz levegő emelkedése során a hőmérsékleti gradiens jó közelítéssel megegyezik a száraz adiabatikus hőmérsékleti gradienssel:

$$\left|\frac{\mathrm{d}T'}{\mathrm{d}z}\right| = \gamma_{da} = \frac{g}{c_{pd}} = 0{,}973\frac{\mathrm{K}}{100\ \mathrm{m}}.$$

Pontos egyezés természetesen csak adiabatikus rétegződésű levegőben van.

VI.1.2. *A telítetlen nedves levegő emelkedése*

A telítetlen nedves levegő a száraz levegőhöz hasonló egyenletekkel írható le, csak a száraz levegő specifikus gázállandóját és a fajhőit kell kicserélni a megfelelő levegő-vízgőz keverék adataira. Ennek megfelelően az adiabata egyenletéből

$$\frac{\mathrm{d}T'}{\mathrm{d}p'} = \frac{R_{dm}}{c_{pm}}\frac{T'}{p'}$$

és

$$\frac{\mathrm{d}T'}{\mathrm{d}z} = -\frac{g}{c_{pm}}\frac{T'}{T}$$

Mivel még a túltelített levegő páratartalma is csak nagyon kicsiny (maximum 1-2%) lehet, alkalmazhatjuk a

$$\gamma_{da} = \frac{g}{c_{pd}} \approx \frac{g}{c_{pm}}$$

közelítést. Ezzel

$$\frac{\mathrm{d}T'}{\mathrm{d}z} = -\gamma_{da}\frac{T'}{T}$$

Felhasználva továbbá a most is érvényes $\frac{T'}{T} \approx 1$ közelítést is, azt kapjuk, hogy az adiabatikusan emelkedő légtest hőmérsékleti gradiense száraz és telítetlen nedves levegő esetén is jól közelíthető a

$$\frac{\mathrm{d}T'}{\mathrm{d}z} = -\gamma_{da} \equiv \Gamma_d$$

összefüggéssel.

Az eddigiekben az emelkedő levegő infinitezimálisan kicsiny elmozdulásaival foglalkoztunk. Meghatározhatjuk azonban a (p_1, z_1) és (p_2, z_2) nyomás- illetve magasságszintek között emelkedő levegő hőmérsékletváltozását is.

Az adiabata egyenletének $\mathrm{d}\ln T = \frac{R_d}{c_p}\mathrm{d}\ln p$ logaritmikus differenciálját az adott szintek között integrálva azt kapjuk, hogy

$$\ln\frac{T_2'}{T_1'} = \frac{R_d}{c_p}\ln\frac{p_2'}{p_1'}.$$

A kvázisztatikus feltételt kihasználva a nyomás helyére a sztatika alapegyenletének integrálásával behozható a magasságkülönbség. Írjuk fel a sztatika alapegyenletét a

$$\frac{\mathrm{d}p}{p} = -\frac{g}{R\overline{T}}\mathrm{d}z$$

alakban, ahol a hőmérsékletet a nyugvó légkör hőmérsékletének (z_1, z_2) szintek közötti átlagával helyettesítettük. Az egyenlet ekkor egyszerűen integrálható:

$$\ln\frac{p_2'}{p_1'} = \ln\frac{p_2}{p_1} = -\frac{g}{R_d\overline{T}}(z_2 - z_1).$$

Beírva ezt az adiabata egyenletének kiintegrált alakjába, azt kapjuk, hogy

$$\ln\frac{T_2'}{T_1'} = -\frac{g}{R_d\overline{T}}(z_2 - z_1),$$

illetve

$$T_2' = T_1' e^{-\frac{g(z_2 - z_1)}{c_{pd}\overline{T}}} = T_1' e^{-\frac{\Gamma_d}{\overline{T}}(z_2 - z_1)}$$

Természetesen ezek az összefüggések csak addig maradnak érvényben, amíg az emelkedő levegő telítetlen. Az emelkedés során azonban a levegő hűl, így relatív nedvessége adott abszolút páratartalom mellett is folyamatosan nő, és bizonyos magasság elérésekor telítetté válik. Ezt a szintet emelési kondenzációs szintnek nevezzük.

VI.2. *A telített nedves levegő adiabatikus emelkedése*

Feltételezzük, hogy az emelési szint elérése után az emelkedő levegőben azonnal megkezdődik a kondenzáció, és a kicsapódott víz azonnal kihullik a levegőből, azaz a légrész a továbbiakban pszeudoadiabatikusan változtatja állapotát. Ezután a légrészt száraz levegőnek tekintjük, amely a kicsapódás során felveszi a kicsapódáskor felszabaduló látens hőt. A levegő nyomásában a telítési gőznyomás járulékát elhanyagoljuk.

A termodinamika I. főtételének

$$\mathrm{d}H = T\,\mathrm{d}S + \alpha\,\mathrm{d}p$$

alakjába behelyettesítve az emelkedő légrész r' keverési arányával kifejezett $L\,\mathrm{d}r'$ látens hőt és felhasználva az általános gázegyenletet, valamint a kalorikus állapotegyenletet, adódik, hogy

$$c_{pd}\,\mathrm{d}T' = -L\,\mathrm{d}r_s' + \frac{R_d T'}{p'}\mathrm{d}p'.$$

A látens hőt tartalmazó tag azért negatív, mert a telítési keverési arány csökken, így $\mathrm{d}r_s'$ negatív, a kondenzációs hőt azonban a rendszer felveszi. A keverési arány változását az $r_s = \frac{0,622e_s}{p - e_s} \approx \frac{0,622e_s}{p}$ összefüggés logaritmikus differenciálásából kaphatjuk meg:

$$\mathrm{d}r_s = r_s\frac{\mathrm{d}e_s}{e_s} - r_s\frac{\mathrm{d}p}{p}.$$

Figyelembe véve, hogy a telítési gőznyomás csak a hőmérséklet függvénye, a kapott összefüggés az emelkedő levegőre vonatkozóan a

$$\mathrm{d}r_s' = \frac{r_s'}{e_s}\frac{\mathrm{d}e_s'}{\mathrm{d}T'}\mathrm{d}T' - r_s'\frac{\mathrm{d}p'}{p'}$$

alakot ölti. Beírva az I. főtétel differenciális alakjába a keverési arány változására kapott összefüggést, valamint a kvázistatikusságot kifejező $\mathrm{d}p' = \mathrm{d}p = -\rho g\,\mathrm{d}z$ egyenlőséget, kis átrendezéssel azt kapjuk, hogy:

$$\left(c_{pd} + L\frac{r_s'}{e_s'}\frac{\mathrm{d}e_s'}{\mathrm{d}T'}\right)\frac{\mathrm{d}T'}{\mathrm{d}z} = -\left(\frac{Lr_s'}{p'}\rho g + \frac{R_d T'}{p'}\rho g\right),$$

ahonnan $\frac{\rho}{p} = \frac{\rho}{p'} = \frac{1}{R_d T}$ miatt

$$\frac{\mathrm{d}T'}{\mathrm{d}z} = -g\frac{\frac{T'}{T} + \frac{Lr_s}{R_d T}}{c_{pd} + L\frac{r_s}{e_s}\frac{\mathrm{d}e_s}{\mathrm{d}T'}}.$$

Ez az egyenlet megadja a pszeudoadiabatikusan emelkedő levegő hőmérsékleti gradiensét. Az állapotváltozás kondenzációs szakaszában természetesen $L = L_{lv}$, a kristályosodási szakaszban pedig $L = L_{iv}$. A kapott kifejezés az úgynevezett nedves hőmérsékleti gradiens, amely az $r_s \approx \frac{0,622 e_s}{p}$ közelítéssel az

$$\Gamma_s = -\frac{\mathrm{d}T'}{\mathrm{d}z} = g\frac{\frac{T'}{T} + 0,622\frac{e_s}{p}\frac{L}{R_d T}}{c_{pd} + 0,622\frac{L}{p}\frac{\mathrm{d}e_s}{\mathrm{d}T'}}$$

alakra hozható.

Átlagos adatokkal a nedves adiabatikus hőmérsékleti gradiens értékére közelítőleg:

A fenti gondolatmenet kifejezetten felfelé áramló levegőre vonatkozik. Lefelé áramló levegőben további feltevéseket kell tenni a kondenzáció termékeire. Amennyiben a kihullás a feláramlás során teljesen eltávolította a kondenzátumokat, a leáramlás száraz adiabatikus körülmények között megy végbe.

VI.2.1. A száraz adiabatikus és nedves adiabatikus hőmérsékleti gradiens összehasonlítása

Osszuk el $\mathrm{d}z$-vel az első főtételt kifejező

$$c_{pd}\,\mathrm{d}T' = -L\,\mathrm{d}r_s' + \frac{R_d T'}{p'}\mathrm{d}p'$$

egyenletet, és rendezzük át:

$$\frac{\mathrm{d}T'}{\mathrm{d}z} = -\frac{L}{c_{pd}}\frac{\mathrm{d}r_s'}{\mathrm{d}z} + \frac{R_d T'}{c_{pd} p'}\frac{\mathrm{d}p'}{\mathrm{d}z}.$$

Felhasználva a sztatika alapegyenletét, adódik, hogy

$$\frac{\mathrm{d}T'}{\mathrm{d}z} = -\frac{L}{c_{pd}}\frac{\mathrm{d}r_s'}{\mathrm{d}z} - \frac{g}{c_{pd}},$$

amiből

$$\Gamma_d - \Gamma_s = -\frac{L}{c_{pd}}\frac{\mathrm{d}r_s}{\mathrm{d}z}.$$

VI.2.2. A nedves hőmérséklet változása a feláramlás során

Deriváljuk az emelkedő levegő nedves hőmérsékletét kifejező

$$T'_w = T' - \frac{L(r'_s - r')}{c_{pd}}$$

összefüggést a magasság szerint:

$$\frac{\mathrm{d}T'_w}{\mathrm{d}z} = \frac{\mathrm{d}T'}{\mathrm{d}z} - \frac{L}{c_{pd}}\frac{\mathrm{d}r'_s}{\mathrm{d}z}.$$

Mivel telítetlen levegő adiabatikus emelkedését vizsgáljuk, az r' keverési arány nem függ a magasságtól.

A telítési keverési arány deriváltját fejezzük ki az $r_s \approx \frac{0,622e_s}{p}$ közelítő egyenlet logaritmikus deriváltjából, felhasználva, hogy a telítési gőznyomás csak a hőmérséklet, illetve csak a nedves hőmérséklet függvénye. Azt kapjuk, hogy:

$$\frac{\mathrm{d}r'_s}{\mathrm{d}z} = \frac{r'_s}{e'_s}\frac{\mathrm{d}e'_s}{\mathrm{d}T'_w}\frac{\mathrm{d}T'_w}{\mathrm{d}z} - r'_s\frac{\mathrm{d}p'}{p'}.$$

Visszahelyettesítve ezt a nedves hőmérséklet gradiensét megadó formulába, valamint felhasználva a folyamat kvázisztatikusságát ($p = p'$, $\mathrm{d}p' = \mathrm{d}p = -\rho g\,\mathrm{d}z$), kis átrendezéssel adódik, hogy

$$\frac{\mathrm{d}T'_w}{\mathrm{d}z}\left[1 + \frac{L}{c_{pd}}\frac{r'_s}{e'_s}\frac{\mathrm{d}e'_s}{\mathrm{d}T'_w}\right] = \frac{\mathrm{d}T'}{\mathrm{d}z} - \frac{L}{c_{pd}}\frac{r'_s}{p}\rho g.$$

Vegyük észre, hogy a jobb oldali hőmérsékleti gradiens jó közelítéssel a $-\frac{g}{c_{pd}}$ száraz adiabatikus hőmérsékleti gradienssel egyezik meg, és $\frac{\rho}{p} = \frac{1}{R_d T}$, ahol T a környezeti levegő átlagos hőmérséklete. Innen a nedves hőmérséklet gradiense

$$\frac{\mathrm{d}T_w}{\mathrm{d}z} = -g\frac{1 + \frac{Lr_s}{R_d T}}{c_{pd} + \frac{Lr_s}{e_s}\frac{\mathrm{d}e_s}{\mathrm{d}T_w}},$$

ami éppen megegyezik a nedves adiabatikus hőmérsékleti gradienssel.

Megállapítható tehát, hogy száraz adiabatikus állapotváltozás során a nedves hőmérséklet a nedves adiabatikus hőmérsékleti gradiens szerint változik. (A formulából az individuális légrészre utaló vesszős indexeket elhagytuk, mert az összefüggés általánosan érvényes.)

VI.2.3. A harmatpont változása az emelkedő levegőben

A harmatpont változásának kérdése természetesen ismét csak telítetlen levegőben, azaz száraz adiabatikus változás esetén érdekes, hiszen ha a levegő telített, akkor hőmérséklete, harmatpontja és nedves hőmérséklete is megegyezik. A harmatpont, mint már láttuk, a

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}T} = \frac{L}{T(\alpha_v - \alpha_w)}$$

Clausius–Clapeyron-egyenletből határozható meg. Azt a hőmérsékletet kell ugyanis meghatározni, ahol a vígőz pillanatnyi páranyomása megegyezik a telítési gőznyomással ($e = e_s(T_d)$). Mivel a vízfázis α_w fajlagos térfogata elhanyagolható a vízgőzéhez (α_v) képest, mivel sokkal kisebb annál, továbbá a vízpára ideális gázként kezelhető, így a Clausius–Clapeyron-egyenlet a víz-gőz fázisalakulásra vonatkozóan a

$$\frac{\mathrm{d}e}{\mathrm{d}T} = \frac{Le}{R_v T^2}$$

alakra hozható. Az egyenletet kiintegrálva:

$$\ln\frac{e_s}{e_{s0}} = -\frac{L}{R_v}\left[\frac{1}{T_d} - \frac{1}{T_0}\right].$$

Az egyenletben e_{s0} a $T_0 = 273{,}15\ \mathrm{K}$ hőmérséklethez tartozó telítési páranyomás. Innen:

$$\frac{1}{T_d} = \frac{1}{T_0} - \frac{R_v}{L}\ln\frac{e_s}{e_{s0}}.$$

Az adiabatikusan emelkedő telítetlen levegő harmatpontváltozásának meghatározásához deriváljuk ezt az összefüggést:

$$\frac{1}{T_d^2}\frac{\mathrm{d}T_d}{\mathrm{d}T} = \frac{R_v}{L}\frac{1}{e_s}\frac{\mathrm{d}e_s}{\mathrm{d}T} = \frac{R_v}{L}\frac{\mathrm{d}\ln e_s}{\mathrm{d}T}.$$

Helyettesítsük be ide az $e_s = r_s p$ közelítő összefüggésből a telítési gőznyomást. A derivált meghatározásakor vegyük figyelembe, hogy a telítetlen levegőben r_s értéke állandó. Azt kapjuk, hogy:

$$\frac{1}{T_d^2}\frac{\mathrm{d}T_d}{\mathrm{d}T} = \frac{R_v}{L}\frac{\mathrm{d}\ln p}{\mathrm{d}T} = \frac{R_v}{L}\frac{1}{p}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}T}.$$

Mivel a folyamat adiabatikus, $pT^{-\frac{c_p}{R_d}} = const$. Ennek az összefüggésnek a logaritmikus deriváltjából adódó $\frac{\mathrm{d}\ln p}{\mathrm{d}T} = \frac{c_p}{R_d}\frac{1}{T}$ -t beírva az egyenletbe, azt kapjuk, hogy

$$\frac{1}{T_d^2}\frac{\mathrm{d}T_d}{\mathrm{d}T} = \frac{R_v}{L}\frac{c_p}{R_d}\frac{1}{T}.$$

Ebből

$$\frac{\mathrm{d}T_d}{\mathrm{d}T} = \frac{c_p}{L}\frac{R_v}{R_d}\frac{T_d^2}{T}.$$

Az összefüggés jobb oldalán álló kifejezés értéke normál légköri körülmények között 0,15 és 0,18 közé esik. Becslésekhez jó közelítéssel állandónak ($\approx 0,17$) tekinthetjük. Ezzel az emelkedő levegő harmatpontjának gradiensére fennáll, hogy:

$$\frac{\mathrm{d}T_d}{\mathrm{d}T} = \frac{\mathrm{d}T_d}{\mathrm{d}z}\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}T} = 0,17.$$

Mivel a telítetlen levegőben $\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}z} = -\Gamma_d$, a harmatpont gradiensére a

$$\frac{\mathrm{d}T_d}{\mathrm{d}z} = 0,17\Gamma_d$$

egyenlet adódik.

Az egyenlet alapján meghatározhatjuk a harmatpont-depresszió változását az emelkedési magasság függvényében:

$$T - T_d = T_0 - T_{d0} - (\Gamma_d - 0,17\Gamma_d)z = T_0 - T_{d0} - 0,83\Gamma_d z.$$

A formula mutatja, hogy a harmatpont-depresszió az emelkedés során csökken, és

$$z_L = \frac{T_0 - T_{d0}}{0,83\Gamma_d}$$

emelkedés után zérussá válik. Ez a szint megegyezik az emelési kondenzációs magassággal. E fölött mind a hőmérséklet, mind a harmatpont változását a nedves adiabata egyenlete írja le.

VI.3. *Stabilitási kritériumok*

Az előző fejezetben megvizsgáltuk a hidrosztatikus légkörben adiabatikusan emelkedő levegő termodinamikai állapotjelzőinek változását. A következőkben a vertikálisan kicsiny mértékben elmozduló légrész hidrosztatikai egyensúlyának fennmaradását vizsgáljuk. A nyugvó légkörben a levegőrészekre ható nehézségi erő és nyomási gradiens erő egyensúlyt tart. Amennyiben a légrész kicsiny perturbáció hatására eredeti helyéről más magasságba kerül, akkor ez az egyensúly megbomlik. A következőkben azt vizsgáljuk, hogy az egyensúly lokális megbomlása milyen hatással van az eredetileg egyensúlyban lévő légkörre. Az egyensúly kérdését azonban csak a vertikális irányú hatások szempontjából vizsgáljuk, nem foglalkozunk tehát a pl. a Coriolis-erő hatásával.

VI.3.1. A részecskemódszer

A légkör hidrosztatikai egyensúlyának kis perturbációkkal szembeni viselkedése legegyszerűbben az úgynevezett részecskemódszerrel vizsgálható. A módszert Refsdal dolgozta ki 1930-ban, és Norman fejlesztette ki mai formájában 1946-ban. A módszer szerint a hidrosztatikus egyensúlyban lévő légkör kicsiny véges térfogatú légrészét vizsgáljuk, amely vertikálisan kimozdul eredeti helyéről, és új környezetében már nem lesz egyensúlyban. A levegőrész elmozdulása a környezetben semmilyen változást sem kelt. A kicsiny perturbáció kvázisztatikus, azaz a részecske nyomása minden helyzetben megegyezik a környezet nyomásával, a perturbáció hatása csak a vizsgált légrész környezetétől eltérő hőmérsékletében és sűrűségében nyilvánul meg.

A légkör állapotát aszerint osztályozzuk, hogy a kimozduló részecskére új környezetében az eredeti állapotot visszaállító, vagy attól eltérítő erő lép fel.

Amennyiben az egyensúlyi helyzetéből kimozdított részecskére az eredeti egyensúlyi állapot felé visszatérítő erő hat, akkor a légkör stabilis, ha az eredeti egyensúlytól eltérítő erő hat, akkor a légkör állapota instabil. Amennyiben a légrész a perturbált állapotban is egyensúlyban van, az egyensúly indifferens, vagy közömbös.

VI.3.1.1 A perturbált légrész mozgása

A feltevések szerint az egyensúlyi helyzetéből kimozdított légrész környezete nyugalomban van, azaz érvényes benne sztatika alapegyenlete:

$$0 = - g - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}.$$

A kimozduló légrész állapotjelzői a nyomás kivételével különbözhetnek a környezetéitől, azaz $p = p' \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial p'}{\partial z}$, de $\rho \neq \rho'$, $T \neq T'$. Ennek megfelelően a kimozdított levegőre ható erők eredője nem zérus, a légrész gyorsul. Mozgásegyenlete, illetve gyorsulása az Achimedes-törvény szerint:

$$\rho' V' \frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}t} = \rho V' g - \rho' V' g = (\rho V' - \rho' V')\, g\,,$$

illetve

$$\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}t} = \frac{\rho - \rho'}{\rho'} g\,.$$

A gyorsulás a gázegyenlet felhasználásával kifejezhető a hőmérséklettel is:

$$\frac{dw}{dt} = \frac{T - T'}{T'} g\,.$$

Ennek alapján megállapítható, hogy a légrész hidrosztatikai egyensúlya:

1. stabilis, ha $T > T'$ (azaz a légrész hidegebb a környezeténél);

2. indifferens, ha $T = T'$ (azaz a légrész hőmérséklete megegyezik környezetéével);

3. instabil, ha $T < T'$ (azaz a légrész melegebb a környezeténél).

A stabilitás a hőmérsékleti gradiensekkel is megfogalmazható. Változzék a légrész és a környezet hőmérséklete a $\mathrm{d}z$ kicsiny magasságperturbáció hatására rendre a $T = T_0 - \gamma \mathrm{d}z$ és $T = T_0 - \Gamma_x \mathrm{d}z$ függvény szerint, ahol γ a környezet geometriai hőmérsékleti gradiense, Γ_x pedig az elmozduló légrész individuális hőmérsékleti gradiense. Beírva ezeket az összefüggéseket a légrész gyorsulására kapott formulába, adódik, hogy

$$\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}t} = \frac{\gamma - \Gamma_x}{T} g\, \mathrm{d}z\,.$$

Ebből azonnal következik, hogy a légrész egyensúlya:

1. stabilis, ha $\gamma < \Gamma_x$;

2. indifferens, ha $\gamma = \Gamma_x$;

3. instabil, ha $\gamma > \Gamma_x$.

Az instabilis egyensúly esetén a perturbáció hatására kimozduló részecske tovább távolodik egyensúlyi helyzetétől, azaz a felhajtóerő miatt konvektív mozgás jön létre.

Stabilis egyensúly esetén viszont a kimozdított légrész egyensúlyi helyzete felé gyorsul, azon túlfut, majd ellenkező irányba gyorsulva ismét egyensúlyi helyzete felé mozog. Ezt a mozgástípust gravitációs oszcillációnak nevezzük. A $\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}t} = \frac{\gamma - \Gamma_x}{T} g\,\mathrm{d}z$ mozgásegyenlet analóg a harmonikus rezgőmozgás jól ismert mozgásegyenletével. Ennek alapján a stabilitás jellemezhető az egységnyi elmozdulásra eső $\frac{g}{T}(\Gamma_x - \gamma)$ visszatérítő erővel. Ez egyben megadja a gravitációs oszcilláló mozgás körfrekvenciájának, az ún Brunt–Vaisala-frekvenciának a négyzetét:

$$N^2 = \frac{g}{T}(\Gamma_x - \gamma) .$$

VI.3.1.2 A stabilitás kritériumai adiabatikus mozgás során

Az előző pontban megadtuk a kvázisztatikusan kimozdított részecske stabilitásának kritériumait, de az individuális részecske mozgására további feltevéseket nem tettünk. Most tovább korlátozzuk a mozgás feltételeit, és a stabilitási kritériumokat adiabatikus mozgásra specializáljuk.

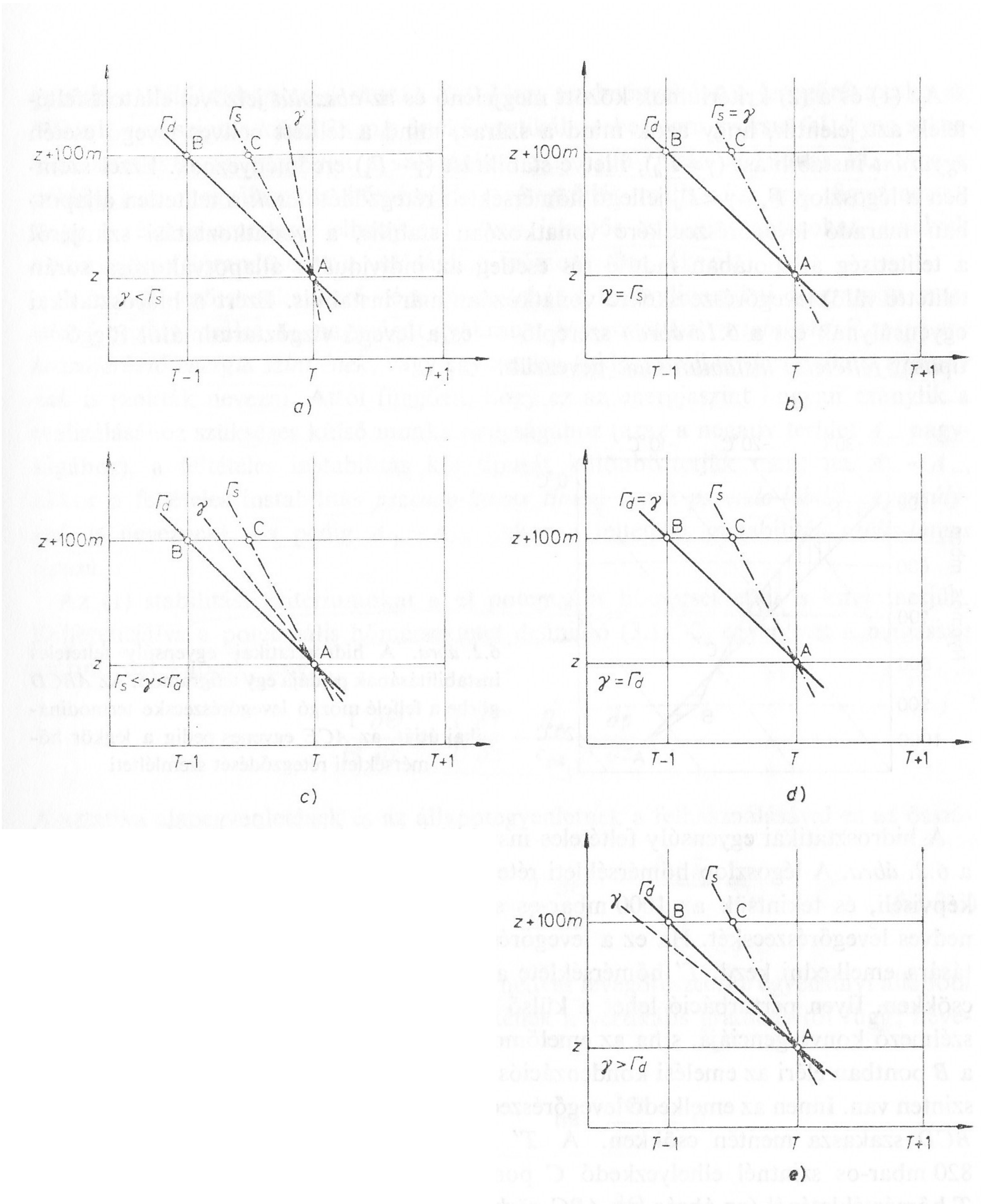
Feltételezzük tehát, hogy a telítetlen részecske mozgása száraz adiabata, a telítetté pedig nedves adiabata mentén történik. A stabilitási kritériumok ennek megfelelően alakulnak, mindössze a Γ_x individuális hőmérsékleti gradienst kell a Γ_d száraz adiabatikus illetve a Γ_s nedves adiabatikus gradiensre cserélni.

A telítetlen nedves levegőre vonatkozó stabilitási kritériumok tehát a következők. A részecske elmozdulása:

1. száraz stabilis, ha $\gamma < \Gamma_d$;

2. indifferens, ha $\gamma = \Gamma_d$;

3. abszolút instabil, ha $\gamma > \Gamma_d$.



1. ábra. A légoszlop hidrosztatikai egyensúlyának különböző típusai. Rákóczi Götz 181. oldal

Ha a részecske telített, akkor a stabilitási kritériumokban a nedves adiabatikus individuális hőmérsékleti gradiens jelenik meg. A telített nedves levegőre vonatkozó stabilitási kritériumok tehát a következők. A részecske elmozdulása:

1. abszolút stabilis, ha $\gamma < \Gamma_s$;

2. telített indifferens, ha $\gamma = \Gamma_s$;

3. telített instabil, ha $\gamma > \Gamma_s$.

A stabilitási kritériumokban megjelenő abszolút jelző azt jelenti, hogy $\gamma > \Gamma_d$ esetén mind a telített nedves, mind a telítetlen levegő instabilis, hasonlóképpen $\gamma < \Gamma_s$ mellett mind a telített nedves, mind a telítetlen levegő stabilis. A $\Gamma_s < \gamma < \Gamma_d$ típusú rétegződés esetén csak a telítetlen állapotban maradó levegő elmozdulása stabilis. Ha a kezdetben telítetlen levegő perturbációs elmozdulása során telített állapotba kerül, akkor a légrész mozgása instabillá válik. Ezért a hidrosztatikai egyensúlyban lévő levegőnek ezt a rétegződési tartományát feltételesen instabilisnak nevezzük.

VI.3.1.3 A stabilitási kritériumok megfogalmazása a potenciális hőmérsékleti gradienssel

A száraz adiabatikus mozgás során a levegő potenciális hőmérséklete, a telített nedves levegő pszeudo-adiabatikus mozgása során pedig a pszeudopotenciális ekvivalens hőmérséklete állandó.

A potenciális hőmérséklet $\Theta = T\left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R_d}{c_p}}$ definíciós egyenletét a magasság szerint logaritmikusan deriválva a

$$\frac{1}{\Theta}\frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{1}{T}\frac{\partial T}{\partial z} - \frac{R_d}{c_{pd}}\frac{1}{p}\frac{\partial p}{\partial z}$$

összefüggéshez jutunk. A fenti egyenlet a sztatika alapegyenletének és a gázegyenletnek a felhasználásával adódó $\frac{R_d}{c_{pd}}\frac{1}{p}\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{R_d}{c_{pd}}\frac{1}{p}g\rho = -\frac{g}{c_{pd}T} = -\frac{1}{T}\Gamma_d$ formulával, továbbá $\frac{\partial T}{\partial z} = -\gamma$ felhasználásával a

$$\Gamma_d - \gamma = \frac{T}{\Theta}\frac{\partial \Theta}{\partial z}$$

alakra hozható. Ezzel felhasználva, hogy mind a hőmérséklet, mind a potenciális hőmérséklet csak pozitív értékű lehet, a telítetlen levegőre a stabilitási kritériumok az alábbi módon is megadhatók. A telítetlen levegőrész egyensúlyi állapotát a környezet potenciális hőmérsékletének gradiense szabja meg. Az egyensúly:

1. abszolút stabilis, ha $\frac{\partial \Theta_{se}}{\partial z} > 0$;
2. telített indifferens, ha $\frac{\partial \Theta_{se}}{\partial z} = 0$;
3. telített instabil, ha $\frac{\partial \Theta_{se}}{\partial z} < 0$.

A telített nedves levegőrészecske hidrosztatikus stabilitásának kritériumai hasonló gondolatmenet alapján a pszeudopotenciális ekvivalens hőmérséklet gradiensével határozhatók meg. A légrész egyensúlya:

1. száraz stabilis, ha $\frac{\partial \Theta}{\partial z} > 0$;

2. száraz indifferens, ha $\frac{\partial \Theta}{\partial z} = 0$;

3. abszolút instabil, ha $\frac{\partial \Theta}{\partial z} < 0$.

VI.3.1.4 Konvektív mozgások a trópusi légkörben

VI.3.1.5 A nagytérségű vertikális mozgások hatása a levegőrétegek hidrosztatikus egyensúlyára

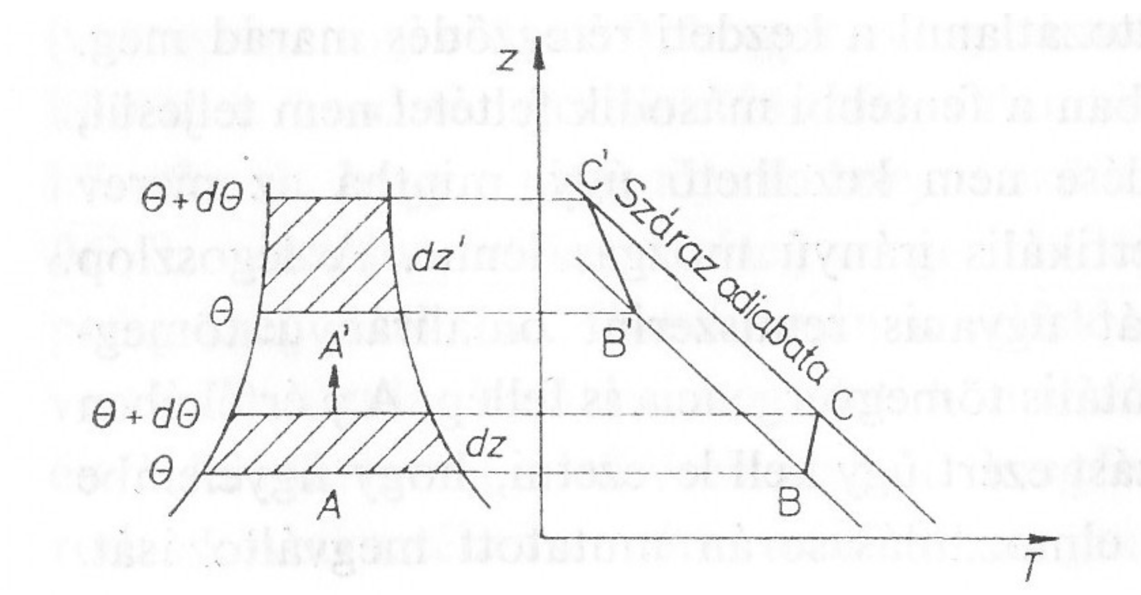
Vertikálisan elmozduló légrész (légoszlop) stabilitási viszonyait vizsgáljuk. A valóságban is találkozhatunk nagykiterjedésű, fel-, illetve leszálló mozgást végző levegőtömegekkel, mint például

- a ciklonokhoz kapcsolódó frontfelület mentén kialakuló fel- és leáramlási rendszerek,
- az anticiklonokban megfigyelhető nagyskálájú leáramlások,
- a hegyen átkelő és felemelkedő, majd a lee oldalon lesüllyedő levegő,
- a hegy-völgyi szél, vagy a tengeri-parti szél fel- és leszálló ága.

Az egyszerűség kedvéért feltételezzük, hogy az elmozduló levegőrész nem keveredik a környezettel, nincsenek benne fel- és leáramló turbulens keverő mozgások. Az elmozduló légrész hőmérséklete a telítettségtől függően száraz, illetve pszeudo-nedves adiabata mentén változik.

Elsőként vizsgáljuk a telítetlen levegőrész mozgását. A kiindulási állapotban a légrész alapterülete A_0, alsó határán a nyomás és a potenciális hőmérséklet rendre p_0, Θ_0. A légrész vastagsága Δz_0 az alsó és a felső határfelület között a nyomás- és a potenciálishőmérséklet-különbség rendre $\Delta p_0, \Delta\Theta_0$.

Mozduljon el a légrész felfelé, alsó határa kerüljön a z_1 szintre, ahol a nyomása legyen p_1, az alapterülete A_1, a vastagsága Δz_1, a felső és alsó szint közötti nyomáskülönbség pedig Δp_1.



2. ábra. A stabilis rétegződés változása (labilizálódása) a légoszlop felemelkedése és az alapterület megváltozása miatt. Götz G., Rákóczi F., A dinamikus meteorológia alapjai. Tankönyvkiadó, Budapest, 1981. 6.6. ábra, 194. oldal.

Az elmozduló légrész m tömege nem változik, tehát

$$m = -\frac{\Delta p_0}{g} A_0 = -\frac{\Delta p_1}{g} A_1 \ ,$$

illetve

$$\Delta p_0 A_0 = \Delta p_1 A_1 \ .$$

Szintén nem változik az elmozdulás során a légréteg alsó és felső határán mért potenciális hőmérséklet, és így a potenciális hőmérséklet különbsége sem. Ez azt jelenti, hogy a száraz adiabatikusan elmozduló légrész megtartja egyensúlyi helyzetét; a hőmérsékleti gradiens azonban változhat, hiszen változik az elmozduló légrész vastagsága és hőmérsékletkülönbsége, vagyis erősödhet, vagy gyengülhet a labilitás illetve a stabilitás. A felfele mozgó légoszlop vastagsága nő, ami azt jelenti, hogy csökken a potenciális hőmérsékleti gradiens nagysága, vagyis a hőmérsékleti gradiens közeledik a száraz adiabatikushoz, azaz gyengül a kezdeti stabilitás, illetve labilitás. Ha a légrész lesüllyed, és vastagsága csökken, akkor fordított a helyzet – erősödik a kezdeti stabilitás, illetve labilitás.

Számszerűsítsük a levont következtetéseket! Tetszőleges telítetlen légrészre igaz, hogy elmozdulása során nem változik a potenciális hőmérséklete. Olyan vertikálisan elmozduló légréteget vizsgálunk, ahol a légréteg felső és alsó szintje közötti potenciálishőmérséklet-különbség $\Delta\Theta$, a réteg átlagos potenciális hőmérséklete pedig $\overline{\Theta}$ és $\overline{\Theta} = const$, $\Delta\Theta = const$.

Az elmozdulás során A potenciális hőmérséklet logaritmikus különbsége sem változik, és a potenciális hőmérséklet definíciós egyenletéből kifejezhető a hőmérséklet és a nyomás, illetve az adott réteg hőmérséklet- és nyomáskülönbsége segítségével:

$$\Delta \ln \Theta = \Delta \ln T - \frac{R_d}{c_{pd}} \Delta \ln p = \frac{1}{T} \Delta T - \frac{R_d}{c_{pd}} \frac{1}{p} \Delta p = const \ .$$

Az elmozduló légréteg kezdeti állapotát jelölje a $_0$, a végállapotát az $_1$ index. Ekkor a fenti összefüggések szerint a kezdeti és a végállapot között fennáll, hogy

$$\frac{1}{\overline{T}_0} (\Delta T)_0 - \frac{R_d}{c_{pd}} \frac{1}{\overline{p}_0} (\Delta p)_0 = \frac{1}{\overline{T}_1} (\Delta T)_1 - \frac{R_d}{c_{pd}} \frac{1}{\overline{p}_1} (\Delta p)_1 \ .$$

Az egyenlet átrendezése után, feltételezve, hogy az elmozduló légoszlop tömege nem változik ($\Delta p_0 A_0 = \Delta p_1 A_1$):

$$\frac{1}{\overline{T}_0} \left(\frac{\Delta T}{\Delta p} \right)_0 - \frac{R_d}{c_{pd}} \frac{1}{\overline{p}_0} = \frac{A_0}{A_1} \left(\frac{1}{\overline{T}_1} \left(\frac{\Delta T}{\Delta p} \right)_1 - \frac{R_d}{c_{pd}} \frac{1}{\overline{p}_1} \right) \ .$$

Megjegyezzük, hogy általában az elmozduló légrész tulajdonságait – megkülönböztetve a környezeti levegőtől – vesszővel jelöljük. Itt nem alkalmazzuk ezt a jelölésmódot, hiszen nagykiterjedésű légrészeket vizsgálunk, amelyek valamilyen külső kényszer határára emelkednek vagy süllyednek, s nem a felhajtóerő hatása miatt. Nincs értelme környezeti levegőről beszélni.

A véges különbségekről áttérhetünk a vertikális koordináta szerinti parciális deriváltakra:

$$\frac{1}{\overline{T}_0} \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_0 - \frac{R_d}{c_{pd}} \frac{1}{p_0} = \frac{A_0}{A_1} \left(\frac{1}{\overline{T}_1} \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_1 - \frac{R_d}{c_{pd}} \frac{1}{p_1} \right) \ .$$

Az egyenletben a deriváltakat magasság szerintiekre átírva:

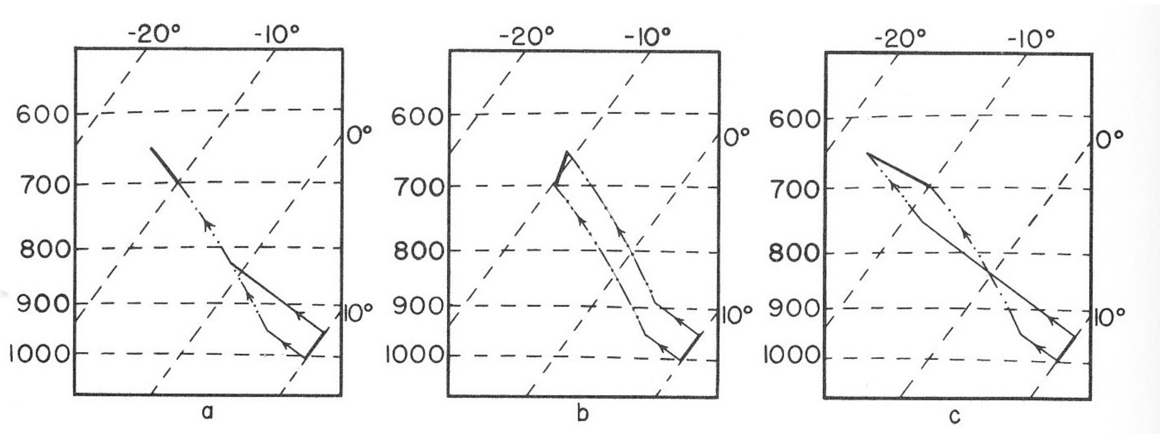
$$\frac{1}{\overline{T}_0} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_0 \left(\frac{\partial z}{\partial p} \right)_0 - \frac{R_d}{c_{pd}} \frac{1}{p_0} = \frac{A_0}{A_1} \left(\frac{1}{\overline{T}_1} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_1 \left(\frac{\partial z}{\partial p} \right)_1 - \frac{R_d}{c_{pd}} \frac{1}{p_1} \right)$$

és felhasználva a sztatika $\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{p}{RT} g$ alapegyenletét, valamint a hőmérsékleti gradiens $\left(\gamma = -\frac{\partial T}{\partial z} \right)$ és a száraz adiabatikus hőmérsékleti gradiens $\left(\Gamma_d = \frac{g}{c_{pd}} \right)$ definícióját, meghatározható a légoszlop $_1$ és $_0$ állapotbeli hőmérsékleti gradiense közötti kapcsolat:

$$\gamma_1 = \Gamma_d - \frac{A_1}{A_0} \frac{p_1}{p_0} (\Gamma_d - \gamma_0) \ .$$

A stabilitás, illetve a labilitás megváltozása függ az elmozdulás irányától és a légrész horizontális kiterjedésének a megváltozásától, vagyis a horizontális divergencia, illetve konvergencia erősségétől. Ha az individuális levegőoszlop horizontális kiterjedése növekszik, illetve a légrész lesüllyed ($A_1 > A_0, p_1 > p_0$), akkor növekszik a stabilitás, illetve a labilitás mértéke. A horizontális konvergencia (összeáramlás) és a feláramlás viszont ($A_1 < A_0, p_1 < p_0$) csökkenti a stabilitást, illetve a labilitást (a légréteg hőmérsékleti gradiense a száraz adiabatikus hőmérsékleti gradienshez közelít).

Ha az emelkedő légrész egy része vagy egésze telítetté válik, akkor megváltozhat a kezdeti labilis, illetve stabilis légrétegződés. Az emelkedő légrész lehetséges egyensúly-változásairól – még telítetlen állapotban – a pszeudo-ekvivalens potenciális hőmérsékleti gradiens tájékoztat. A telített réteg stabilis lesz, ha $\frac{\partial\Theta_{se}}{\partial z} > 0$, indifferens, ha $\frac{\partial\Theta_{se}}{\partial z} = 0$ és labilis, ha $\frac{\partial\Theta_{se}}{\partial z} < 0$. Az elmozduló légoszlopon belüli stabilitásváltozásról a légrész alsó és felső határának a termodinamikai diagramon ábrázolt elmozdulását követve kapunk képet, ahogyan azt a 3. ábra szemlélteti.



3. ábra. Kezdetben stabil, telítetlen légrész emelkedése, ha

(a) $\frac{\partial\Theta_{se}}{\partial z} = 0$, (b) $\frac{\partial\Theta_{se}}{\partial z} > 0$, (c) $\frac{\partial\Theta_{se}}{\partial z} < 0$.

A légrész útját az emelkedés előtt és után a vastag folytonos vonal szemlélteti, a száraz adiabaták vékony folytonos vonalak, a nedves adiabaták a pontozott vonalak. S. L. Hess, 1959: Introduction to theoretical meteorology, Holt, Rinehart and Winston, New York, Fig 7.2., 102 p.

VI.3.2. *A rétegmódszer*

Az előző részben áttekintettük, hogy hogyan változik a légoszlopon belüli stabilitás egy nagykiterjedésű légrész vertikális elmozdulása során. A következő részben az ún. rétegmódszerrel foglalkozunk. A rétegmódszerben a részecskemódszerrel szemben, figyelembe vesszük azt is, hogy az egyensúlyi légkörben valamilyen hatásra felfelé (lefelé) elmozduló légrész mozgása a környezetben lefelé (felfelé) irányuló mozgásokat kelt. A rétegmódszerrel leírhatók a határrétegben (általában homogén felszínek felett, mint pl. a Hortobágy) kialakuló konvektív mozgások – az egymás mellett elmozduló fel- és leáramló levegőtömegek – stabilitási viszonyai. A rétegmódszer alkalmas a nagytérségű vertikális instabilitások, a száraz termikek, illetve a konvektív felhők kialakulásának leírására, és a nappali konvektív határréteg fejlődésének modellezésére is. A légköri folyamatokat a következőkben Descartes-féle koordináta-rendszerben szemléljük.

A módszer levezetésénél öt egyszerűsítő feltétellel élünk:

1. Elhanyagoljuk a horizontális mozgásokat ($u = 0, v = 0$). Nincs keveredés az emelkedő légrész és a lesüllyedő környezeti levegő között.
2. Az izobárok az (x, y) síkkal párhuzamosan futnak.
3. Kezdetben a rétegződés barotrop $(p = p', T = T', \rho = \rho')$, ahol a vesszős indexes mennyiségek a felemelkedő levegő tulajdonságait, míg az index nélküli állapotjelzők a nagytérségű leáramló mozgásban résztvevő levegőrészekét jelölik. Az elmozdulás során természetesen megszűnik a kezdeti barotrópia. A közeg feltételesen barotrop.
4. Az állapotváltozások száraz, illetve nedves adiabatikusak.
5. A feláramló és a leszálló levegő tömege minden időpillanatban megegyezik.

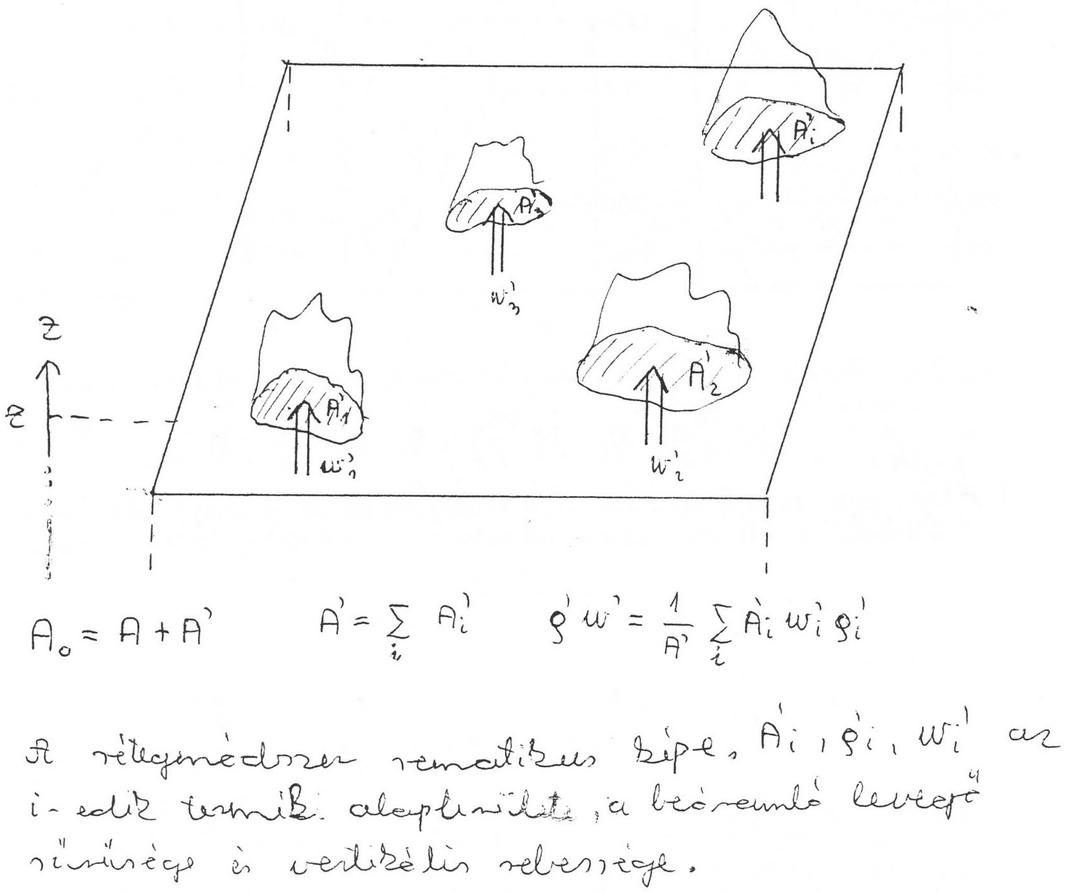
$$\rho' A' w' = - \rho A w ,$$

ahol A a leszálló, A' a felemelkedő levegőrészek együttes alapterülete. (Általában $A > A'$.) A felszálló és a lesüllyedő levegőrészek tömegének meghatározásakor elhanyagoljuk az emelkedő és a lesüllyedő légrész közötti sűrűségkülönbséget ($\rho \approx \rho'$). A kétfajta légrész sűrűsége közötti eltérés két nagyságrenddel kisebb, mint az átlagérték. Ez az elhanyagolás – a felhajtóerő leírásán kívül – minden tagban megtehető. Ez az elméleti fizikában is használt Boussinesq-féle közelítés.

$$A' w' = - A w \quad \text{és} \quad \frac{A'}{A} = - \frac{w}{w'} = - \frac{\mathrm{d} z}{\mathrm{d} z'},$$

ahol $\mathrm{d} z, \mathrm{d} z'$ valamint w, w' a magasságváltozás, illetve a vertikális sebesség. Ha az előjeleket tekintjük és egy-egy elmozduló légrész útját követjük, akkor $\mathrm{d} z$ és w negatív, $\mathrm{d} z'$ és w' pozitív értékű. (A veszős jelölés mutatja a feláramlást, azaz a felfelé történő időbeli elmozdulást.)

Megjegyezzük, hogy a rétegmódszernél – mivel kis skálájú konvektív folyamatok leírásáról van szó – indokolt a fel- és leszálló levegőtömegek elkülönítésére.



4. ábra. A fel- és leszálló levegőtömegek a *z* magasságban.

A rétegmódszer lényege, hogy az egyenleteket olyan szinten írjuk fel, ahová fel- és leáramló levegő is érkezik, a két légtömeg közötti sűrűség és hőmérséklet eltérése szabja meg a feláramló levegő gyorsulását. Ha az emelkedő levegő a magasabb hőmérsékletű, akkor labilis, ha a lesüllyedő levegő, akkor az adott z szinten a légkör stabilis rétegződésű .

Természetesen a hőmérsékletkülönbség függ attól is, hogy honnan emelkedtek, illetve honnan süllyedtek az adiabatikusan mozgó levegőrészek. Ez azt jelenti, hogy a stabilitási viszonyok időben is változhatnak. Nézzük meg, hogy adott szinten hogyan változik a hőmérséklet a feláramló, illetve a lesüllyedő levegőben! Feltételezzük, hogy a konvekció megindulása után egyre távolabbról és távolabbról érkező levegő jut a z szintre. Természetesen kifejlett konvekciós rendszerekben a talajról induló felemelkedő levegő hőmérsékletét csak a felszínen mért hőmérséklet, a felszín feletti magasság és a kondenzációs szint magassága (alatta száraz, felette nedves adiabatikus változás) határozza meg. A stabilitás a feláramló és a lesüllyedő légrész területének az arányától is függ. A feláramlás kiterjedésével a kezdetben stabilis légrétegződés labilissá válhat nedves konvekciós helyzetekben (az emelkedő levegő kondenzálódik; a konvektív felhők mennyisége látványosan növekszik).

A rétegmódszer egyenleteinek felírása előtt gondoljuk végig általános esetben a lokális hőmérsékletváltozást. Ez a gondolatmenet szükséges a későbbiekben, hiszen a rétegmódszer alapját az adott szintre érkező felemelkedő és lesüllyedő levegőrétegek átlagos hőmérsékletváltozásának vizsgálata képezi.

VI.3.2.1 A hőmérséklet lokális megváltozása

A hőmérséklet lokális változását a z szinten vizsgáljuk. Adott a környezet átlagos hőmérsékleti gradiense:

$$\gamma = -\frac{\partial T}{\partial z} .$$

Az átlagos hőmérsékleti gradiens nem más, mint a hőmérséklet átlagos, magasság szerinti változása, amit pl. a rádiószonda mér, vagy ami a rádiószondás mérések alapján interpolálható, illetve ami a numerikus modellszámítások eredményeiből adott. (Az „átlagos” kifejezés mindig egy térbeli és egy időbeli átlagolást takar.) Kiindulási egyenletünk a termodinamika I. főtétele.

Az emelkedő levegőrészre:

$$\frac{\mathrm{d}Q'}{\mathrm{d}t} = c_p \frac{\mathrm{d}T'}{\mathrm{d}t} - \alpha' \frac{\mathrm{d}p'}{\mathrm{d}t} .$$

A lesüllyedő levegőrészre:

$$\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} = c_p \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} - \alpha \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t} .$$

Vizsgáljunk telítetlen nedves levegőt (száraz termiket, illetve telítetlen környezetet)! Az, hogy a levegőrész éppen lesüllyed vagy felemelkedik, attól függ, hogy a vizsgált (x, y) sík melyik pontján vagyunk. Az állapothatározó-mezők tér- és időbeli szerkezete ismert. Ha az elmozduló levegőrész mozgását Euler-rendszerben adjuk meg, értelmét veszti a vesszős jelölés. (Itt a vertikális sebesség iránya jelöli ki, hogy éppen melyik légrésszel – a környezettel vagy az emelkedő levegővel – foglalkozunk.)

Legyen az Euler-rendszerbeli szélsebesség, hőmérséklet és hőfelvétel, rendre $u(\mathbf{r},t)$, $v(\mathbf{r},t)$, $w(\mathbf{r},t)$ $T(\mathbf{r},t)$, $p(\mathbf{r},t)$, $\alpha(\mathbf{r},t)$, $Q(\mathbf{r},t)$, ahol $\mathbf{r} = (x, z, y)$.

A termodinamika I. főtételének általános alakja az (x, y, z) helyen és t időpillanatban:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + u\frac{\partial Q}{\partial x} + v\frac{\partial Q}{\partial y} + w\frac{\partial Q}{\partial z} = c_p\left(\frac{\partial T}{\partial t} + u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y} + w\frac{\partial T}{\partial z}\right) - \alpha\left(\frac{\partial p}{\partial t} + u\frac{\partial p}{\partial x} + v\frac{\partial p}{\partial y} + w\frac{\partial p}{\partial z}\right) .$$

A rétegmódszernél a következő egyszerűsítésekkel élünk:

Elhanyagoljuk a nyomási és a hőmérsékleti advekciót:

$$u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}=0 \quad \text{és} \quad u\frac{\partial p}{\partial x}+v\frac{\partial p}{\partial y}=0 .$$

Eltekintünk a nyomás lokális változásától:

$$\frac{\partial p}{\partial t}=0 .$$

Ha a száraz termik emelkedését vizsgáljuk, akkor

$$\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t}=0 .$$

Ekkor a termodinamika I. főtételének egyszerűsített alakja:

$$0=c_p\left(\frac{\partial T}{\partial t}+w\frac{\partial T}{\partial z}\right)-\alpha\left(w\frac{\partial p}{\partial z}\right) .$$

Az egyenletet átrendezve és a sztatika alapegyenletének $\alpha\frac{\partial p}{\partial z}=-g$ alakját felhasználva a hőmérséklet lokális megváltozása:

$$\frac{\partial T}{\partial t}=-w\frac{\partial T}{\partial z}+\frac{1}{c_p}\alpha w\frac{\partial p}{\partial z}=-w(\frac{\partial T}{\partial z}+\frac{g}{c_p})=-w(\Gamma_d-\gamma) .$$

Térjünk vissza most az általános esetről a rétegmódszer feltételeit kielégítő modellbe. Adott a környezet átlagos hőmérsékleti gradiense (γ), továbbá a felszálló és a lesüllyedő levegő vertikális sebessége (w' és w). Az elmozduló levegőrészek hőmérséklete a kiindulási állapotban megegyezik a környezet hőmérsékletével.

A z szinten az emelkedő és leszálló levegő ($w'>0$) lokális hőmérsékletváltozása rendre:

$$\frac{\partial T'}{\partial t}=-w'(\Gamma_d-\gamma)$$

és A z szintben a lesüllyedő levegő ($w<0$) lokális hőmérséklet változása:

$$\frac{\partial T}{\partial t}=-w(\Gamma_d-\gamma) .$$

Ha a lesüllyedő vagy felemelkedő levegőrész telített, akkor a légrész pszeudo-adiabata mentén mozog. Ekkor, kihasználva, hogy a termodinamikai egyenletben a fázisátalakulási tag adja a hőközlést:

$$\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}z}\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t}\cong-L\frac{\mathrm{d}r_s}{\mathrm{d}z}\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t}\cong-L\frac{\mathrm{d}q_s}{\mathrm{d}z}\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t}=-L\frac{\mathrm{d}q_s}{\mathrm{d}z}w .$$

Ismert továbbá, hogy

$$\Gamma_d - \Gamma_s \cong - \frac{L}{c_p}\frac{\mathrm{d}r_s}{\mathrm{d}z} \cong \frac{1}{c_p}\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}z} = \frac{1}{c_p}\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t}\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}z} = \frac{1}{c_p}\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t}\frac{1}{w}$$

és

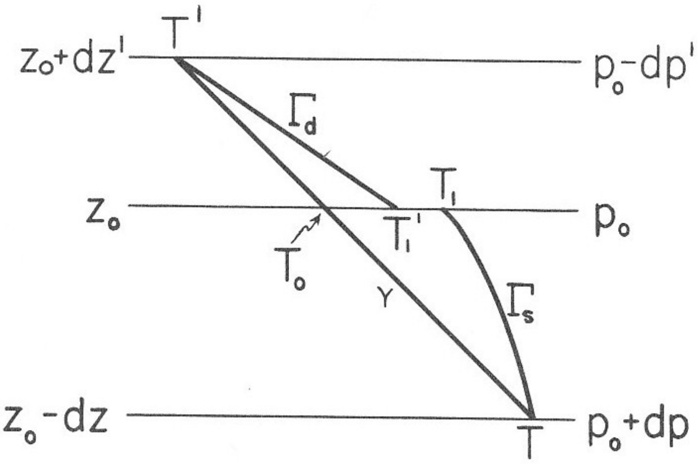
$$\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} = c_p w(\Gamma_d - \Gamma_s) \ .$$

Ezek felhasználásával a hőmérséklet lokális változását leíró egyenletekben az elmozduló légrész pszeudo-nedves adiabatikus hőmérsékleti gradiensével kell számolunk:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = - w(\Gamma_s - \gamma), \text{ illetve } \frac{\partial T'}{\partial t} = - w'(\Gamma_s - \gamma) \ ,$$

ahol $w' > 0$, illetve $w < 0$. Az egyensúly az adott z magasságban a lesüllyedő és a felemelkedő légrész hőmérsékletkülönbségétől, azaz a felhajtóerő nagyságától és előjelétől függ.

Jelezze a lesüllyedő légrész individuális hőmérsékleti gradiensét (száraz, vagy pszeudo-nedves) Γ, míg a felemelkedő légrészét Γ' az 5. ábra szerint!



5. ábra. Hőmérsékletváltozások egy feltételesen instabil légrészben. S. L. Hess, 1959: Introduction to theoretical meteorology, Holt, Rinehart and Winston, New York, Fig 7.3., 104 p.

A kiindulási állapotban a z szint hőmérséklete T_0. Az általunk vizsgált időpillanatban a lesüllyedő levegőtömeg a $z+|\mathrm{d}z| = z-\mathrm{d}z$ szintről érkezik, ahol a hőmérséklete T_B, a z szintre érkezve pedig T_D lesz. A felszálló levegőtömeg a $z-|\mathrm{d}z'| = z-\mathrm{d}z'$ szintről indulva jut el a z referenciaszintre ($\mathrm{d}z'>0,\ \mathrm{d}z<0$). Kiindulási hőmérséklete T_A, a z szinten felvett hőmérséklete pedig T_C.

$$T_C = T_A - \Gamma'\mathrm{d}z' = T_0 + \gamma\mathrm{d}z' - \Gamma'\mathrm{d}z' ,$$

$$T_D = T_B + \Gamma\,|\,\mathrm{d}z\,| = T_0 - \gamma\,|\,\mathrm{d}z\,| + \Gamma\,|\,\mathrm{d}z\,|.$$

Az emelkedő, illetve a lesüllyedő levegő hőmérsékletváltozása a z szinten:

$$\mathrm{d}T' = T_C - T_0 = (\gamma - \Gamma')\,\mathrm{d}z' = (\gamma - \Gamma')\,\mathrm{d}z' = -w'(\Gamma' - \gamma)\,\mathrm{d}t,$$

vagyis $\dfrac{\partial T'}{\partial t} = -w'(\Gamma' - \gamma)$,

$$\mathrm{d}T = T_D - T_0 = (\Gamma - \gamma)\,|\,\mathrm{d}z\,| = -w(\Gamma - \gamma)\,\mathrm{d}t,$$

vagyis ismét azt kaptuk, hogy

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -w(\Gamma - \gamma) \ .$$

A levezetésekben felhasználtuk, hogy az elmozduló levegőrészekre $\mathrm{d}z' > 0,\ \mathrm{d}z < 0$. Az emelkedő légrész és a lesüllyedő környezeti levegő közötti hőmérsékletkülönbség:

$$T_C - T_D = (\gamma - \Gamma')\,\mathrm{d}z' - (\Gamma - \gamma)\,|\,\mathrm{d}z\,| \ .$$

Kihasználva, hogy $|\,\mathrm{d}z\,| = \dfrac{A'}{A}\mathrm{d}z'$:

$$T_C - T_D = \left[(\gamma - \Gamma') - \frac{A'}{A}(\Gamma - \gamma)\right]\mathrm{d}z' \ .$$

A részecskemódszer alapegyenletének felhasználásával, miszerint

$$\frac{\mathrm{d}w'}{\mathrm{d}t} = \frac{g}{T_D}(T_C - T_D) \ ,$$

$$\frac{\mathrm{d}w'}{\mathrm{d}t} = \frac{g}{T_D}\left[(\gamma - \Gamma') - \frac{A'}{A}(\Gamma - \gamma)\right]\mathrm{d}z' = \frac{g}{T_0 + (\Gamma - \gamma)\dfrac{A'}{A}dz'}\left[(\gamma - \Gamma') - \frac{A'}{A}(\Gamma - \gamma)\right]\mathrm{d}z' \ ,$$

$$\frac{\mathrm{d}w'}{\mathrm{d}t} = g\,\frac{T_0 + (\gamma - \Gamma')\,\mathrm{d}z'}{T_0 + (\Gamma - \gamma)\dfrac{A'}{A}\mathrm{d}z'} - g \ .$$

A fenti egyenlet megadja a z szinten az éppen odasodródó felemelkedő légrész vertikális gyorsulását.

Ennek alapján megfogalmazhatók a stabilitási kritériumok. A rétegződés:

1. stabilis, ha $\dfrac{dw'}{dt} < 0$: $(\gamma - \Gamma') + (\gamma - \Gamma)\dfrac{A'}{A} < 0$;

2. labilis, ha $(\gamma-\Gamma')+(\gamma-\Gamma)\frac{A'}{A}>0$;
3. indifferens, ha $(\gamma-\Gamma')+(\gamma-\Gamma)\frac{A'}{A}=0$.

A rétegmódszerből természetesen az $\frac{A'}{A}\to 0$ határesetben visszakapjuk a részecskemódszerrel nyert eredményeket. Instabilis levegő és csak kevéssé felhős égbolt esetén a részecskemódszer közelítése jól használható, egyéb esetben viszont a feláramlás jelentősen befolyásolhatja a stabilitás erősségét.

Ha figyelembe vesszük a fázisátalakulásokat, akkor a stabilitási kritérium:

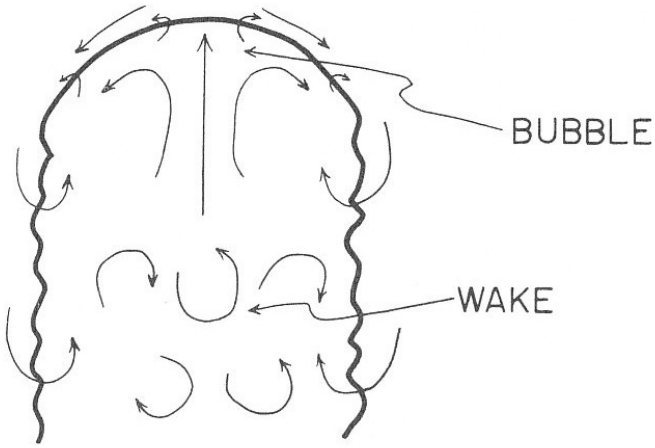
1. telítetlen levegő, telítetlen környezet: $\gamma=\Gamma'=\Gamma_d\ \Rightarrow\ (\gamma-\Gamma_d)\left(1+\frac{A'}{A}\right)<0$;
2. telített levegő, telített környezet: $\gamma=\Gamma'=\Gamma_s\ \Rightarrow\ (\gamma-\Gamma_s)\left(1+\frac{A'}{A}\right)<0$;
3. telítetlen levegő, telített környezet: $\Gamma'=\Gamma_d,\ \ \Gamma=\Gamma_s\ \Rightarrow\ (\gamma-\Gamma_d)-(\Gamma_s-\gamma)\frac{A'}{A}<0$.

Elemezzük a kapott eredményt! Természetesen mind a felszálló, mind a leszálló levegőrész hőmérsékleti gradiense lehet száraz, illetve nedves adiabatikus. Eszerint írjuk be a felszálló, illetve a leszálló légrész megfelelő (száraz, vagy nedves adiabatikus) hőmérsékleti gradiensét.

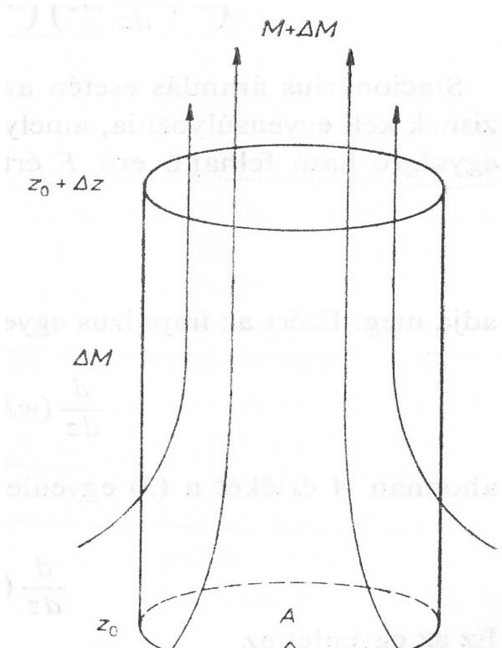
Tekintsünk egy száraz adiabatikusan lesüllyedő légrészt és egy nedves adiabatikusan emelkedő felhőlevegőt! Az egyensúly legyen feltételesen instabil, vagyis $\gamma<\Gamma=\Gamma_d$ és $\gamma>\Gamma'=\Gamma_s$. Ekkor a $\dfrac{T_0+(\gamma-\Gamma')\,\mathrm{d}z'}{T_0+(\Gamma-\gamma)\frac{A'}{A}\mathrm{d}z'}$ kifejezésnek mind a számlálójában, mind a nevezőjében pozitív a második tag. A tört értékét (egynél nagyobb vagy kisebb), s így a stabilitást a felemelkedő és a lesüllyedő légrész területének az aránya határozza meg. Ha erősödik a konvekció – növekszik *A'*, akkor gyengül a labilitás, s az egyensúlyi helyzet is megváltozhat.

VI.3.3. Konvektív elemek keveredése a környezeti levegővel

Konvektív mozgások során a száraz termikek, illetve a gomolyfelhők fejlődésekor az emelkedő levegő egy része elkeveredik a hűvösebb és általában szárazabb környezeti levegővel. Ez a légbeszívás jelensége. Ennek köszönhető a gomolyfelhők jellegzetes szerkezete – a felhőtornyok középső része magasabbra nő, mint a széle. A légbeszívás jelenségét a 6. ábra szemlélteti száraz, illetve nedves termik esetén.



6. ábra. A konvektív feláramlás modellje, ahol a felemelkedő levegő beszívja a környező levegőt. S. L. Hess, 1959: Introduction to theoretical meteorology, Holt, Rinehart and Winston, New York, Fig 7.5., 111 p.



7. ábra. A konvektív feláramlás stacionárius Jet-modellje, amely a környezetből levegőt szív be. Götz G., Rákóczi F., A dinamikus meteorológia alapjai. Tankönyvkiadó, Budapest, 1981. 6.7. ábra, 197. oldal.

Az emelkedő és a környezeti levegőt beszívó légrész pszeudo-ekvivalens potenciális hőmérsékletének (Θ_{se}) magasság szerinti változását vizsgáljuk. Az emelkedő levegő tömege m, a besodródó levegőé $\mathrm{d}m$. A besodródó levegő telítetlen, az emelkedő termik telített állapotú. Kiindulási egyenletünk:

$$m\,\mathrm{d}\ln\Theta_{se} = -\,\mathrm{d}m\frac{1}{c_p}\left[(r_s - r_{környezet})\frac{L}{T_{felhő}} + c_p\frac{T_{felhő} - T_{környezet}}{T_{felhő}}\right],$$

ahol az egyenlet bal oldalán a zárójelben levő kifejezés azt az entrópiaváltozást adja meg, ami ahhoz kell, hogy a besodródó telítetlen nedves levegő felmelegedjen és telítetté váljon. Itt r_s a telítési keverési arány a felhőlevegőben ($r_s > r_{környezet\ t}$). A felhőlevegőre jellemző pszeudo-ekvivalens potenciális hőmérséklet definíciós egyenlete:

$$\ln\Theta_{se} = \ln\Theta_{felhő} + \left(\frac{Lr_s}{c_p T_{felhő}}\right).$$

Az emelkedő felhőlevegőben a pszeudo-ekvivalens potenciális hőmérséklet magasság szerinti teljes megváltozása:

$$\frac{\mathrm{d}\ln\Theta_{se}}{\mathrm{d}z} = -\frac{\mathrm{d}\ln m}{\mathrm{d}z}\left[(r_s - r_{környezet})\frac{L}{c_p T_{felhő}} + \frac{T_{felhő} - T_{környezet}}{T_{felhő}}\right].$$

A megfigyelések szerint a tipikus cumulus felhőben a felhő és környezete közötti hőmérsékletkülönbség cc. 1 ºC, ezért általában az egyenlet jobb oldalának az első tagja a meghatározó. A nedves termik a légbeszívás következtében addig működik, míg az emelkedő levegő hőmérséklete meghaladja a környezet hőmérsékletét, pontosabban amíg a termik sűrűsége kisebb, mint a környezet sűrűsége, még pontosabban, ameddig a besodródó levegő emelkedik (a csillapított rezgőmozgás analógiájára).

VI.4. *A légbeszívás szerepe az emelkedő légrész mozgásában*

Az egyszerűség kedvéért *telítetlen* nedves *levegőből* álló termik emelkedését vizsgáljuk! Az emelkedő levegő esetén figyelembe vesszük a gyorsulást és a „légbeszívást", azaz azt, hogy emelkedés közben a környezetből hidegebb levegő keveredik a termikbe. Az emelkedő levegőre és környezetére vonatkozóan a részecskemódszer szokásos feltételezéseit használjuk, tehát feltesszük, hogy a környezet nyugalomban van, és az emelkedő levegő nyomása mindig megegyezik a környezetéével. A mozgó légrész nyomását ezért nem is különböztetjük meg a vesszős jelöléssel. A hőmérséklet, sűrűség és fajlagos térfogat esetén a megkülönböztetés fontos, ezért az emelkedő levegő hőmérsékletét, sűrűségét és fajlagos térfogatát rendre T', ρ', α'-vel, a környezetéét T, ρ, α-val jelöljük. A légrész tömege m, a légbeszívás miatti tömegváltozása $\mathrm{d}m$.

A légbeszívást az egységnyi tömegbe egységnyi úton bekeveredő tömeget megadó

$$\alpha_B = \frac{1}{m}\frac{dm}{dz} = \frac{d\ln m}{dz}$$

paraméterrel jellemezzük. Az α érték adott termik esetén állandónak tekinthető, mert a tapasztalat szerint csak a termik l horizontális méretétől függ. Egy jól használható empirikus formula szerint

$$\alpha_B \sim \frac{0,15}{l}.$$

Az α_B nagyságrendje általában 10^{-5} - 10^{-3} m^{-1}.

A α_B érték ismeretében meghatározható az emelkedő termik tömegének változása a az emelkedés függvényében:

$$\int_0^z \frac{\mathrm{d}m}{m} = \alpha_B z,$$

amiből

$$m = m_0 \exp(\alpha_B z).$$

VI.4.1. A termik energiamérlege

A légbeszívás hatása elsősorban a termodinamikai egyenletben jelent változást az eddigiekhez képest. Az emelkedő levegőre a termodinamika I. főtételének

$$\mathrm{d}H = T'\mathrm{d}S + \alpha\,\mathrm{d}p'$$

alakját felhasználva, és figyelembe véve, hogy a beszívott levegő a környezet hőmérsékletéről a termik hőmérsékletére melegszik, és így attól $c_p(T' - T)\mathrm{d}m$ hőt von el, a termik egységnyi tömegének energiamérlegére

$$c_p\,\mathrm{d}T' = -c_p(T' - T)\frac{\mathrm{d}m}{m} + \alpha'\mathrm{d}p$$

adódik. A hidrosztatika alapegyenletét és a légbeszívásra tett feltevéseket felhasználva ez az egyenlet a

$$c_p\,\mathrm{d}T' = -\alpha_B c_p(T' - T)\mathrm{d}z - \alpha' g\rho\,\mathrm{d}z,$$

illetve a gázegyenletet felhasználva átrendezés után a

$$\frac{\mathrm{d}T'}{\mathrm{d}z} + = -\alpha_B(T' - T) - \frac{T'}{T}\frac{g}{c_p}$$

alakot ölti.

Alkalmazzuk a $\frac{T'}{T} \approx 1$ közelítést, és használjuk ki, hogy a környezet levegője barotrop, tehát $T = T_0 - \gamma z$, a fenti egyenlet az

$$\frac{\mathrm{d}T'}{\mathrm{d}z} + \alpha_B T' = \alpha_B T_0 - \Gamma_d - \alpha_B \gamma z$$

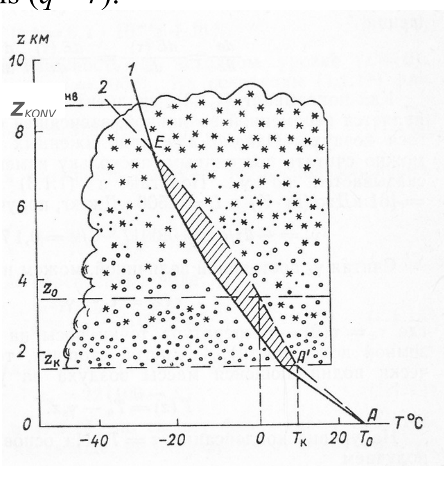
alakra hozható.

Megjegyzés: Ha a levegő telített lenne, akkor a termodinamikai egyenlet megváltozna, hiszen a besodródó – a felhőlevegőnél hidegebb telítetlen – levegőt fel kell melegíteni, és meg kell növelni a vízgőztartalmát a felhőcseppek egy részének elpárologtatásával, ehhez pedig hőre van szükség, amit az *m* tömegű levegőrész fedez. Ekkor a hőközlést meghatározó $Q = T\,\mathrm{d}S$ tagot a következő egyenlet adná meg::

$$\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}z} = \frac{1}{m} c_{pm}(T - T')\frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}z} - \frac{1}{m}(q_s - q_k)L\frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}z} - L\frac{\mathrm{d}q_s}{\mathrm{d}z} ,$$

ahol $_s$ a telített emelkedő levegő, $_k$ a környezeti levegő jele, c_{pm} a nedves levegő állandó nyomáson vett fajhője. A képletben a specifikus nedvességet használjuk, vagyis azt feltételezzük, hogy az egységnyi tömegű nedves levegő adja le a felhőelemek párolgásához szükséges hőt.

Megjegyezzük, hogy ebben az általános alakban is azzal a feltételezéssel éltünk, hogy az egységnyi tömegű nedves levegő veszi fel a fázisátalakulások során felszabaduló hőt. Ha a hőfelvételnél eltekintünk a levegő víztartalmától, azaz egységnyi tömegű száraz levegővel dolgozunk, akkor a specifikus nedvesség helyett a keverési arányt kell használnunk, ahogy tettük ezt az előző részekben is ($q \sim r$).



8. ábra. Egy konvektív esőfelhő sematikus képe. L.T. Matvejev, 1984: Általános meteorológia. 17.1. ábra 403. oldal.

VI.4.2. A vertikális mozgásegyenlet

A száraz termik emelkedésének megértéséhez fel kell írni az elmozduló levegőrész mozgásegyenletét. A vizsgálatban feltételezzük, hogy a környezet nyugalomban marad, nem jön létre tömegátrendeződés. Ilyen értelemben az emelkedő levegőt – habár tömege és mérete is növekszik – pontszerűnek tekintjük. A vertikálisan elmozduló légrész impulzusának időbeli megváltozása az Archimedes-törvény szerint:

$$\frac{\mathrm{d}\, mw}{\mathrm{d}t} = V'(\rho - \rho')\, g = m\frac{\rho - \rho'}{\rho'} g = m\frac{T' - T}{T} g\,.$$

Bevezetve a $\beta = \frac{g}{T}$ úgynevezett stabilitási paramétert, és kifejtve a baloldali deriváltat:

$$m\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}t} + w\frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t} = m\beta(T' - T)\,.$$

Az időbeli változásról a $\mathrm{d}t = \frac{\mathrm{d}z}{w}$ összefüggéssel áttérhetünk a magasság szerinti megváltozásra. Használjuk fel továbbá, hogy $\frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}z}\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t} = w\frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}z}$ és $\alpha_B = \frac{1}{m}\frac{dm}{dz}$. A mozgásegyenlet:

$$\frac{\mathrm{d}w^2}{\mathrm{d}z} = -2\alpha_B w^2 + 2\beta(T' - T)\,.$$

VI.4.3. A termik mozgása

Az emelkedő termiket a termodinamikai egyenletből és a vertikális mozgásegyenletből álló kézenfekvő egyszerűsítések után nyert

$$\frac{\mathrm{d}T'}{\mathrm{d}z} + \alpha_B T' = \alpha_B T_0 - \Gamma_d - \alpha_B \gamma z\,,$$

$$\frac{\mathrm{d}w^2}{\mathrm{d}z} = -2\alpha_B w^2 + 2\beta(T' - T)$$

egyenletrendszer segítségével elemezzük.

VI.4.3.1 A légbeszívásmentes eset

A mozgás szerkezetének megértésére foglalkozzunk először az egyszerűbb légbeszívásmentes esettel. Ekkor $\alpha_B = 0$ és $\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}z} = -\Gamma_d$, és ezzel a termodinamikai egyenlet automatikusan teljesül, semmitmondóvá válik. Elegendő tehát a mozgásegyenlettel foglalkozni.

A környezet és az emelkedő levegő hőmérsékletét a magasság függvényében rendre a

$$T(z) = T_0 - \gamma z$$

és

$$T' = T_0 - \Gamma_d z$$

egyenletekkel adhatjuk meg. Beírva ezeket a mozgásegyenletbe, azt kapjuk, hogy

$$\frac{\mathrm{d}w^2}{\mathrm{d}z} = 2\beta(T_0' - T_0) - 2\beta(\Gamma_d - \gamma)z\,.$$

Ameddig az emelkedő levegő felfelé gyorsul, addig nő a sebessége, ahol a sebesség zérus, ott maximális a légrész magassága. A légrész maximális sebességét a

$$z_{T'=T,\alpha_B=0} = z(0) = \frac{T_0' - T_0}{\Gamma_d - \gamma}$$

helyen éri el, ahol egyben a légrész és környezetének hőmérséklete egyenlővé válik.

Oldjuk meg ezután a mozgásegyenletet:

$$w^2(z, \alpha_B = 0) = 2\beta(T_0' - T_0)z - \beta(\Gamma_d - \gamma)z^2\,.$$

Innen a termik maximális emelkedési magassága:

$$z_{\max} = 2\frac{T_0' - T_0}{\Gamma_d - \gamma} = 2z(0)\,.$$

Stabilis légkörben ($\Gamma_d > \gamma$) a magasság növekedésével csökken az emelkedő termik sebessége $w(z, \alpha = 0)$. Száraz adiabatikus ($\Gamma_d = \gamma$), illetve feltétlen instabilis politrop légkörben ($\Gamma_d < \gamma$) mindenütt pozitív vertikális sebességgel találkozunk. Az ilyen légköröknek nincs gyakorlati jelentőségük, így a továbbiakban stabilis politrop légkörökkel foglalkozunk.

A termik leírásához fontos a maximális kinetikus energia ismerete. A kinetikus energia – légbeszívás nélküli esetben – ott lesz maximális, ahol a környezeti és az emelkedő levegő hőmérséklete megegyezik. A harmonikus rezgőmozgás analógiája szerint: itt a légrészre ható erők eredője nulla, a légrész sebessége pedig maximális. Helyettesítsük be a vertikális sebesség négyzetére kapott összefüggésbe a

$$z_{w_{Max}}(0) = z_{T=T'}(0)$$

magasságot! Ekkor a maximális kinetikus energia:

$$\frac{1}{2} w_{Max}^2 (z, \alpha = 0) = \frac{1}{2} \beta (\Gamma_d - \gamma) z_{T=T'}^2 (\alpha = 0) .$$

A mozgás tehát olyan rezgőmozgás, amely a légrész a $z_{T'=T, \alpha_B=0} = z(0)$ egyensúlyi helyzete körül oszcillál.

VI.4.3.2 Az általános megoldás

Megállapítható, hogy a hőmérséklet csak a hely függvénye, ezért a termodinamikai egyenlet a mozgásegyenlettől függetlenül is megoldható. A megoldáshoz szorozzuk be a

$$\frac{\mathrm{d}T'}{\mathrm{d}z} + \alpha_B T' = \alpha_B T_0 - \Gamma_d - \alpha_B \gamma z$$

egyenletet $e^{\alpha_B z}$-vel, és integráljuk. Azt kapjuk, hogy

$$\left[T' e^{\alpha_B z} \right]_0^z = \left[\frac{1}{\alpha_B} (\alpha_B T_0 - \Gamma_d) e^{\alpha_B z} \right]_0^z - \gamma \int_0^z z \alpha_B e^{\alpha_B z} \, \mathrm{d}z .$$

A jobb oldali integrált parciális integrálással meghatározva és $T'(z, \alpha_B)$-t meghatározva

$$T'(z, \alpha_B) = T_0' \exp(-\alpha_B z) + \left(T_0 - \frac{\Gamma_d - \gamma}{\alpha_B} \right) [1 - \exp(-\alpha_B z)] - \gamma z .$$

Ebből deriválással megadhatjuk az emelkedő légrész hőmérsékletváltozását és hőmérsékleti gradiensét:

$$-\gamma' = \frac{dT'}{dz}(z, \alpha) = \left(\alpha_B (T_0 - T_0') - (\Gamma_d - \gamma) \right) \exp(-\alpha_B z) - \gamma .$$

Innen

$$\gamma' - \gamma = \left[\alpha_B (T_0' - T_0) + (\Gamma_d - \gamma) \right] \exp(-\alpha_B z)$$

És

$$\frac{\gamma' - \gamma}{\Gamma_d - \gamma} = \left[\alpha_B \frac{T_0' - T_0}{\Gamma_d - \gamma} + 1\right] \exp(-\alpha_B z)$$

Ez az egyenlet a termik gradiensének a környezeti gradienstől való eltérésének ($\gamma' - \gamma$) a maximálisan lehetséges eltéréshez ($\Gamma_d - \gamma$) vett arányát adja. Hangsúlyozzuk, hogy minden esetben $\frac{\gamma' - \gamma}{\Gamma_d - \gamma} \geq 0$.

Felhasználva a légbeszívásmentes eset tárgyalásakor bevezetett $z_{T'=T, \alpha_B=0} = z(0) = \frac{T_0' - T_0}{\Gamma_d - \gamma}$ karakterisztikus magasságot, ahol légbeszívásmentes esetben a légrész sebessége maximális, és a termik és a környezet hőmérséklete megegyezik, a gradiensek relatív eltérése az

$$\frac{\gamma' - \gamma}{\Gamma_d - \gamma} = [\alpha_B z(0) + 1] \exp(-\alpha_B z)$$

alakban is megadható.

A továbbiakban a magasságot is $z(0)$ egységben mérve, azaz bevezetve a dimenziótlan $z_n = \frac{z}{z(0)}$ magasságot, a fenti összefüggés átírható a

$$\frac{\gamma' - \gamma}{\Gamma_d - \gamma} = [\alpha_{Bn} + 1] \exp(-\alpha_{Bn} z_n)$$

alakra, ahol $\alpha_{Bn} = \alpha_B z(0)$.

Ha $z_n \to \infty$, akkor az emelkedő és a környezeti gradiens különbsége nullához tart ($\gamma' \to \gamma$).

Ha $\alpha_{Bn} = 0$, akkor $\gamma' = \Gamma_d$, és a relatív gradiens eltérés 1.

A dimenziótlan hőmérsékleti gradiens, $\gamma_n(z_n, \alpha_n)$ és a dimenziónélküli magasság (z_n) közötti kapcsolatot a 9. ábra szemlélteti különböző dimenziótlan légbeszívási értékek (α_{Bn}) mellett.

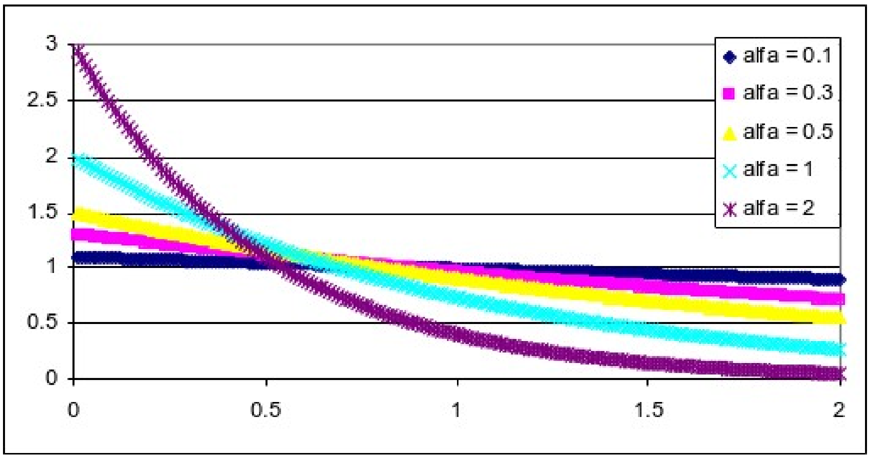
A következő lépésként arra a kérdésre keressük a választ, hogy nem zérus légbeszívás mellett ($\alpha_B \neq 0$) hol válik az emelkedő termik hőmérséklete egyenlővé a környezetéével. Legyen ez a szint $z \equiv z_{T=T'}(\alpha_B)$.

Tudjuk, hogy

$$-\gamma z \equiv -\gamma z_{T=T'}(\alpha_B) = T'(z_{T=T'}(\alpha_B)) - T_0(z=0) \; .$$

Ezt felhasználva adódik, hogy:

$$z_{T=T'}(\alpha_B) = \frac{1}{\alpha} \ln\left(1 + \alpha_{Bn} z(0)\right) \ .$$



9. ábra. A dimenziótlan vertikális hőmérsékleti gradiens $\left(\gamma_n = \frac{\gamma' - \gamma}{\Gamma_d - \gamma}\right)$ függése a dimenziótlan magasságtól (z_n) különböző dimenziótlan légbeszívások (α_n) mellett.

Az emelkedő levegő és a környezet közötti hőmérsékletkülönbség függ a légbeszívástól (α_B). Minél nagyobb a légbeszívás erőssége, annál közelebb lesz a kiindulási szinthez az a magasság, ahol megegyezik az emelkedő levegő és a környezet hőmérséklete. Az α_B növelésével csökken a $z_{T=T'}(\alpha_B)$ magasság. Az emelkedés második szakaszában, amikor a légrész már hidegebb lesz a kornyezeténél, a bekeveredő levegő (ami melegebb) mérsékli a termik hűlését. Természetesen a besodródó levegő minden esetben „fékezi” is a termiket.

VI.4.3.3 Az emelkedő termik vertikális sebességváltozása

Az emelkedő termik mozgását elemezzük a magasság függvényében. Azt vizsgáljuk, hogy adott magasságban milyen sebességgel rendelkezik az elmozduló légrész. Általános esetben (stabilis légkörben) a légrész mozgását az elméleti fizikából ismert csillapított rezgőmozgás analógiája alapján írjuk le. (Nem foglalkozunk azzal, hogy a kiindulási helyzetből mennyi idő alatt érkezett a légrész az adott magasságba, illetve nem vizsgáljuk az elmozduló légrész sebességének időbeli változását sem. E kérdésekre a térbeli és az időbeli változások összekapcsolására kapott $\mathrm{d}t = \frac{\mathrm{d}z}{w}$ kifejezés felhasználásával válaszolhatunk.)

A vertikális sebességre vonatkozó $\frac{\mathrm{d}w^2}{\mathrm{d}z} = -2\alpha_B w^2 + 2\beta(T' - T)$ egyenletbe az előzőekben az emelkedő termik hőmérsékletére a termodinamikai egyenlet megoldásából nyert $T'(z,\alpha_B) = T_0^{'}\exp(-\alpha_B z) + \left(T_0 - \frac{\Gamma_d - \gamma}{\alpha_B}\right)[1-\exp(-\alpha_B z)] - \gamma z$ összefüggést, valamint a környezet hőmérsékletét megszabó $T = T_0 - \gamma z$ formulát behelyettesítve, a

$$\frac{\mathrm{d}\, w^2}{\mathrm{d}\, z} + 2\alpha_B w^2 = 2\beta T_0^{'}\exp(-\alpha_B z) - 2\beta\left(T_0 - \frac{\Gamma_d - \gamma}{\alpha_B}\right)\exp(-\alpha_B z) - 2\beta\frac{\Gamma_d - \gamma}{\alpha_B}$$

differenciálegyenlethez jutunk. Az egyenletet $\exp(2\alpha_B z)$-vel beszorozva és integrálva azt kapjuk, hogy

$$\left[w^2\exp(2\alpha_B z)\right]_0^z = \left[\frac{2\beta}{\alpha_B}T_0^{'}\exp(\alpha_B z)\right]_0^z - \left[\frac{2\beta}{\alpha_B}\left(T_0^{'} - \frac{\Gamma_d - \gamma}{\alpha_B}\right)\exp(\alpha_B z)\right]_0^z - \left[\frac{\beta}{\alpha_B}\frac{\Gamma_d - \gamma}{\alpha_B}\exp(2\alpha_B z)\right]_0^z$$

Kifejtve a különbségeket:

$$w^2\exp(2\alpha_B z) = \frac{2\beta}{\alpha_B}\left[\left(T_0^{'} - T_0\right) + \frac{\Gamma_d - \gamma}{\alpha_B}\right]\exp(\alpha_B z) - \frac{\beta}{\alpha_B}\frac{\Gamma_d - \gamma}{\alpha_B}\exp(2\alpha_B z) - \frac{2\beta}{\alpha_B}\left[\left(T_0^{'} - T_0\right) + \frac{\Gamma_d - \gamma}{\alpha_B}\right] + \frac{\beta}{\alpha_B}\frac{\Gamma_d - \gamma}{\alpha_B}$$

ahonnan

$$w^2 = \frac{2\beta}{\alpha_B}\left[\left(T_0^{'} - T_0\right) + \frac{\Gamma_d - \gamma}{\alpha_B}\right]\exp(-\alpha_B z) - \frac{\beta}{\alpha_B}\left[2\left(T_0^{'} - T_0\right) + \frac{\Gamma_d - \gamma}{\alpha_B}\right]\exp(-2\alpha_B z) + \frac{\beta}{\alpha_B}\frac{\Gamma_d - \gamma}{\alpha_B}.$$

A következő lépésben vizsgáljuk meg az általános esetet ($\alpha_B \neq 0$)! Írjuk fel a légbeszívás mellett és a légbeszívás nélkül kapott sebességnégyzetek arányát, ami megegyezik a kinetikus energiák arányával. A dimenziótlan magasság (z_n) és a dimenziótlan légbeszívás (α_n) felhasználásával erre

$$w_n(z_n,\alpha_n) = \frac{w^2(z_n,\alpha_n)}{w^2_{Max}(0)} = \frac{1}{\alpha_n^2}\left[2(\alpha_n + 1)\exp(-\alpha_n z_n) - (2\alpha_n + 1)\exp(-2\alpha_n z_n) - 1\right]$$

adódik, ahol $w_n(z_n,\alpha_n) = \dfrac{w(z_n,\alpha_n)}{w_{Max}(0)}$, valamint a dimenziótlan magasság és a dimenziótlan légbeszívás rendre: $z_n = \dfrac{z}{z_{T=T'}(\alpha = 0)}$, $\alpha_n = \alpha_B z_{T=T'}(\alpha = 0)$.

Határozzuk meg azt a magasságot, ahol α_B légbeszívás mellett maximális a termik kinetikus energiája. E szint ott lesz, ahol

$$\frac{\partial w(z,\alpha_B)}{\partial z} = 0\ .$$

A deriválás elvégzése után a keresett emelkedési magasság

$$z_{w_{Max}}(\alpha) = \frac{1}{\alpha}\ln\left[\frac{1+2\alpha_B z_{T=T'}(0)}{1+\alpha_B z_{T=T'}(0)}\right],$$

$$z_{w_{Max}}(\alpha_B) = \frac{1}{\alpha_B}\ln\left(1+2\alpha_B z_{T=T'}(0)\right) - z_{T=T'}(\alpha_B)$$

hiszen $z_{T=T'}(\alpha_B) = \frac{1}{\alpha_B}\ln\left(1+\alpha_B z_{T=T'}(0)\right)$. Az emelkedő termik maximális kinetikus energiája α_B légbeszívás mellett

$$\frac{1}{2}w_{Max}^2(\alpha_B) = \frac{1}{2}\beta(\Gamma_d - \gamma)\frac{z_{T=T'}^2(0)}{1+2\alpha_B z_{T=T'}(0)}.$$

Az α_B légbeszívás esetén a maximális vertikális sebesség nem ott következik be, ahol az emelkedő és a környezeti levegő hőmérséklete megegyezik, hanem a tömegváltozás miatt alacsonyabban.

Fontos jellemzője a termiknek a légbeszívás melletti és a légbeszívás nélküli maximális vertikális sebesség aránya:

$$\frac{w_{Max}(\alpha_B)}{w_{Max}(0)} = \frac{1}{\sqrt{1+2\alpha_B z_{T=T'}(0)}}.$$

Lényeges a termik maximális emelkedési magasságának az ismerete is. Ez a szint ott van, ahol a vertikális sebesség nullává válik:

$$z_{w=0}(\alpha_B) = \frac{1}{\alpha_B}\ln\left(1+\alpha_B z_{w=0}(0)\right).$$

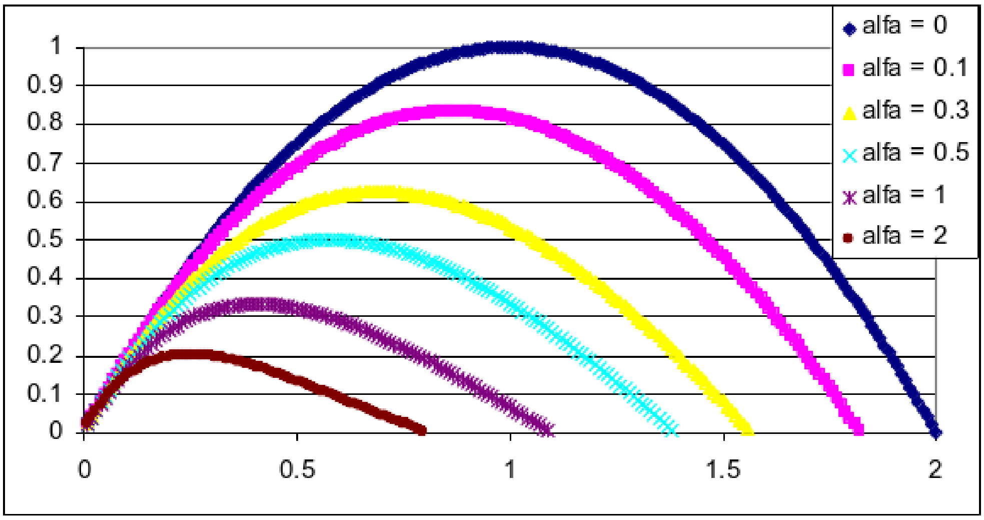
Végezetül határozzuk meg a dimenziótlan termikmagasságot

$$z_{n,w=0}\left(\alpha_n^*\right) = \frac{z_{w=0}\left(\alpha_B\right)}{z_{w=0}\left(\alpha_B = 0\right)}$$

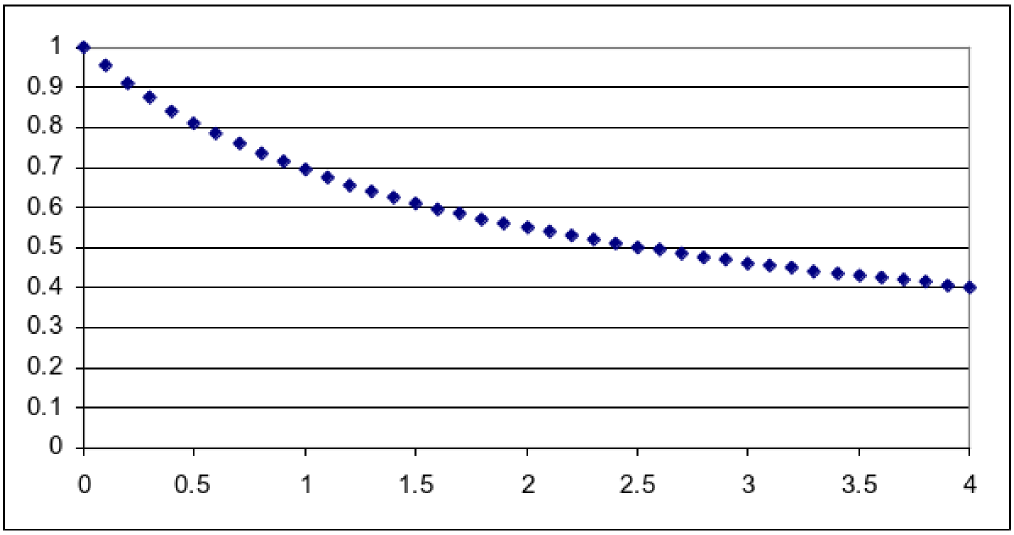
a dimenziótlan légbeszívási koefficiens $\alpha_n^* = \alpha_B z_{w=0}\left(\alpha_B = 0\right)$ függvényében. Tudjuk, hogy $z_{w=0}(\alpha_B = 0) = 2z_{T'=T}(\alpha_B = 0)$, és így $\left(\alpha_n^* = \alpha_B z_{w=0}(\alpha_B = 0) = 2\alpha_B z_{T=T'}(\alpha_B = 0) = 2\alpha_n\right)$. A korábban kapott kifejezés normálásával:

$$z_{n,w=0}(\alpha_n^*) = \frac{1}{\alpha_n^*}\ln\left(1+\alpha_n^*\right) = \frac{1}{2\alpha_n}\ln\left(1+2\alpha_n\right).$$

A termikek sebességprofiljáról és maximális magasságáról a 10. és a 11. ábra tájékoztat. A termikek szerkezetének általános jellemzését szolgálja a dimenziótlan mennyiségek alkalmazása az ábrákon.



10. ábra. A dimenziótlan vertikális sebesség ($w_n(z_n,\alpha_n)$) profilja különböző dimenziótlan légbeszívás mellett. A dimenziótlan légbeszívás: $\alpha_n = \alpha_B z_{T=T'}(\alpha = 0)$. Itt $z_{T=T'}(\alpha_B = 0)$ az a magasság, ahol a légbeszívás nélküli ($\alpha_B = 0$) esetben megegyezik a környezeti levegő (T) és a termik (T') hőmérséklete. A dimenziótlan magasság: $z_n = \frac{z}{z_{T=T'}(\alpha_B = 0)}$. A dimenziótlan vertikális sebesség: $w_n(z_n,\alpha_n) = \frac{w(z_n,\alpha_n)}{w_{\max}(\alpha_B = 0)}$ a légbeszívás melletti vertikális sebesség és a légbeszívás nélküli maximális vertikális sebesség hányadosa a z magasságban.



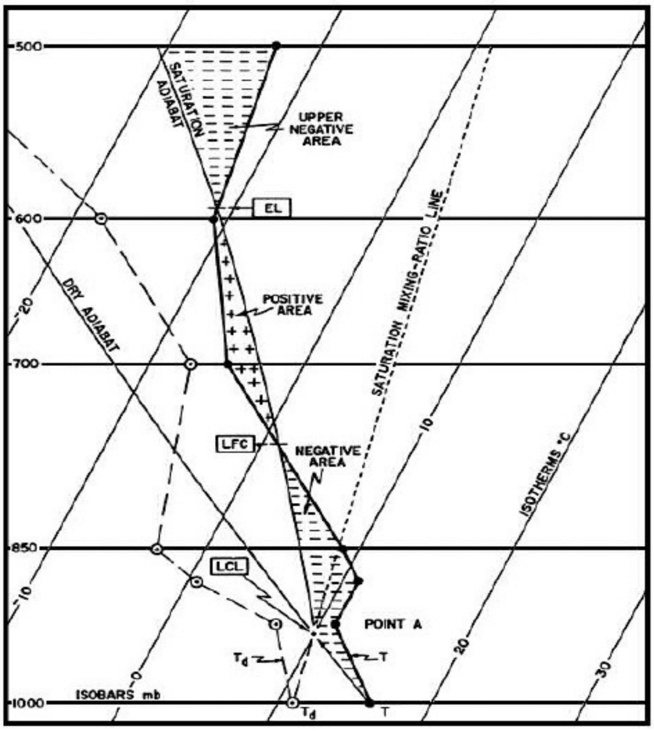
11. ábra. A dimenziótlan maximális termikmagasság, $z_{n,w=0}\left(\alpha_n^*\right)=\dfrac{z_{w=0}\left(\alpha_B\right)}{z_{w=0}\left(\alpha_B=0\right)}$ és a dimenziótlan légbeszívási koefficiens (α_n*) közötti kapcsolat. A dimenziótlan légbeszívási koefficiens az α légbeszívás és a légbeszívás nélküli termikmagasság szorzata $\alpha_n^*=\alpha_B z_{w=0}\left(\alpha_B=0\right)$.

VI.5. A labilitási energia és a kihullható vízmennyiség meghatározása

A szinoptikus és mezoskálájú analízisben illetve előrejelzésben elterjedten használják a rendelkezésre álló konvektív potenciális energiát, röviden labilitási energiát (CAPE – Convective Available Potential Energy), valamint a kihullható víztartalmat (precipitable water). Mindkét mennyiség egyszerűen származtatható a rádiószondás felszállásokból, a hőmérséklet, relatív nedvesség és légköri víztartalom profiljaiból. Ennek ellenére mind méréstechnikailag (kihullható víztartalom), mind modellezési szempontból számos kérdést vet fel e két mennyiség meghatározása.

VI.5.1. A labilitási energia

A labilitási energia a légköri instabilitás mérőszáma. Megmutatja, hogy az egységnyi légrész adott szintre történő emeléséhez mennyi munkát kell befektetni, illetve mennyi energia szabadul fel a légrész emelkedése során (12. ábra).



12. ábra. A labilitási energia meghatározása ferde-diagramon egy rádiószondás felszállás alapján. T_d a harmatpont profilja a markánspontokkal (szaggatott vonal), T hőmérsékleti profil (vastag vonal). Az emelkedő légrész a telítettség eléréséig a száraz adiabata mentén, felette a pszeudonedves adiabata mentén halad (vékony vonal). A negatív labilitási energia területét –, a pozitív labilitási energia területét + jellel adjuk meg. LCL (Lifting Condensation Level) a konvektív felhőalap szintje, LFC (Level of Free Convection)a szabad konvekciós szint, EL (Equilibrium Level) az a szint, ameddig a légrész gyorsulva emelkedik, felette hamar lecsökken a sebessége, nem hat rá felhajtó erő. Az EL a csapadékelemek felső szintje a zivatarban, ezt látja a radar.

Megbecsülhető, hogy milyen maximális sebességgel rendelkezhet a légrész egy adott szinten. Természetesen a légbeszívás, a turbulens keveredés és a horizontális szélnyírás csökkenti ezt az elméleti értéket a reális légkörben.

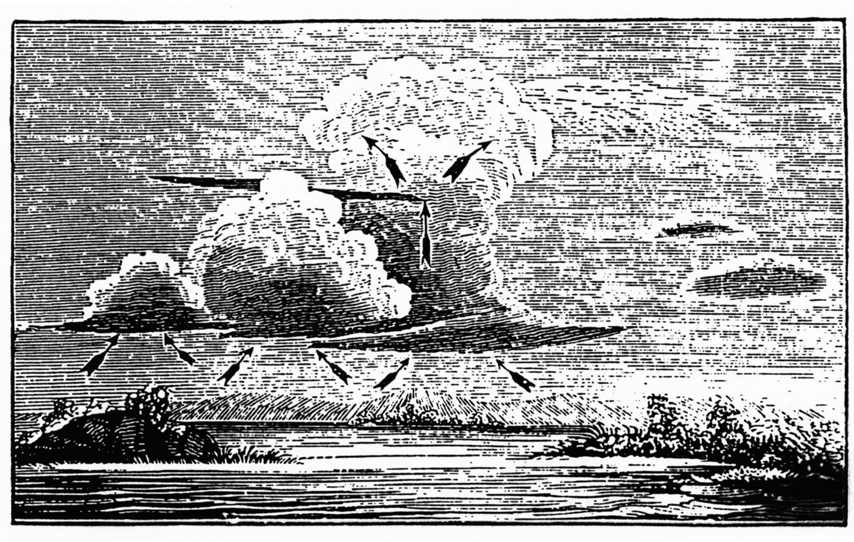
A labilitási energia az egyik kiváltó oka a konvektív rendszereknek mind az alacsony, mind a magas szélességeken. Széles körben alkalmazzák a szinoptikus gyakorlatban. Fontos szerepet játszik a tornádó-előrejelzésektől a monszunprognózisokig. Hogy miben adják meg a CAPE értékét, az már az aktuális feladattól függ. A konvektív aktivitásnak számos félempirikus mérőszáma is van (pl.: K-, SSI-, Thomson-index), amelyekkel szinoptikus meteorológiában foglalkozunk.

A labilitási energia meghatározásához a részecskemódszer alapegyenletéből indulunk ki. A gyorsulás a felhajtóerőből származik, amit a légrész és a környezet virtuális hőmérséklet, illetve virtuális potenciális hőmérsékletkülönbségével fejezünk ki. (*A termodinamikai diagramokon az emelkedő légrész és a környezet hőmérsékletét hasonlítjuk össze.*) A vesszős jelölés az elmozduló légrész és a környezet hőmérsékletkülönbségére utal.

$$\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}t} = g\frac{T_{v,légrész} - T_v}{T_v} = g\frac{T_v'}{T_v}, \qquad \frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}t} = g\frac{\Theta_{v,légrész} - \Theta_v}{\Theta_v} = g\frac{\Theta_v'}{\Theta_v}.$$

Áttérve az idő szerinti teljes deriváltról a magasság szerintire:

$$w\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}z} = \frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}w^2}{\mathrm{d}z} = g\frac{T_v'}{T_v}.$$



13. ábra. A gomolyfelhő keletkezési modellje. (Espy, 1841, Philosophy of storms). Vessük össze a több mint másfél évszázados modellt a 12. ábrán bemutatott rádiószondás felszállással.

Ha az emelkedő légrész sűrűsége kisebb, mint a környezeté ($T_v' > 0$), akkor a gyorsulás pozitív. A labilitási energia értéke a z_0 és a z_n szint között:

$$CAPE = \int_{z_0}^{z_n} g\frac{T_v'}{T_v}\,\mathrm{d}z.$$

Megadhatjuk a kiindulási z_0 szinten w_0 vertikális sebességgel rendelkező légrész maximálisan elérhető sebességét (w_n) is a z_n szinten:

$$w_n^2 = 2\cdot CAPE + w_0^2.$$

A labilitási energia meghatározásának a kulcsa az emelkedő légrész hőmérsékletének pontos megadása. E problémakörrel részletesen foglalkoztunk az emelkedő légrész hőmérsékletváltozása kapcsán a IV. fejezetben.

Szélsőséges esetben a felszínről indulva a légoszlop maximális labilitási energiája elérheti a 4500 J kg^{-1} értéket (1 J kg^{-1} = 1 m^2 s^{-2}). Ez hatalmas energia. A 3500 J kg^{-1} feletti értékek már tornádóveszélyes helyzetnek számítanak. 2500 J kg^{-1} labilitási energia mellett a felszínről induló légrész 70 m s^{-1} sebességre tehetne szert. Ilyen értékekkel nem találkozunk: a légbeszívás és a súrlódás csökkenti a feláramlást. Legfeljebb egy jól fejlett tornádótölcsérben mérhetnek 50 m s^{-1} körüli feláramlást. Ennek kialakulásában azonban a konvekció mellett a felszíni nyomási és áramlási mező is szerepet játszik. Nézzük a gyorsulások nagyságrendjét:

egy átlagos gomolyfelhőben $\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}t}=0{,}01\ \mathrm{m\,s^{-2}} << g$,

egy zivatarfelhőben $\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}t}=0{,}25\ \mathrm{m\,s^{-2}} < g$,

egy erős tornádóban $\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}t}=25\ \mathrm{m\,s^{-2}} > g$.

A $0{,}01\ \mathrm{m\,s^{-2}}$ gyorsulás eléréséhez az emelkedő légrésznek ~0,3 K-nel kell melegebbnek lennie a környezeténél. Az emelkedő légrész és a környezete közötti maximális hőmérsékleti különbség nem haladhatja meg a 10 K-t, ami jól mutatja a termodinamika mellett a dinamikai folyamatok szerepét a konvektív folyamatok fejlődésében, a nagy feláramlások (gyorsulások) kialakításában.

A labilitási energia könnyen ábrázolható a termodinamikai diagramokon. Az emelkedő légrész és a környezet (12. ábra) hőmérsékleti profilja által közbezárt terület a sztatika alapegyenlete alapján:

$$CAPE = \int_{z_0}^{z_n} T_v' \cdot \mathrm{d}(-R \cdot \ln p),$$

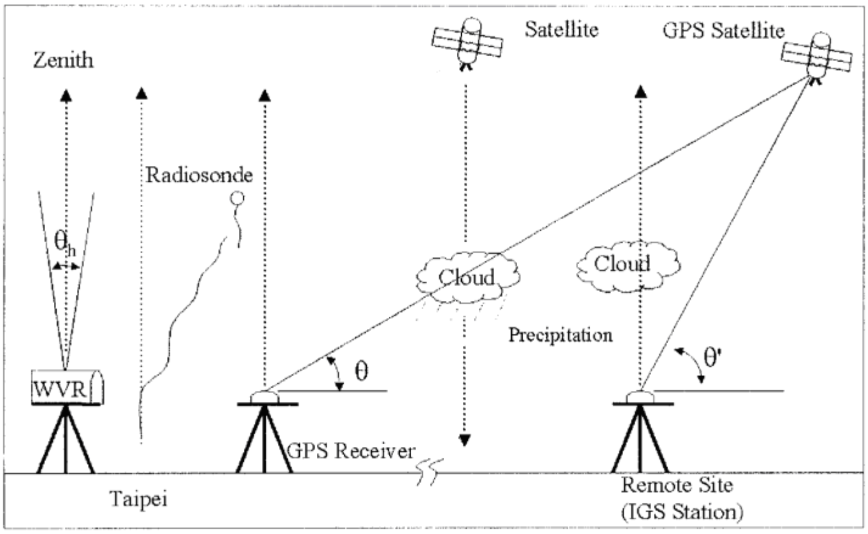
ahol felismerjük az emagram két koordinátáját. A konvekció „fűtőanyaga” a felhőbe besodródó vízgőz, ami kapcsolatban van a csapadék mennyiségével. A légköri víz pontos becslése segíti a konvektív aktivitás modellezését is. A következőkben a légoszlopban levő teljes víztartalom meghatározásával foglalkozunk.

VI.5.2. A kihullható víztartalom

A légoszlop teljes víztartalmát (A [kg m^{-2}], vagy [mm m^{-2}]) különböző módszerekkel mérhetjük. A legegyszerűbb eljárás a rádiószondás mérések kiértékelése, a specifikus nedvesség (q) magasság szerinti integrálása:

$$A = \int_{z_0}^{z_n} \rho_v \mathrm{d}z = \int_{z_0}^{z_n} \rho \cdot q\ \mathrm{d}z = -\frac{1}{g}\int_{p_0}^{p_n} q\ \mathrm{dp}$$

A módszer hibája, hogy a rádiószonda nem méri a felhő víztartalmát. E probléma megoldására szolgál a GPS alapú méréstechnika, ahol a dipólus szerkezetű vízmolekulák elektromágneses hullámterjedésre gyakorolt hatását használjuk ki. Ha ismert a GPS műhold és a vevő pontos koordinátája, akkor a mérés hibája az adó és a vevő közötti légréteg víztartalmáról tájékoztat (15. ábra). Végeznek víztartalomméréseket mikrohullámú szondázással (aktív távérzékelés) a felszínről (pl. a szegedi rádiószondázó állomáson 12982), illetve műholdról. Egy további lehetőség a víz elnyelési sávjaiban végzett felszíni vagy műholdas sugárzásmérés (passzív távérzékelés). Ilyen csatornái vannak a Terra műholdon elhelyezett MODIS (Moderate-Resolution Imaging Spectroradiometer, közepes felbontású képalkotó spektrofotométer) szenzornak is.



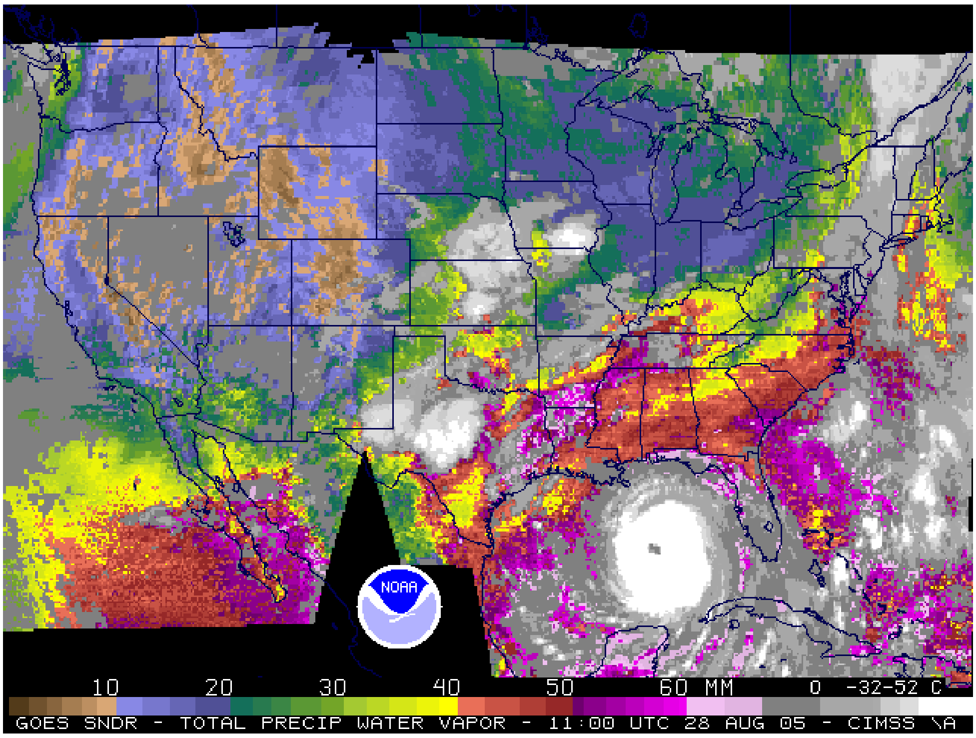
14. ábra. A kihullható víztartalom felszíni és műholdas mérési technikái.

A kihullható víztartalom földi átlaga szoros kapcsolatban van az évi csapadékkal, tudva, hogy a víz légköri tartózkodási ideje 8–10 nap. Az átlagos földi csapadékmennyiség hozzávetőlegesen 1000 mm $év^{-1}$, így a kihullható víztartalom közepes értéke 25 mm m^{-2}. Olyan területeken, ahol a csapadék nagy része konvektív folyamatokból származik, ez a becslés nem teljesül (más lesz a tartózkodási idő).

Érdekességként megemlítjük, hogy a Katrina hurrikánban (2005 augusztus vége, Egyesült Államok) a maximális érték 80 mm m^{-2} feletti volt. Hazánkban az átlagérték 20 mm m^{-2} körüli.

VI.5.3. A labilitás becslése a trópusokon

A konvekció a trópusi folyamatok sajátja. A 16. ábra a trópusi légkör tipikus stabilitási viszonyait mutatja. A potenciális hőmérséklet szigorúan monoton növekszik, majd a tropopauza felett (150 hPa) hirtelen tovább emelkedik, hiszen itt hőmérséklet a magassággal már nem csökken olyan mértékben, mint a troposzférában. A pszeudoekvivalens potenciális hőmérsékleti a nagy nedvességtartalom miatt a felszínen több mint 50 K-nel is meghaladhatja a potenciális hőmérsékletet. A magassággal erősen csökken a nedvesség, míg a potenciális hőmérséklet szigorúan monoton növekszik. E két hatás eredőjeként a pszeudoekvivalens potenciális hőmérséklet a középtroposzférában éri el a minimumát, majd fokozatosan növekedve belesimul a troposzféra felső rétegében a potenciális hőmérséklet profiljába (kis nedvességtartalom, közel száraz adiabatikus változás).



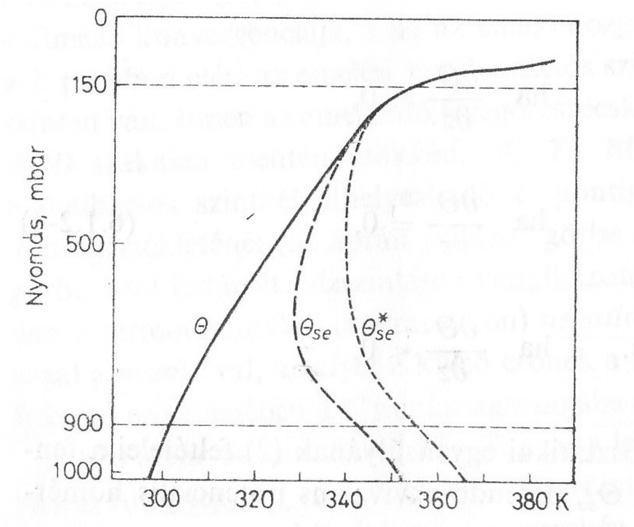
15. ábra. A kihullható víztartalom értéke az amerikai partokhoz érkező Katrina hurrikánban (2005. augusztus 25, NOAA Terra MODIS szenzor)

A pszeudoekvivalens potenciális hőmérséklet akkor bír jelentéssel, ha az emelkedő légrész már telítetté vált, a Θ_{se} által meghatározott főadiabatán halad. Adott szinten induló légrész pszeudoekvivalens potenciális hőmérséklete nem jellemzi az adott szint hőmérsékletét, illetve sűrűségét. Nem hasonlítható össze az adott szintre emelkedő felhőlevegővel.

Hogyan tehetjük összehasonlíthatóvá egy adott szint sűrűségét az odasodródó légrész sűrűségével a termodinamikai diagramon? Legyen Θ^*_{se} az a módosított pszeudoekvivalens potenciális hőmérséklet, amit úgy számolunk ki, hogy adott p nyomáson és T hőmérsékleten telítettnek tekintjük a légrészt, vagyis megadjuk a (p, T) ponton áthaladó főadiabatát. Ehhez hasonlítjuk az ide emelkedő telített légrész főadiabatájának a helyzetét. Adott nyomáson össze tudjuk hasonlítani az emelkedő légrész és a környezet hőmérsékletét, így megadhatjuk a labilitást. A módszer elméletileg alábecsüli a labilitást. Legyen az emelkedő és a környezet hőmérséklete azonos. Ha a környezeti levegő telítetlen, míg az emelkedő légrész telített, akkor azonos nyomáson a környezeti levegő nagyobb sűrűségű, tehát még éppen stabilis. Ennek elsősorban elméleti jelentősége van, elhanyagolható a környezeti sűrűség alábecslése.

Nézzük a felszínről emelkedő légrészt. A kondenzációs szintig (felhőalap) száraz adiabatikusan emelkedik, majd rááll a Θ_{se} által megadott főadiabatára.

A trópusi alsó troposzféra a magas felszíni hőmérséklet és nedvességtartalom ellenére is feltételesen instabil. Az erős párolgás miatt a nappali hőmérsékleti gradiens sem haladja meg a száraz adiabatikust. Nem úgy, mint a mérsékelt övben, ahol erős nyári nappali besugárzás esetén gyakran alakul ki szuperadiabatikus (száraz adiabatikus feletti) hőmérsékleti rétegződés. Ezt látjuk a budapesti (12843) rádiószondás adatokon is.



16. ábra. A trópusi légkör tipikus hőmérsékleti rétegződése.

A felszínről induló légrész a 900 hPa felett válik magasabbá a környezet Θ_{se}^{*} hőmérsékleténél. Azok a légrészek, amelyek magasabb, 900 hPa feletti rétegből indulnak, már nem haladják meg a környezet Θ_{se}^{*} hőmérsékletét, azaz a kényszermozgások sem tudják instabilissá tenni, függetlenül az emelés nagyságától.

A trópusi konvekció kialakulásához mindenképpen szükséges egy alacsony szintű konvergencia, ami az alsó cc. 100 hPa-os légréteget felemelkedésre kényszeríti, és a feltételes instabilitás felszabadulhat. E jelenség fontos szerepet játszik a szubtrópusi ciklonok fejlődésében is, ahol a felszínközeli emelkedő levegő labilizálódik, míg a felette levő légtömegek már nem játszanak szerepet a rendszer fejlődésében. Ha emelkedik, hidegebb lesz mint a felhőlevegő, ha lesüllyed, akkor a zsugorodási inverzió révén választja el a felszínközeli (besugárzással melegedő) levegőt a szabad légkörtől.