Kazalo

1 Hidrostatika in vetrovi **5**
1.1 Hidrostatično ravnotežje 6
1.1.1 Potek tlaka z višino 6
1.1.2 Višina, izračunana iz tlaka 8
1.2 Preprosti primeri stacionarnih vetrov 9
1.2.1 Geostrofski veter 11
1.2.2 Gradientni veter 13
1.2.3 Ciklostrofski veter 18
1.2.4 Inercijsko gibanje 20
1.2.5 Vpliv trenja na geostrofski in gradientni veter 22
1.2.6 Antitriptični veter 24
1.2.7 Vpliv trenja na gibanje v planetarni mejni plasti . . . 25
Prizemna turbulentna plast in logaritemski profil vetra 26
Planetarna mejna plast in Ekmanova spirala 29
1.3 Nestacionarne razmere 31
1.4 Vertikalna gibanja 32
1.4.1 Prosta konvekcija 34
1.4.2 Zavetrni valovi 34

1

Hidrostatika in vetrovi

Zrak v ozračju skoraj nikoli ne miruje. Toda čeprav se giblje, je možno, da po vertikali velja hidrostatično ravnotežje. Torej tu uporaba besede "statika" oz. "statično" še ne pomeni mirovanja zraka: pomeni le, da ni vertikalnih pospeškov, da sta torej medsebojno uravnotežena teža in vzgon (vertikalni del gradientne sile), (podpoglavje 1.1). Kadar je gibanje pretežno horizontalno, v računih zanemarimo vertikalno komponento. Prikazali bomo predvsem nekatere stacionarne približke za opis horizontalnega gibanja (podpoglavja 1.2.1 do 1.2.7). Omenili bomo tudi nestacionarne razmere (podpoglavje 1.3). Kadar pa je gibanje predvsem vertikalno, npr. ob vzgornikih v prosti konvekciji ali ob prisilnem dvigu zraka preko gorskih pregrad, se ne zanimamo za horizontalno hitrost, temveč obravnavamo samo vertikalno hitrost. Ob takih primerih pogosto privzamemo, da so polja spremenljivk po horizontali ali stacionarna ali homogena, sile med seboj uravnotežene ipd., in se zato zanimamo samo morebitna neravnotežja po vertikali. Prvi tak primer: prosto konvekcijo požene neravnotežje med težo in vzgonom, kasneje pa se vzpostavi novo ravnovesje sil med prostim vzgonom (razliko med vzgonom in težo) in trenjem. Pri drugem primeru tudi lahko pride do pospeševanja po vertikali: tipični primer so zavetrni transverzalni valovi ob gorskih grebenih. O vertikalnem gibanju je govor v podpoglavju 1.4.

1.1 Hidrostatično ravnotežje

Kadar sta si v ravnovesju sili *vzgona* ($\equiv$ *vertikalna komponenta gradientne sile*) in *teže*, velja po vertikali hidrostatično ravnotežje:

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} = g. \tag{1.1}$$

V ozračju, ki je v hidrostatičnem ravnotežju, sta torej masa zraka in s tem tlak tako razporejena, da je povsod vertikalni del gradientne sile (vzgon) ravno nasprotno enak sili teže: če je sila teže nekaj večja, se zrak še malo sesede proti tlom, če pa je vzgon večji, se še nekoliko dvigne navzgor – dokler se ne vzpostavi ravnotežje. Sile v horizontalni smeri so lahko ob tem v ravnovesju ali v neravnovesju. Prej navedena enačba torej ne trdi, da zrak miruje, temveč le opredeljuje, kako sta masa oz. gostota in z njima zračni tlak razporejeni, kako se zračni tlak spreminja z višino:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g. \tag{1.2}$$

Ker velja tudi enačba stanja za idealni plin: $p = \rho RT$, lahko gostoto, ki je v ozračju ne moremo preprosto meriti, v zgornji enačbi nadomestimo s tlakom in temperaturo, ki ju redno merimo $\rho = p/RT$, in dobimo:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{pg}{RT}. \tag{1.3}$$

Kjer in kadar je zrak bolj gost (nižje pri tleh in ob bolj hladnem vremenu – torej pri nižji temperaturi), tlak bolj pada z višino, kjer je bolj redek (v višinah, ali kadar je bolj toplo), pa je padec z višino manjši. Ne prav visoko v ozračju, kjer je gostota zraka npr. 1 $kg\,m^{-3}$, je padec tlaka za 1 hPa na 11 metrov, na višini okrog 5500 m, kjer je gostota le še 0.5 $kg\,m^{-3}$, je padec tlaka 1 hPa na vsakih 22 metrov. Padec tlaka z višino je torej odvisen od gostote oz. od temperature zraka.

1.1.1 Potek tlaka z višino

Enačbo 1.3 integriramo od začetne višine in tlaka na tej višini: $z = z_1$ in $p = p_1$, do poljubne višine z in do tlaka p na tej višini:

$$\int_{p_1}^{p} \frac{\partial p}{p} = -\int_{z_1}^{z} \frac{g\partial z}{RT(z)}. \tag{1.4}$$

Pri tem se moramo zavedati, da temperatura zraka z višino ni konstantna. Za natančno integracijo enačbe, ki daje potek tlaka z višino $p(z)$, bi morali poznati potek $T(z)$. Podatke o temperaturi lahko dobimo npr. z merjenji z radiosondo. Če podatkov o poteku temperature z višino nimamo, se zadovoljimo s podatkom o povprečni temperaturi (ali pa s približno vrednostjo) v plasti med z_1 in z:

$$\langle T\rangle = \frac{1}{z - z_1}\int_{z_1}^{z} T(z)\partial z.$$

Pri takem načinu integracije dobimo potek tlaka z višino:

$$p(z) = p_1(z_1)\exp\Big[-\frac{g(z - z_1)}{R\langle T\rangle}\Big]. \tag{1.5}$$

Kadar pa vsaj približno poznamo potek temperature z višino, npr. da ga aproksimiramo z linearnim približkom: $T(z) = T_1(z_1) + \langle\partial T/\partial z\rangle(z - z_1)$, ko torej poznamo povprečen vertikalni temperaturni gradient v plasti:

$$\Big\langle\frac{\partial T}{\partial z}\Big\rangle,$$

tedaj je rezultat integracije:

$$p(z) = p_1(z_1)\Big[1 + \Big\langle\frac{\partial T}{\partial z}\Big\rangle\frac{z - z_1}{T_1}\Big]^{-\frac{g}{R\langle\frac{\partial T}{\partial z}\rangle}}. \tag{1.6}$$

Obe rešitvi veljata samo, če poznamo pravo povprečje temperature v plasti oz. pravilni linearni približek poteka temperature v plasti med z_1 in z.

Spodnja meja integracije je odvisna od potreb. Včasih integriramo od tal navzgor: tedaj je $z_1 = z_s$ in $p_1 = p_s$. Pogosto pa tudi od morskega nivoja navzgor; tedaj je $z_1 = 0$, $p_1 = p(0)$ in $T_1 = T(0)$, ter:

$$p(z) = p(0)\exp\Big[-\frac{gz}{R\langle T\rangle}\Big] \tag{1.7}$$

oziroma

$$p(z) = p(0)\Big[1 + \Big\langle\frac{\partial T}{\partial z}\Big\rangle\frac{z}{T(0)}\Big]^{-\frac{g}{R\langle\frac{\partial T}{\partial z}\rangle}}. \tag{1.8}$$

1.1.2 Višina, izračunana iz tlaka

Potek tlaka z višino uporabljamo tudi za določanje višine z aneroidnimi višinomeri – merjenje višine poimenujemo tudi *altimetrija*. Take aneroide kot višinomere uporabljajo npr. planinci ali letalci. Aneroid meri tlak in če je dobro umerjen, lahko izmeri tlak pravilno (natančno pač v skladu s svojo preciznostjo). Toda višina, preračunana iz (pravilno izmerjenega) tlaka, ni nujno pravilna. Iz enačbe (1.5) dobimo:

$$z(p) = z_1 + \frac{R\langle T\rangle}{g} \ln\Big(\frac{p_1}{p}\Big). \tag{1.9}$$

Vidimo, da je izračunana višina odvisna od tlaka p_1 pri izhodišču z_1 in od povprečne temperature $\langle T\rangle$ za plast med z_1 in z (g in R pa sta poznani konstanti). Višinomeri imajo poleg okrogle skale za tlak (npr. v milibarih) še eno vrtljivo skalo za višino. Če poznamo tlak p_1 pri izhodišču z_1, lahko s pravilno zavrtitvijo vrtljive skale naravnamo višinomer glede na izhodiščno vrednost p_1 na višini z_1. Še vedno pa ostane negotovost glede povprečne temperature $\langle T\rangle$. Samo če bi poznali njeno pravo vrednost, bi lahko izračunali pravo višino. V praksi so napake neizogibne.

Če upoštevamo prenizko temperaturo glede na dejanske razmere, bomo izračunali premajhno višino, če pa v računu upoštevamo previsoko temperaturo, bo višina prevelika. Pravilno vrednost lahko določimo le, če poznamo $T(z)$!

Da bi se izognili nejasnostim, so se predvsem za potrebe letalstva dogovorili za t. i. standardno ozračje oz. standardno atmosfero (glej poglavje **??** in dodatek A). Privzamejo, da je pri povprečni gladini morja zračni tlak 1013,25 hPa, temperatura 15 ^oC, padec temperature z višino linearen $6,5$ K/km po vsej troposferi do povprečne višine tropopavze (11 km), kjer je temperatura $-56{,}5$ ^oC.

S tem je v tej *standardni atmosferi* določen povprečni potek temperature z višino. Tak standard so tudi upoštevali, ko so zarisali skalo višine na vrtljivo skalo višinomera. Napakam pri določanju višine se s tem sicer ne izognemo, vendar velja za vsa letala, ki letijo nad nekim območjem in ki nastavijo isto vrednost izhodiščnega tlaka, enaka sistematična napaka. Ob mrazu višinomeri vsem kažejo preveč, v toplem ozračju pa vsem premalo. S tako sistematično napako se zato letala po višini razvrščajo v t. i. nivoje letenja, ki so dovolj vsaksebi, da ne pride do tega, da bi se dve letali znašli sočasno v istem koridorju na isti višini.

1.2 Preprosti primeri stacionarnih vetrov

Kadar je gibanje izbrane zračne mase enakomerno, nepospešeno, tedaj nanjo ne deluje nobena sila, ali pa je delovanje sil medsebojno uravnoteženo tako, da je rezultanta vseh sil nič. Katere so te sile? Vzrok za gibanje so razlike v tlaku, ki povzročijo gradientno silo. Ko se zrak giblje, nanj delujeta tudi deviacijska ali Coriolisova sila ter, za veter blizu tal, še sila trenja, ki vpliva na povprečno hitrost gibanja. In to je za horizontalno gibanje vse! Veliki sili teže v vertikalni smeri namreč ponavadi v hidrostatičnem ravnotežju drži ravnotežje enako velika vertikalna komponenta gradientne sile (vzgon).

Enakomerno in nepospešeno je le tisto gibanje, kjer je hitrost ves čas enaka tako po velikosti kot po smeri. Kadar ni tako, je gibanje pospešeno. Sem spada tudi enakomerno kroženje s konstantno obodno hitrostjo, saj se smer hitrosti ves čas spreminja.

Ali tudi v ozračju opazimo enakomerno kroženje? Seveda: to je gibanje v horizontalnem krogu, ko zračni tlak od središča navzven enakomerno narašča ali pada. Na sliki 1.1 vidimo dva primera, ko je stacionarna horizontalna razporeditev zračnega tlaka taka, da iz vseh točk na izbrani krožnici deluje enako velika gradienta sila proti središču oz. iz središča navzven. V teh primerih se vzpostavi enakomerno kroženje zračnih mas okrog te središčne točke.

Za obravnavo horizontalnih gibanj smo si v poglavju **??** pripravili poenostavljeni naravni koordinatni sistem. Tam smo za pospešek v horizontalnem toku zapisali:

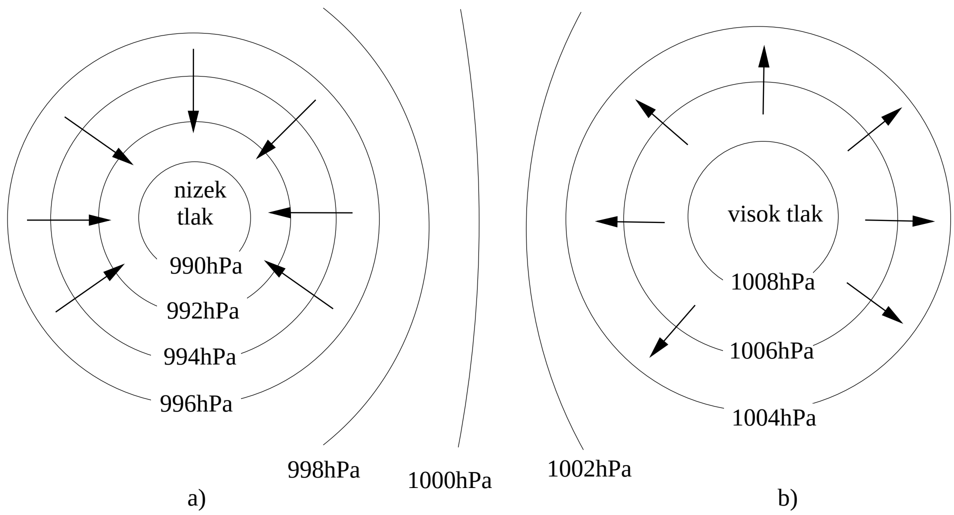
$$\frac{d\vec{v}_h}{dt} = \vec{n}\frac{V^2}{R_{traj}} + \vec{t}\,\frac{dV}{dt}. \tag{1.10}$$

Prvi člen na desni predstavlja sistemski radialni pospešek in je pravokoten na smer hitrosti. Pojavi se samo pri ukrivljenem gibanju. Drugi člen tangencialnega pospeška pa govori o spreminjanju velikosti hitrosti. Če je gibanje tako, da se hitrost po velikosti nič ne spreminja (kar velja lahko za premo ali za ukrivljeno gibanje), je ta drugi člen enak nič.

Oglejmo si še sile!

Gradientna sila kaže tja, kamor zračni tlak najbolj pada. Za njen horizontalni del v naravnem koordinatnem sistemu velja:

$$-\frac{1}{\rho}\nabla_h p = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial s}\vec{t} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial n}\vec{n}. \tag{1.11}$$



Slika 1.1: Horizontalni presek skozi polji zračnega tlaka pri tleh. Krožni polji (a) nizkega in (b) visokega tlaka pomenita radialno usmerjeno gradientno silo.

Na severni polobli deluje (sistemska) Coriolisova sila v desno od smeri horizontalnega gibanja. Sorazmerna je s hitrostjo, sorazmernostni faktor pa je Coriolisov parameter:

$$-f\vec{k} \times \vec{v}_h = -fV\vec{k} \times \vec{t} = -fV\vec{n}. \tag{1.12}$$

Sila trenja v našem poenostavljenem opisu (ko upoštevamo samo zunanje trenje) kaže nasproti povprečni hitrosti, s katero je sorazmerna, sorazmernostni faktor pa je koeficient trenja k:

$$\vec{f_t} = -kV\vec{t}. \tag{1.13}$$

Gibalna enačba ima torej v naravnem koordinatnem sistemu obliko:

$$\frac{V^2}{R}\vec{n} + \frac{dV}{dt}\vec{t} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial s}\vec{t} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial n}\vec{n} - fV\vec{n} - kV\vec{t}. \tag{1.14}$$

V komponentni obliki torej velja:
v tangentni smeri $\vec{t}$:

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial s} - kV \tag{1.15}$$

in v normalni smeri $\vec{n}$:

$$\frac{V^2}{R} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial n} - fV. \tag{1.16}$$

Od gradientne sile, ki gibanje povzroči, je odvisno, ali je gibanje premo in enakomerno (kadar so izobare ravne in se v času ne spreminjajo) ali gre za enakomerno kroženje (če so izobare krožne in se tudi v času ne spreminjajo) ali pa je gibanje še bolj zapleteno (ko so izobare vijugaste in se morda v času tudi spreminjajo).

V nadaljevanju bomo najprej obravnavali le preproste stacionarne primere, ko je velikost hitrosti konstantna: $\frac{dV}{dt} = 0$. Zato bomo uporabljali predvsem drugo enačbo za normalno smer. V njej si bomo radialni pospešek zaradi obravnave v naravnem koordinatnem sistemu lahko predstavljali tudi kot sistemsko centrifugalno silo tega naravnega koordinatnega sistema. Prvo enačbo za tangencialno smer bomo dodali, ko bomo opisovali vpliv trenja. Potem bomo v poglavju 1.3 omenili nekatere nestacionarne primere in na koncu v poglavju 1.4 še nekatera gibanja v vertikalni smeri.

1.2.1 Geostrofski veter

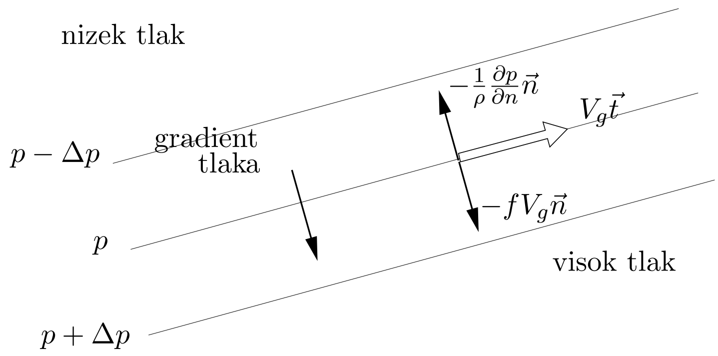
Če so izobare ravne ($R = \infty$, smer gradienta tlaka je povsod ista), če je primer stacionaren ($\frac{dV}{dt} = 0$) in če je trenje zanemarljivo ($\vec{f_t} = -kV\vec{t} = 0$, kar velja predvsem dovolj visoko od tal), ostane pravokotno na smer gibanja le ravnovesje med gradientno silo in Coriolisovo silo:

$$0 = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial n}\vec{n} - fV_g\vec{n}. \tag{1.17}$$

Enotski vektor $\vec{n}$, ki v naravnem koordinatnem sistemu kaže v levo od smeri hitrosti, kaže torej v smeri nasproti gradientu tlaka, torej proti nizkemu tlaku; to je v isto smer, kot gradientna sila. Coriolisova sila je njej nasprotna, torej kaže proti visokemu tlaku (slika 1.2). Ravnovesje sil poimenujemo *geostrofsko ravnovesje* (Gea: Zemlja, strofein: vrteti se). Velikost hitrosti smo označili z V_g, da smo poudarili, da gre za *geostrofski veter*. Izračunamo jo iz:

$$V_g = -\frac{1}{f\rho}\frac{\partial p}{\partial n}. \tag{1.18}$$

Ker je v naravnem koordinatnem sistemu velikost hitrosti vedno pozitivna, je (na severni polobli, kjer je $f > 0$) torej vedno $\frac{\partial p}{\partial n} < 0$: tlak pada v levo od smeri hitrosti.



Slika 1.2: Ob ravnih izobarah piha geostrofski veter tako, da je (na severni polobli) nizek tlak na levi strani, če gledamo v smeri hitrosti.

Geostrofski veter torej piha tam, kjer so izobare ravne in se v času ne spreminjajo, in sicer vzporedno z izobarami tako, da je (na severni polobli) nizek tlak na levi, če gledamo v smeri gibanja.

Če se Zemlja ne bi vrtela, Coriolisove sile ne bi bilo, veter bi pihal od visokega tlaka proti nizkemu tlaku in bi s tem vetrom premikajoče se zračne mase kaj hitro zapolnile primanjkljaj zraka v območju nizkega tlaka. Nekaj takega opažamo ob ekvatorju, kjer je Coriolisova sila zanemarljivo majhna: tam ni razlik v tlaku, temveč je pri tleh ob ekvatorju pas enakomernega tlaka (nekoliko nižjega kot v subtropskih geografskih širinah).

V zmernih in visokih geografskih širinah pa je Coriolisova sila pomembna. Tam veter torej ne piha proti nizkemu tlaku, temveč vzporedno z izobarami: zrak ne teče od območja, kjer je tlak visok, tja, kjer je tlak nizek. Zato se zračni tlak ne izravna, temveč v zmernih in visokih geografskih širinah območja z nižjim in višjim tlakom vztrajajo dokaj nespremenjena po več dni ali tednov. Vrtenje Zemlje je torej bistveni vzrok za to, da je vreme na Zemlji tako, kot je.

Poudariti moramo še eno zelo važno dejstvo. Na osnovi izpeljave enačbe za geostrofski veter bi morda kdo pomislil, da veter, preden se vzpostavi ravnovesje med gradientno silo in Coriolisovo silo, piha od visokega proti nizkemu tlaku – to je povprek čez izobare. To v ozračju v zmernih geografskih širinah (in v višinah, kjer je trenja zanemarljivo majhno) ni res, kajti ti dve sili sta

tam ves čas približno medsebojno uravnovešeni! Ves čas se polje zračnega tlaka prilagaja polju vetra in obratno – to poimenujemo *geostrofsko prilagajanje*. Zato so odstopanja od ravnovesja le majhna in veter v višinah ima ponavadi le majhno, pogosto komaj opazno komponento, pravokotno na izobare.

Torej: veter v višinah, kjer je trenje zanemarljivo, je v zmernih geografskih širinah skoraj vedno vzporeden z izobarami – torej približno geostrofski (oz. približno gradientni – glej naslednje poglavje 1.2.2).

* (V nekaterih knjigah so skice, ki naj bi ponazarjale začetno prilagajanje toka: od mirovanja, preko šibkega vetra povprek čez izobare, vse močnejšega vetra vedno bolj v smeri izobar, do stacionarnega geostrofskega vetra vzdolž izobar. Izkušnje kažejo, da take skice večino študentov zavajajo k napačni predstavi o geostrofskem prilagajanju vetra. V ozračju namreč ni nikakršnega vzroka, ki bi zrak zadrževal v mirovanju v polju neenakomernega tlaka ter ga potem nenadno izpustil, da bi se prilagodil in začel pihati kot geostrofski veter. Pač pa se pihanje proti nizkemu tlaku pojavi, ko v prej zaprti sobi odpremo okna in vrata in nastane prepih ali ko v laboratoriju odpremo ventil kake posode, v kateri je tlak povečan.) *

1.2.2 Gradientni veter

Kadar so izobare ukrivljene, toda še vedno stacionarne, in dovolj visoko nad tlemi, kjer ni trenja, je radialni pospešek vzrok za to oz. sistemska centrifugalna sila naravnega koordinatnega sistema posledica tega, da se vzdolž poti opazovanega dela zraka spreminja smer gibanja. Vzrok za to je krožno polje gradientne sile. Nasproti gradientni sile deluje Coriolisova sila. Da primer ločimo od prejšnjega, imenujemo veter v tem primeru *gradientni veter* V_{gr}. Zanj torej velja ravnotežje sil v smeri $\vec{n}$, ki ga poimenujemo *gradientno ravnovesje*:

$$\frac{V_{gr}^2}{R}\vec{n} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial n}\vec{n} - fV_{gr}\vec{n}. \tag{1.19}$$

Pospešek in obe sili so vsi pravokotni na smer hitrosti: veter piha vzporedno z izobarami. Ker vsi trije delujejo vzdolž iste premice, lahko zapišemo tudi skalarno enačbo, ki upošteva le velikost hitrosti:

$$\frac{V_{gr}^2}{R} + fV_{gr} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial n} = 0. \tag{1.20}$$

Primer je zelo podoben prejšnjemu in tudi veter, ki se pojavi, je približno tak kot v primeru geostrofskega ravnovesja. Še vedno ena nasproti drugi delujeta gradientna in Coriolisova sila, toda zaradi ukrivljenosti izobar (ukrivljenih trajektorij, po katerih se gibljejo deli zraka) se pojavi tudi radialni pospešek (oz. v naravnem koordinatnem sistemu njemu ustrezna sistemska centrifugalna sila), ki spremlja vsako kroženje. Kadar so izobare le malo ukrivljene, se gradientni veter komaj kaj razlikuje od geostrofskega, kadar pa je ukrivljenost velika, so razlike lahko tudi precejšnje.

Kakšne so možne kombinacije teh sil, da je njihova rezultanta enaka nič? Npr. če je R pozitiven in $\partial p/\partial n$ tudi pozitiven (in ker je na severni polobli tudi f pozitiven) imajo vsi členi v enačbi isti pozitivni predznak (kažejo vse tri sile v isto smer). Tedaj njihova vsota (rezultanta sil) nikakor ne more biti enaka nič. Taka rešitev torej fizikalno ni možna.

V naravi se lahko pojavi več možnosti. Izobara (ki je obenem trajektorija) je lahko pozitivno ali negativno ukrivljena in ima torej radialni pospešek (sistemska centrifugalna sila) smer ali v levo ali v desno od smeri hitrosti.

Tlak morda lahko narašča v levo od smeri hitrosti, ali pa tja upada: morda je lahko gradient tlaka $\partial p/\partial n$ pozitiven ali pa negativen? V enem primeru bi torej lahko gradientna sila kazala v levo v drugem pa v desno od smeri hitrosti.

V naravi se pri gradientnem ravnovesju teh treh sil ne zgodi, da bi tlak (na severni polobli) naraščal v levo od hitrosti (le če je Coriolisova sila zanemarljivo majhna, je mogoč tudi tak primer – glej naslednje poglavje 1.2.3). Gradientna hitrost ima torej tako smer, da je (na severni polobli) nizek tlak na levi, če gledamo v smeri gibanja. Torej (na severni Zemeljski polobli) velja $\partial p/\partial n < 0$ in sila gradienta tlaka vedno kaže v levo od smeri gibanja. Coriolisova sila (omejimo se na obravnavo dogajanja na severni polobli) kaže vedno v desno od hitrosti.

Toda kljub že omenjenim omejitvam še vedno niso fizikalno smiselne vse preostale računsko možne kombinacije sil. Kakšne možnosti se torej pojavljajo v naravi?

Najprej si oglejmo matematični opis problema, potem pa bomo navedli še nekaj fizikalnih razlogov za to, da za nekatere rešitve veljajo omejitve. Rešimo torej kvadratno enačbo za V_{gr}!

$$V_{gr} = -\frac{fR}{2} \pm \sqrt{\frac{f^2R^2}{4} - \frac{R}{\rho}\frac{\partial p}{\partial n}}. \tag{1.21}$$

Pri tem upoštevajmo, da je ukrivljenost poti lahko pozitivna ali negativna (R je pozitiven ali negativen), da (formalno vzeto) lahko tlak v levo od smeri gibanja narašča ali pada ($\partial p/\partial n$ je pozitiven ali negativen) in da je pred korenom znak ali pozitiven ali negativen. Sledi, da imamo matematično formalno osem možnosti za V_{gr}. Po definiciji hitrosti v naravnem koordinatnem sistemu, kjer kaže prva koordinatna os vedno v smer gibanja, velja:

- da mora biti velikost hitrosti vedno pozitivna ($V_{gr} > 0$) in
- da mora biti za realno rešitev diskriminanta pod korenom pozitivna.

Zato je $f^2R^2/4 > R/\rho\, \partial p/\partial n$. Poleg tega smo nekaj odstavkov prej že poudarili:

- na severni polobli se vedno vzpostavljajo taka obsežna gibanja, da je nizki tlak na levi, glede na smer hitrosti (da je $\partial p/\partial n < 0$) – na južni polobli je ravno obratno.

Torej vse formalno možne rešitve niso tudi fizikalno smiselne rešitve. Zato upoštevamo le tiste, ko velja:

$$V_{gr} > 0, \qquad \frac{\partial p}{\partial n} < 0, \qquad \frac{f^2R^2}{4} > \frac{R}{\rho}\frac{\partial p}{\partial n}.$$

(za severno poloblo)

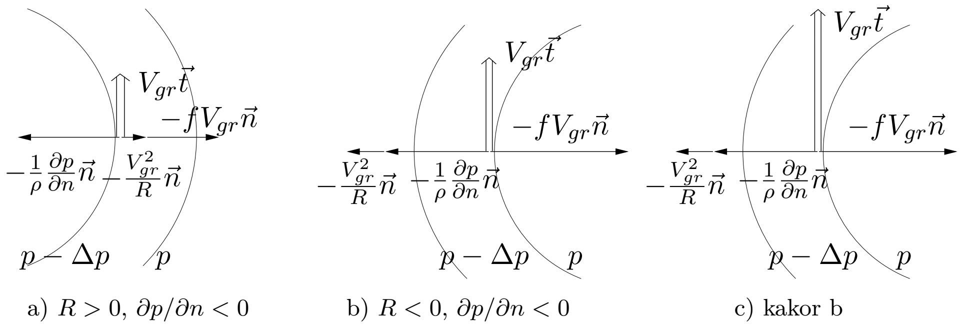
Zdaj ločimo dva primera: gibanje s pozitivno in gibanje z negativno ukrivljenostjo poti.

A. Za pozitivno ukrivljenost $R > 0$ (v nasprotni smeri urnih kazalcev, v meteorologiji jo imenujemo tudi ciklonalna ukrivljenost), je na severni polobli, kjer je $f > 0$, prvi člen $-fR/2$ v enačbi (1.21) negativen. Zato smemo pri korenu upoštevati samo pozitivni predznak, če naj bo hitrost pozitivna. Ob tem mora biti koren tudi absolutno večji od prvega člena. To je pri $R > 0$ in $\partial p/\partial n < 0$ vedno, kajti tedaj se torej oba člena pod korenom seštevata. Izraz pod korenom ni nikoli negativen in rešitev je vedno realna.

Za $R > 0$:

$$V_{gr} = -\frac{fR}{2} + \sqrt{\frac{f^2R^2}{4} - \frac{R}{\rho}\frac{\partial p}{\partial n}}. \tag{1.22}$$

Torej je za pozitivno (ciklonalno) ukrivljenost, in ko tlak v levo od hitrosti upada, fizikalno smiselna rešitev le tista, kjer je pred korenom znak + (slika 1.3.a).



Slika 1.3: Nekateri načini gibanja pri ukrivljenih izobarah. Narisane so tri fizikalno smiselne rešitve za gradientni veter (od formalno možnih osmih rešitev); v naravi se vzpostavljata le prvi dve; druga možnost vedno prevlada nad tretjo, ki bi ob večji hitrosti pomenila tudi večjo kinetično energijo gibajočega se zraka.

B. Za negativno anticiklonalno ukrivljenost $R < 0$ je prvi člen v izrazu za gradientno hitrost pozitiven in bi lahko pred korenom obveljal znak + ali -. Pogoj je le, da mora biti pri negativnem predznaku koren absolutno manjši od $|fR/2|$, če naj bi bila tudi pri tem znaku vsota obeh členov še vedno pozitivna. To je mogoče le tedaj, ko se člena pod korenom med seboj odštevata, kar je pri negativni ukrivljenosti (in pri tem, da je tudi $\partial p/\partial n < 0$) vedno res! Po drugi strani za realno rešitev vrednost pod korenom ne sme biti negativna, torej mora veljati tudi $|\partial p/\partial n| < |\rho f^2 R/4|$.

Za negativno (anticiklonalno) ukrivljenost torej velja, da sta sicer mogoči dve hitrosti: ena večja, ko sta oba člena pozitivna (pred korenom znak +, slika 1.3.c) in druga manjša, ko velja pred korenom predznak – (slika 1.3.b): $V_{gr} = -\frac{fR}{2} \overset{(+)}{-} \sqrt{\frac{f^2R^2}{4} - \frac{R}{\rho}\frac{\partial p}{\partial n}}$. Znak (+) smo dali v oklepaj zato, ker se v naravi vedno vzpostavi manjša od obeh ravnovesnih hitrosti (slika 1.3.b). Torej,

za $R < 0$ in $|\partial p/\partial n| < |\rho f^2 R/4|$:

$$V_{gr} = -\frac{fR}{2} - \sqrt{\frac{f^2R^2}{4} - \frac{R}{\rho}\frac{\partial p}{\partial n}}. \qquad (1.23)$$

Zdaj (po formalni matematični razlagi) poglejmo še ravnovesje sil. V primeru **A** gre za enakomerno kroženje v pozitivni smeri (v ciklonalni smeri). Tedaj Coriolisova sila (sistemska sila zaradi vrtenja Zemlje)in centrifugalna sila (sistemska sila pri obravnavi v naravnem koordinatnem sistemu) skupaj ohranjata ravnotežje sili gradienta tlaka, ki kaže proti središču, to je proti nizkemu tlaku. V primeru **B** je kroženje v negativni (anticiklonalni) smeri. Tu kaže gradientna sila navzven, saj je tlak v okolici nižji, v središču kroženja pa najvišji. Navzven kaže, kot vedno, tudi sistemska centrifugalna sila. Edino Coriolisova sila lahko vzpostavi ravnotežje drugima dvema, toda zato mora biti primerno močna: enaka kot gradientna sila in sistemska centrifugalna sila skupaj. Prav centrifugalna sila pri kroženju po majhnem radiju lahko postane zelo velika, saj je obratno sorazmerna z radijem. Da ostane sistem v ravnovesju, velja omejitev $|\partial p/\partial n| < |\rho f^2 R/4|$, kar pomeni, da mora biti pri majhnih radijih tudi gradient majhen. Dovolj majhen gradient (ki je vzrok za gibanje) zagotavlja dovolj šibke vetrove in s tem dovolj šibko centrifugalno silo.

Ugotovili smo torej, da je pri negativni ukrivljenosti gibanja, za $R < 0$, velikost gradienta tlaka pri izbrani ukrivljenosti omejena: $|\partial p/\partial n| < |\rho f^2 R/4|$, da pa ni omejitve pri pozitivni ukrivljenosti. To je pomemben rezultat, ki kaže, da je pri pozitivni ciklonalni ukrivljenosti tudi pri majhnih radijih lahko gradient močen.

V ciklonih je tudi ob sredini lahko močen gradient in s tem močen veter. Na sredini anticiklonov ni močnega gradienta tlaka in zato tudi ni vetra. Poudarimo: pri pozitivnem anticiklonalnem kroženju (npr. v anticiklonih) $|\partial p/\partial n| < |\rho f^2 R/4|$ za $R < 0$.

O tem več v poglavjih 7.3.2 in 7.3.3 pri obravnavi vremena v anticiklonih in v ciklonih.

Še ena ugotovitev! Iz opisa geostrofskega vetra smo se naučili, da velja $-(1/\rho)\partial p/\partial n = fV_g$. Torej zdaj lahko pri obravnavi gradientnega vetra namesto $-(1/\rho)\partial p/\partial n$ pišemo tudi fV_g. Uporabimo to v zapisu ravnotežja $V_{gr}^2/R + (1/\rho)\partial p/\partial n + fV_{gr} = 0$ in dobimo:

$$\frac{V_{gr}^2}{R} - fV_g + fV_{gr} = 0. \tag{1.24}$$

Odtod izrazimo hitrost gradientnega vetra V_{gr} glede na ustrezni geostrofski veter V_g, ki bi pihal ob sicer enakem gradientu tlaka, toda ob ravnih, neukrivljenih poteh vetra:

$$V_{gr} = \frac{V_g}{1 + V_{gr}/fR} \qquad \begin{array}{ll} V_{gr} > V_g \quad za \quad R < 0 \\ V_{gr} < V_g \quad za \quad R > 0 \end{array} \tag{1.25}$$

Pri kroženju v pozitivni (ciklonalni) smeri je hitrost nekoliko manjša, kot bi bila ob sicer enakem gradientu in ob ravni poti vetra (manjša torej od ustrezne geostrofske hitrosti), kar je posledica tega, da zdaj dve sili, obe sorazmerni hitrosti, skupaj ohranjata ravnovesje gradientni sili.

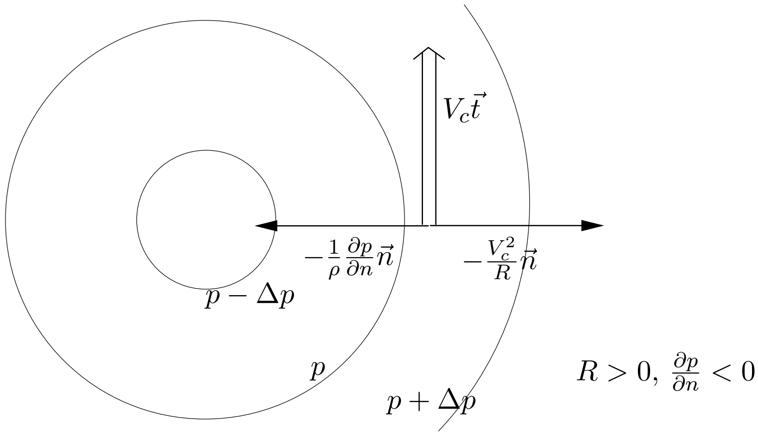
Pri kroženju v negativni (anticiklonalni) smeri pa je hitrost večja od hitrosti ustreznega geostrofskega vetra, kar je posledica tega, da Coriolisova sila sama ohranja ravnovesje ne le gradientni, temveč tudi centrifugalni sili. Zato mora biti torej ustrezno večja. Večjo Coriolisovo silo fV_{gr} pa zagotavlja le večja hitrost.

Primer za tako gibanje zraka je ukrivljeni tok v višinah. Predvsem so to gibanja okrog zaključenih ovalnih ali bolj ali manj okroglih območij z nizkim ali visokim zračnim tlakom (v ciklonih in anticiklonih), pa tudi gibanje v valujočem zahodnem toku okrog Zemlje. V dolinah teh valov, ko se severozahodnik obrača preko zahodnika v jugozahodnik, je veter nekoliko šibkejši, v vrhovih teh valov, ko se jugozahodnik spet preko zahodnika obrne v severozahodnik, pa nekoliko močnejši.

Prav na ekvatorju, kjer ni Coriolisove sile (f je tam nič), ne more biti gradientnega (pa tudi geostrofskega) gibanja. *Tropski cikloni* (v Ameriki jim rečejo *hurricani*, v jugovzhodni Aziji pa *tajfuni*) torej ne nastajajo prav ob ekvatorju, temveč navadno med 10^o in 20^o geografske širine in potujejo pretežno proti severozahodu (na južni polobli proti jugozahodu), torej proč od ekvatorja. Zato tudi nanje vpliva vrtenje Zemlje in z njim Coriolisova sila. Na severni polobli se pod vplivom vseh treh sil ti tropski cikloni vrtijo v pozitivni smeri.

1.2.3 Ciklostrofski veter

Na manjših območjih z lokalno močno znižanim tlakom so izobare močno ukrivljene (obratni primer lokalno močno zvišanega tlaka ni možen zaradi omejitve gradienta tlaka okrog središč z visokim tlakom!). Ob močno ukrivljenih izobarah in ob veliki hitrosti je sistemska centrifugalna sila dosti večja



Slika 1.4: Ciklostrofsko ravnovesje. Vrtenje v *tornadih* je na severni polobli skoraj vedno v pozitivni smeri; druga možnost za vrtenje v negativni anticiklonalni smeri se pojavlja zelo poredko. Pač pa se manjši *prašni vrtinci* pogosto zavrtijo tudi v obratni smeri.

od Coriolisove, ki jo zato lahko zanemarimo. Dobimo ravnovesje med gradientno silo in radialnim pospeškom oz. sistemsko centrifugalno silo – imenujemo ga *ciklostrofsko ravnovesje*:

$$\frac{V_c^2}{R}\vec{n} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial n}\vec{n}. \tag{1.26}$$

To ravnovesje je možno, če je pri pozitivni ukrivljenosti $\partial p/\partial n < 0$, oz. pri pri negativni ukrivljenosti $\partial p/\partial n > 0$. Tu je torej možno le kroženje okrog območja z nizkim tlakom. Načelno je kroženje lahko ali v pozitivni ali v negativni smeri.

Primeri za tak način gibanja so *tornadi* in *prašni vrtinci*.

Tornadi so lijakasti spiralni vrtinci s premerom do nekaj sto metrov, ki se razvijejo navzdol iz nevihtnih oblakov. Včasih jih opazimo samo pod oblakom, včasih pa sežejo tudi do tal. Pojavijo se tedaj, ko je v oblaku zelo močno dviganje. Odtekanje zraka v višino povzroči, da se pod bazo oblaka tlak lokalno močno zniža. Posledica je izdatno horizontalno stekanje zraka od strani in zavrtinčenje v spiralasto stekajoče se gibanje. Večina tornadov se na severni polobli vrti v pozitivni smeri. Ker je namreč oblak lahko precej velik, se ponavadi tudi ves oblak nekoliko vrti v smislu gradientnega ravnotežja (na severni polobli v pozitivnem smislu). Če pa se torej že ves oblak nekoliko ciklonalno vrti, dobi tudi velika večina zametkov tornadov, ki se razvijejo iz takih oblakov, začetni impulz vrtenja v pozitivnem smislu, kar opredeli tudi njihovo nadaljnje vrtenje.

Prašni vrtinci, ki so majhni, premera do nekaj metrov, in ki se razvijejo od tal navzgor, se vrtijo v obe smeri: v pozitivno in v negativno. Horizontalna konvergenca se v takih primerih razvije na tako majhnem območju, da Coriolisova sila ne vpliva na stekanje zraka. Torej zaradi majhnosti pojava ni nobene težnje po zavrtitvi v pozitivno smer (kot smo povedali v 1.1.1, se vpliv Coriolisove sile lahko odrazi le pri dovolj velikih sistemih gibanja).

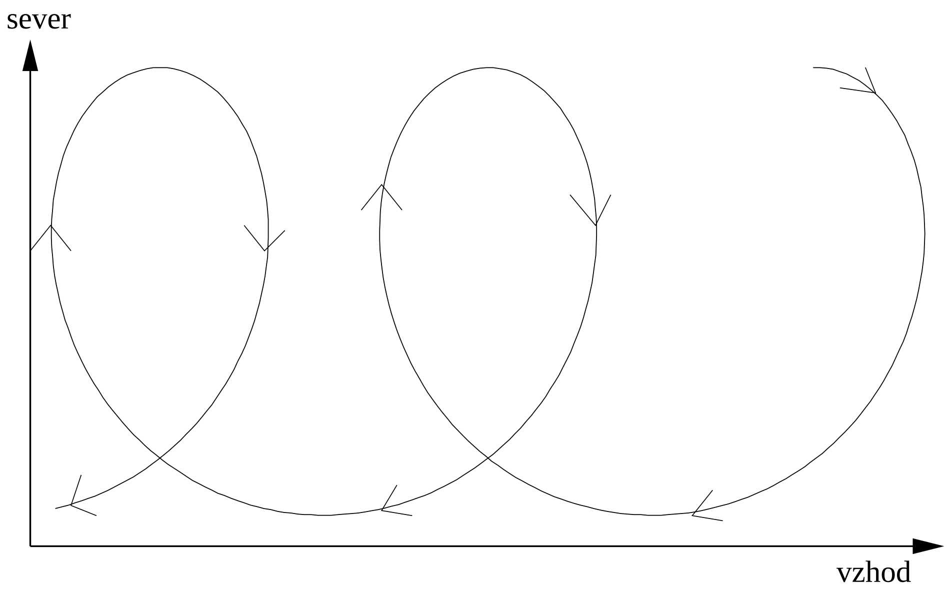
Poudarimo razliko med tornadi in tropskimi cikloni (hurricani, tajfuni). Tornadi so sorazmerno majhni, nekaj sto metrov široki vrtinci pod nevihtnimi oblaki. Vrtenje je zelo hitro in radij tako majhen, da centrifugalna sila močno prevlada nad Coriolisovo silo: zanje torej velja ciklostrofsko ravnovesje med gradientno in centrifugalno silo. Tropski cikloni pa so sorazmerno veliki (premera nekaj sto kilometrov) in nastajajo razmeroma daleč od ekvatorja, kjer vpliv Coriolisove sile ni zanemarljiv. Pri svojem premikanju skoraj nikoli ne zaidejo prav do ekvatorja (kjer je Coriolisova sila zanemarljivo majhna), zato zanje ne velja ciklostrofsko, ampak gradientno ravnovesje.

1.2.4 Inercijsko gibanje

Naslednji poenostavljeni primer gibanja na Zemlji je sicer pomembnejši za oceane kot za ozračje, toda tudi za ozračje je opis zelo poučen. Naj se zrak giblje s hitrostjo V v odsotnosti gradientne sile. Torej ni sile, ki bi zrak poganjala, je pa v preteklosti nekaj povzročilo to gibanje, ki se sedaj nadaljuje zaradi vztrajnosti, inercije. Tudi trenje, ki bi gibanje postopoma zaustavilo, naj bo zanemarljivo. Tedaj sta v smeri pravokotno na hitrost v ravnovesju le obe sistemski sili – centrifugalna sila (naravnega koordinatnega sistema) in Coriolisova sila (sistema na vrteči se Zemlji):

$$\frac{V_i^2}{R}\vec{n} = -fV_i\vec{n}. \tag{1.27}$$

Enačba (1.27) opisuje ukrivljeno *inercijsko gibanje*. Če so dimenzije opazovanega prostora tako majhne, da velja na vsem območju enaka vrednost Coriolisovega parametra f_0 ($f = 2\Omega sin\varphi_0 = f_0 = konst$), je gibanje krožno



Slika 1.5: Inercijsko gibanje zračne mase z manjšim radijem bolj severno in z večjim radijem bolj južno.

po krogu z radijem, ki je tem večji, čim večja je hitrost:

$$R = -\frac{V_i}{f_0}. \tag{1.28}$$

Radij je na severni polobli negativen (kjer je $f_0 > 0$). Gibanje ima torej negativno ukrivljenost (anticiklonalno, v smeri kazalcev na uri). Obhodni čas τ je:

$$\tau = \frac{2\pi|R|}{V_i} = \frac{2\pi}{|f_0|} = \frac{2\pi}{2\Omega|\sin\varphi_0|} = \frac{12ur}{|\sin\varphi_0|} \tag{1.29}$$

in je neodvisen od radija in hitrosti.

* Ta obhodni čas je enak polovičnemu obhodnemu času Foucaultovega nihala. To je na dolgi, vrtljivo vpeti vrvici pripeta krogla. Ravnina nihanja ohranja svojo smer v prostoru. Zemlja se vrti, zato se – relativno glede na vrtečo se Zemljo – smer nihanja obrača. Obhodni čas inercijskega kroženja je torej enak času, v katerem se to nihalo zavrti za 180^o. *

Na vrteči se Zemlji se torej telo, npr. del mase zraka, na katerega ne delujejo zunanje sile, ne giblje premo, temveč je zaradi sistemskih sil (centrifugalne in Coriolisove) gibanje ukrivljeno. V območjih, kjer velja $f = f_0 = konst.$, opazimo gibanje v krogih. Pri majhnih geografskih širinah so krogi večji, pri večjih geografskih širinah so manjši. Če pa telo prehaja iz enih geografskih širin na druge, se giblje po nekakih pentljah z večjimi in manjšimi radiji (slika 1.5).

V izventropskih geografskih širinah so v ozračju le redkokje območja, kjer ne bi bilo gradienta tlaka in s tem gradientne sile. Pač pa v oceanih pogosto pride do tokov brez gradientne sile (brez nagiba gladine, brez velikih horizontalnih razlik gostote vode), kajti mnoge tokove požene veter nad temi vodami. Zato so v oceanih *inercijska gibanja* zelo pomemben in precejšen del gibanja.

1.2.5 Vpliv trenja na geostrofski in gradientni veter

V naslednjih dveh podpoglavjih si oglejmo še vpliv trenja na gibanje zraka. Ponovimo odločitev, da pri naši obravnavi opisujemo le poenostavljen vpliv trenja na povprečni turbulentni tok, tako da upoštevamo vpliv v obliki zunanjega trenja. S t. i. notranjim trenjem se bomo ukvarjali bolj podrobno v poglavju 1.2.7.

Ponovno zapišimo Newtonov zakon pri konstantni absolutni hitrosti, to je pri ($dV/dt = 0$):

$$\frac{V^2}{R}\vec{n} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial s}\vec{t} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial n}\vec{n} - fV\vec{n} - kV\vec{t}, \tag{1.30}$$

ali, po komponentah, to je:

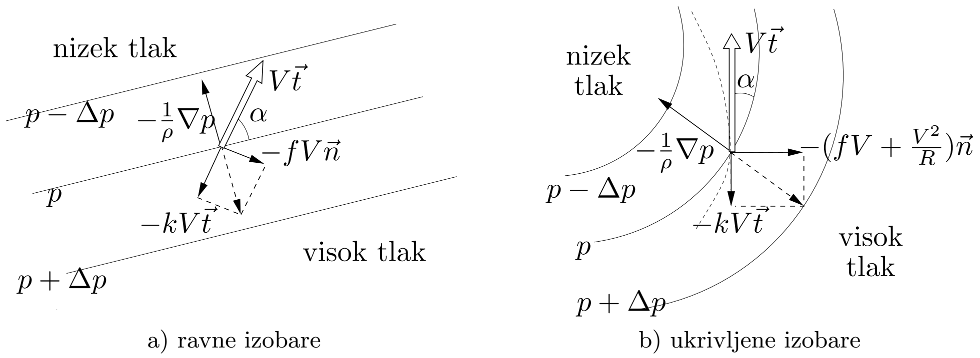
- v tangentni smeri $\vec{t}$:

$$0 = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial s} - kV. \tag{1.31}$$

- v normalni smeri $\vec{n}$:

$$\frac{V^2}{R} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial n} - fV. \tag{1.32}$$

Obravnava je za ravna ($R = \infty$) in za ukrivljena gibanja ($R \neq \infty$) podobna. V smeri, pravokotni na gibanje (smer $\vec{n}$), velja za $R = \infty$ geostrofsko ravnovesje med tistim delom gradientne sile, ki je pravokoten na smer gibanja, ter med Coriolisovo silo. Za $R \neq \infty$ se v gradientnem ravnovesju



Slika 1.6: a in b: Vpliv trenja na tok zraka pri ravnih izobarah a) in pri ukrivljenih izobarah b). Polne črte so izobare, pri ukrivljenih izobarah pa je trajektorija narisana črtkano.

obema pridruži še sistemska centrifugalna sila. V smeri gibanja (smer $\vec{t}$) pa velja ravnovesje med trenjem in komponento gradientne sile v smeri gibanja (sliki 1.6.a in 1.6.b). V obeh primerih gibanje ni več vzporedno z izobarami, kot je v vseh že obravnavanih primerih, ampak je usmerjeno nekoliko povprek čez izobare.

Kot α med smerjo hitrosti in med izobarami je v pri ravnih izobarah (slika 1.6.a) določen z razmerjem med silo trenja (velikost kV) in Coriolisovo silo (fV), torej med koeficientom trenja k in Coriolisovim parametrom f. Izračunamo ga, če silo trenja in Coriolisovo silo projiciramo na smer izobar (predstavljaj si to na sliki 1.6.a). V tej smeri sta ti dve komponenti edini sili, zato sta medsebojno enako veliki in nasprotni: $|kVcos\alpha| = |fVsin\alpha|$. Odtod dobimo $tg\alpha = k/f$. Čim močnejše je trenje (čim večji je koeficient trenja k), tem bolj je veter odklonjen povprek čez izobare.

Ob ukrivljenem gibanju je kot pri pozitivni ukrivljenosti določen z razmerjem med ustreznimi komponentami sile trenja na eni in vsote Coriolisove sile in centrifugalne sile na drugi strani, pri negativni ukrivljenosti pa z razmerjem med ustreznimi komponentami sile trenja na eni in vsote Coriolisove sile in sile gradienta tlaka na drugi strani. Pri ravnih izobarah je odklon od smeri izobar neodvisen od hitrosti, pri ukrivljenih pa ne. V obeh primerih pride do odklona smeri hitrosti proti območju z nižjim tlakom.

Trenje vpliva na gibanje tako, da je to usmerjeno nekoliko poprek čez izobare proti nizkemu tlaku.

Primer za tak način gibanja je veter nad obsežnimi območji z enakomerno hrapavostjo in ne previsoko od tal, da je trenje relativno pomembno (to je nad bolj homogenim območjem do višine kakih 1000 do 1500 m nad tlemi). V naravi v zmernih geografskih širinah ponavadi opazimo pri takih vetrovih odklone za kakih 15^o do 25^o nad bolj gladkim terenom (nad morji) ter za do 45^o in več stopinj nad bolj hrapavim, toda še vedno horizontalno precej homogenim terenom. To bi pomenilo, da je nad morji uporabna vrednost *koeficienta trenja* okrog 10^{-5} do $10^{-4}\,s^{-1}$, nad kopnim pa tudi več kot $10^{-4}\,s^{-1}$.

Komponenta vetra povprek čez izobare pomeni pretok mase od visokega tlaka proti nizkemu tlaku. Na ta način se torej v spodnjih plasteh med tlemi in višino kakih 1000 do 1500 m nad tlemi pretaka zrak iz območij visokega tlaka v območja z nizkim tlakom. Delno to pripomore k izenačevanju tlakov (slabitvi območij z visokim in z nizkim tlakom), delno pa je pretok preko izobar kompenziran z dviganjem zraka v višine tam, kjer je tlak nizek oz. s spuščanjem proti tlom, kjer je tlak visok. Spuščanje zraka iz višin v območja z visokim tlakom ne kompenzira popolnoma odtekanja mase. Zato se tam zmanjšuje masa zraka, in s tem tudi zračni tlak. V območjih z nizkim tlakom se masa zraka povečuje in s tem se viša zračni tlak.

Ta mehanizem je med drugimi eden od vzrokov, da se območja visokega in nizkega tlaka s časom spreminjajo (o drugih vzrokih več v poglavju **??** in v poglavju o ciklonih **??**). Brez pretoka mase povprek čez izobare, se ciklon ne bi polnil in anticiklon ne bi praznil. Tlak znotraj takih zaključenih izobar se sploh ne bi spreminjal in bi bil tako v ciklonih ves čas nizek, v anticiklonih pa visok.

1.2.6 Antitriptični veter

Kjer je teren zelo razčlenjen in vrhovi segajo visoko v ozračje, naš preprost opis trenja odpove: tedaj se moramo zavedati, da se tok zraka usmerja, kanalizira po dolinah in okrog hribov. Na takem terenu smemo podobno, kot smo v prejšnjem razdelku obravnavali le obsežne sisteme, obravnavati samo lokalno homogena gibanja, npr. po pobočjih navzgor ali navzdol. Ker so sistemi pobočnih vetrov majhnih dimenzij, se vpliv Coriolisove sile ne more odraziti tako, da bi se tok usmeril vzdolž izobar – Coriolisovo silo zanemarimo. Hitrosti so majhne, zato tudi centrifugalne sile ni potrebno upoštevati. Torej v prečni smeri ni nobene sile, ki bi vplivala na gibanje. Zato je komponenta gradientne sile v tej smeri enaka nič in zato se obravnavani del zraka giblje v smeri proti nizkemu tlaku:

$$0 = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial n}\vec{n} \quad (1.33)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial s}\vec{t} - kV_{at}\vec{t}. \quad (1.34)$$

$$(1.35)$$

Tak veter imenujemo *antitriptični veter*. Njegova hitrost je (približno) konstantna, kar je posledica ravnotežja med silo gradienta tlaka in silo trenja:

$$V_{at} = -\frac{1}{\rho k}\frac{\partial p}{\partial s}. \quad (1.36)$$

Pobočni in obalni vetrovi pihajo torej proti nizkemu tlaku, njihova hitrost pa je majhna, pod 3 m/s.

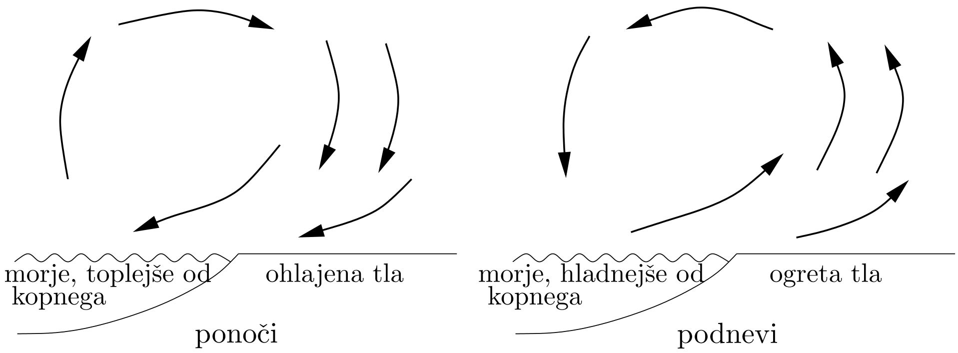
Podnevi pihajo po pobočjih navzgor, ponoči pa navzdol. Podnevi iz morja nad kopno, ponoči iz kopnega nad morje. Le kjer se tok zoži, kanalizira, so hitrosti lokalno večje.

Vzrok za lokalne vetrove je segrevanje zraka podnevi oz. ohlajanje ponoči nad pobočji oz. ravninami ter nad morjem oz. nad kopnim. Razlika temperatur povzroči neravnotežje v vzgonu in zrak se dviga ali spušča. Ob dviganju se pri tleh tlak nekoliko zmanjša, pri spuščanju pa zveča. Zato se pojavi pri tleh tok od visokega k nizkemu tlaku, ki razliko v tlaku delno kompenzira. Tudi v višini so tokovi vase zaključeni, in tako imamo pri pobočnih in obalnih vetrovih skoraj povsem vase zaključeno cirkulacijo zraka (slika 1.7).

1.2.7 Vpliv trenja na gibanje v planetarni mejni plasti

Na veter pri tleh vpliva tudi bolj ali manj hrapava podlaga. Tik pri tleh v nekaj milimetrski laminarni plasti zrak miruje, dovolj visoko od tal, v t. i. prostem ozračju, kjer je vpliv trenja zanemarljivo majhen, pa tla na tok ne vplivajo in je veter npr. geostrofski. To pomeni, da je v plasti pri tleh močno vetrovno striženje. To striženje ter majhna viskoznost zraka povzročita, da je razen tik ob površini tok zraka turbulenten.

Pri obravnavi spreminjanja hitrosti z višino po velikosti in po smeri, bomo uporabili parametrizacijo notranjega trenja, kar pomeni, da bomo



Slika 1.7: Lokalni, zaključeni sistemi morskega in kopnega vetra. Pri tleh je veter antitriptičen, v višinah pa se vzpostavijo kompenzacijska gibanja, ki zaključijo kroženje zraka.

vpliv fluktuacij hitrosti opisali s količinami, ki veljajo za povprečni tok (kar smo že razložili v poglavju **??**). Zapis sile trenja kot $\vec{f_t} = K_m \nabla^2 \vec{v}$ velja prav za vetrovno striženje. Koeficient turbulentne difuzivnosti K_m določimo napol empirično, pri čemer so v različnih plasteh zraka postopki različni.

Prizemna turbulentna plast in logaritemski profil vetra

V prizemni plasti zraka hitrost ponavadi narašča z višino, smer pa se ne spreminja. Zato lahko obravnavamo zračni tok le enodimenzionalno: $\vec{v} = (u, 0, 0)$.

V tem toku se lahko razvijejo na neki višini od tal le tako velike izotropne, to je od smeri neodvisne turbulentne motnje (tako veliki turbulentni vrtinci), kot to dopušča prostor med to višino in tlemi. Turbulenca je namreč povsem neurejeno gibanje, zato v njem nobena smer ni posebej odlikovana, motnje so torej v vse smeri enako pogostne in enako velike. Predpostavimo, da je velikost vrtincev, ki prenašajo gibalno količino, približno sorazmerna z oddaljenostjo od tal in da vsak vrtinec prenese gibalno količino od svojega vrha k svojemu dnu. Zato je *Prandtl* uvedel pojem *povprečne poti mešanja* l, ki je tudi sorazmerna z oddaljenostjo od tal:

$$l = kz,$$

sorazmernostni koeficient k se imenuje *von Kármánova konstanta.* Njena empirična vrednost je približno 0,4.

* *Povprečna pot mešanja* l je mera za razdaljo, preko katere se po vertikali mešajo različno se gibajoči deli zraka. Turbulentni vrtinec, ki se z višine $z+l$ premakne navzdol na višino z, prinese tja svojo prejšnjo hitrost in tam torej povzroči spremembo (fluktuacijo) hitrosti u':

$$u' = u(z+l) - u(z) \approx l\frac{\partial u}{\partial z},$$

kjer imenujemo spremembo vetra z višino $\frac{\partial u}{\partial z}$ *vetrovno striženje.*

Rekli smo, da je turbulenca približno izotropna, neodvisna od smeri. Ker se torej slučajne motnje pojavljajo v vseh smereh enako pogosto in z enako intenzivnostjo, veljajo podobne zveze kot za u' tudi za v' in w': $|v'| = |w'| = |u'| = l\frac{\partial u}{\partial z}$. Torej so korelacije med komponentami hitrosti po velikosti približno sorazmerne s kvadratom vetrovnega striženja:

$$|\overline{u'w'}| \approx l^2\left[\frac{\partial u}{\partial z}\right]^2.$$

Pomen izraza $|\overline{u'w'}|$ je naslednji: če so (pozitivne) vertikalne motnje w' sistematično povezane – to je korelirane – s (pozitivnimi) motnjami horizontalne hitrosti, potem to pomeni prenos presežkov horizontalne hitrosti u' (in s tem gibalne količine)z vertikalnimi motnjami w' navzgor. V resnici merjenja pokažejo, da so pozitivno korelirane motnje u' z motnjami vertikalne hitrosti navzdol $-w'$. V turbulentnem toku zraka pri tleh se torej gibalna količina prenaša navzdol. Če še privzamemo, da je ponor povprečne horizontalne gibalne količine le v viskozni plasti tik pri tleh, sicer pa v spodnjih nekaj deset metrih ni divergence vertikalnega toka te gibalne količine, tedaj velja v (razen v viskozni laminarni plasti):

$$\frac{\partial(\overline{-u'w'})}{\partial z} \approx 0 \qquad \Rightarrow \qquad \overline{-u'w'} \approx l^2\left[\frac{\partial u}{\partial z}\right]^2 \approx konst.$$

Odtod sledi, da je vetrovno striženje sorazmerno neki konstanti – *torni hitrosti* u_*:

$$\frac{\partial u}{\partial z} \approx \frac{konst}{l} = \frac{u_*}{kz}.$$

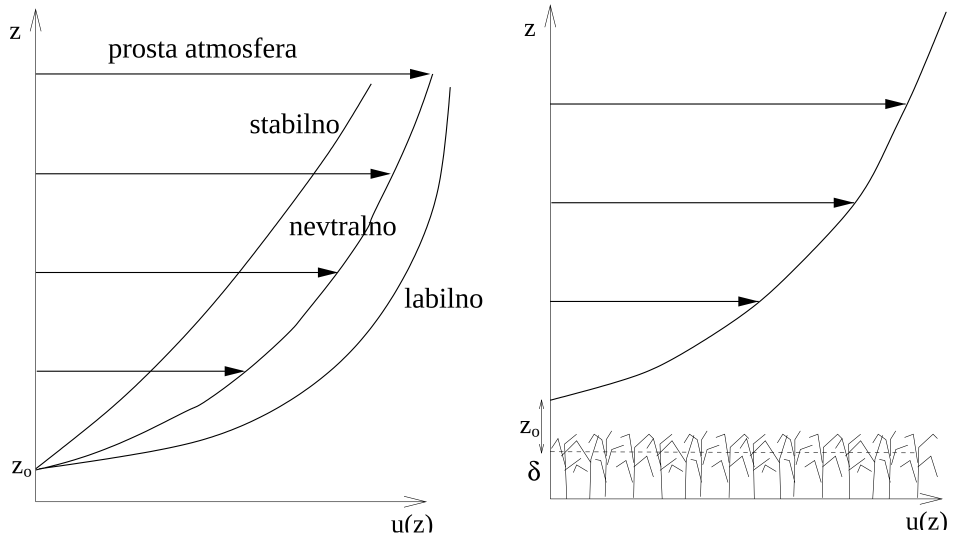
Tako smo dobili oceno za potek vetra z višino. *

Enačba za približen opis spreminjanja hitrosti vetra z višino v *prizemni turbulentni plasti* ima obliko:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kz}. \tag{1.37}$$

Parameter u_* je *torna hitrost.* V ozračju so vrednostmi torne hitrosti med 0,1 in 1 m/s (in so zelo približno sorazmerne izmerjenim hitrostim vetra). Takšno enačbo lahko integriramo od višine, kjer je povprečna hitrost vetra enaka nič (označimo jo z z_0 in jo imenujemo *parameter hrapavosti*) pa do višine z ter dobimo *logaritemski profil vetra* :

$$u(z) = \frac{u_*}{k}\ln\Big(\frac{z}{z_0}\Big). \tag{1.38}$$



Slika 1.8: Logaritemsko naraščanje povprečne hitrosti vetra z višino (levo; za stabilno, nevtralno in labilno atmosfero). Desna slika kaže, da je nad strnjeno rastlinsko odejo nivo, kjer je povprečna hitrost nič, za δ dvignjen.

Ob predpostavkah prejšnjih odstavkov se torej hitrost vetra v prizemni plasti spreminja logaritemsko. Parameter hrapavosti je odvisen od vrste podlage, za pesek je okoli 1 mm, za nizko travo med 6 in 40 mm, za visoko travo med 40 in 100 mm. Če je vegetacija višja, je potrebno k z_0 dodati še konstanto, ki nam pove, kje znotraj rastlinske odeje zrak miruje. Tedaj dobi enačba za spreminjanje hitrosti vetra z višino obliko

$$u(z) = \frac{u_*}{k} \ln\Big(\frac{z-\delta}{z_0}\Big), \tag{1.39}$$

kjer je δ okrog 0,7 višine rastlin (slika 1.8).

Izpeljani profil vetra velja le za ravna in homogena tla in če je atmosfera nevtralna glede hidrostatične stabilnosti. Ko je atmosfera stabilna, se hitrost z višino spreminja drugače, kot če je atmosfera labilna. Ta odvisnost od stabilnosti je določena s posebnimi empiričnimi funkcijami.

Planetarna mejna plast in Ekmanova spirala

Plast zraka do višine, kjer vpliv tal ni več zaznaven, nad katero torej pihajo bolj ali manj geostrofski vetrovi, imenujemo *planetarna mejna plast*. Če tudi v planetarni mejni plasti izrazimo člene trenja s striženjem vetra in s turbulentno difuzivnostjo, potem pri določanju turbulentne difuzivnosti nad prizemno plastjo zraka ni treba upoštevati več lastnosti tal (npr. parametra hrapavosti z_0), pač pa moramo predvsem upoštevati temperaturno stabilnost posameznih plasti in velikost striženja. Tudi v tem primeru lahko z upoštevanjem nekaterih empiričnih predpostavk določimo turbulentno difuzivnost in preko nje velikost členov trenja in vertikalne izmenjave.

Če je turbulentna difuzivnost v planetarni mejni plasti z višino konstantna, če je stanje v atmosferi stacionarno (ni advekcijskih in lokalnih sprememb hitrosti) in je horizontalno polje hitrosti brezdivergentno, potem lahko horizontalni gibalni enačbi poenostavimo v:

$$-fv + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} - K_m\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0, \tag{1.40}$$

$$fu + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} - K_m\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = 0. \tag{1.41}$$

Vertikalno ju integriramo od tal ($z = 0$), kjer je hitrost enaka 0, do višine z. Če je ta zgornja meja integracije tako visoko, da tam piha geostrofski veter s hitrostjo V_g in če v to smer orientiramo x os kartezičnega koordinatnega sistema, dobimo izraza za horizontalni komponenti hitrosti v odvisnosti od višine, čemur pravimo *vertikalni profil hitrosti v spiralni mejni plasti*:

$$u(z) = V_g\Big[1 - e^{-\frac{z}{H_E}}\cos\Big(\frac{z}{H_E}\Big)\Big] \tag{1.42}$$

$$v(z) = V_g\Big[e^{-\frac{z}{H_E}}\sin\Big(\frac{z}{H_E}\Big)\Big] \tag{1.43}$$

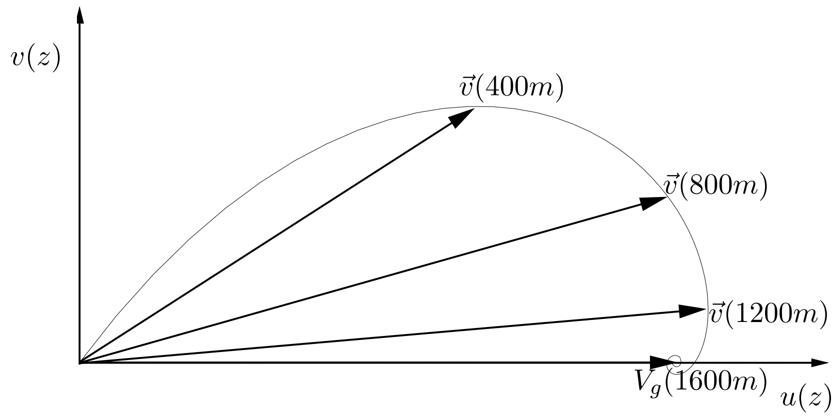
$$\tag{1.44}$$

kjer sta

$$V_g = |\vec{v}_g|$$

in

$$H_E = \sqrt{\frac{2K_m}{f}}.$$



Slika 1.9: Ekmanova spirala, to je krivulja, ki povezuje vrhove vektorjev hitrosti vetra na različnih višinah v planetarni mejni plasti, konvergira v vrh vektorja geostrofske hitrosti. (Na tej sliki so narisani vektorji hitrosti vetra 400, 800 in 1200 m nad tlemi – pri tleh je hitrost enaka 0, na višini 1600 m pa privzet geostrofski veter. Obliko spirale določa še vrednost $\sqrt{\frac{2K_m}{f}}$; tu je izbrana vrednost 510 m.) Koordinatni sistem je izbran tako, da geostrofska hitrost V_g kaže smer u.

Če narišemo vektorje $\vec{v}(z) = (u(z), v(z))$ hitrosti pri različnih višinah, potem vrhovi teh vektorjev hitrosti opišejo z višino krivuljo, ki jo imenujemo *Ekmanova spirala*.

Podobno rešitev dobimo tudi, če hitrost na spodnji meji integracije ni nič.

Spreminjanje vetra z višino po Ekmanovi spirali lahko opazimo v atmosferi, če so v njej ob vetru oblaki na različnih višinah. Plasti oblakov se različno hitro gibljejo v različne smeri: višje plasti se gibljejo nekoliko v desno glede na smer gibanja nižjih plasti.

Veter v planetarni mejni plasti z višino narašča in se obrača v desno.

Na enak način se premikajo tudi plasti vode v oceanih, če čeznje piha enakomeren veter.

Omenili smo že, da se s turbulenco prenaša navzdol gibalna količina in da se navzgor prenašajo od tal v višje plasti atmosfere tudi toplota, vodna para in druge primesi zraka. Tokove teh količin lahko izrazimo (po analogiji s toplotno prevodnostjo – glej npr. Strnadovo *Fiziko – Prvi del, 1977*) v odvisnosti od gradienta ustrezne količine, le da namesto koeficientov za prevodnosti vstavimo ustrezne koeficiente za turbulentne prenose (ki se izražajo s koeficienti turbulentne difuzivnosti).

Tok (zaznavne) toplote lahko približno izrazimo z gradientom potencialne temperature Θ (definirana je v poglavju 6.5.1, ki opisuje nenasičene adiabatne procese):

$$j_H = -\rho c_p K_h \frac{\partial \Theta}{\partial z}, \tag{1.45}$$

kjer ima $\rho c_p K_h$ podobno vlogo (in enake enote W/ms), kot jo ima koeficient toplotne prevodnosti pri prevajanju toplote v mirujoči snovi.

Podobno izrazimo tok vodne pare kot $j_q = -\rho K_q \frac{\partial q}{\partial z}$. Ker je za nastanek pare iz vode potrebna izparilna toplota, se s tokom pare prenaša tudi t. i. *latentna toplota.* Zato tok latentne toplote (to je izparilne ali sublimacijske toplote oz. entalpije – glej tudi pogl. 6.4.1) izrazimo z

$$j_E = -\rho h_i K_q \frac{\partial q}{\partial z}. \tag{1.46}$$

1.3 Nestacionarne razmere

Če se v toku pojavijo kakršnakoli neravnovesja med silami, ki ta tok uravnavajo, se spremeni smer gibanja, velikost hitrosti ali oboje. Posebej obravnavajmo horizontalno gibanje (veter) in posebej vertikalno (dviganje oz. spuščanje zraka), kot v poglavju **??**. Omejimo se na gibanje dovolj visoko od tal, da je vpliv zunanjega trenja na povprečno hitrost zanemarljivo majhen (to, da trenje blizu tal spremeni hitrost in smer vetra smo si ogledali v prejšnjih razdelkih).

Kaj pa lahko povzroči spremembe *horizontalne* hitrosti? Kot smo videli že v prejšnjih poglavjih, je vzrok za to lahko le gradientna sila. Spremembe tlaka lahko torej povzročijo neravnovesje. Veter, ki je bil prilagojen prejšnjemu polju tlaka, se znajde v spremenjenem polju. Za primer ravnih izobar (geostrofsko ravnovesje) bi veljalo za zaporedna časa t_1 in t_2:

$$V_g(t_1) = -\frac{1}{f\rho}\frac{\partial p}{\partial n}(t_1) \qquad \text{in} \qquad V_g(t_2) = -\frac{1}{f\rho}\frac{\partial p}{\partial n}(t_2).$$

Oceno za spremembo velikosti hitrosti lahko izračunamo iz končnih razlik:

$$\frac{dV_g}{dt} \approx \frac{V_g(t_2) - V_g(t_1)}{t_2 - t_1} \approx -\frac{1}{f\rho}\frac{\Delta(\partial p/\partial n)}{\Delta t}. \tag{1.47}$$

Če se torej v času Δt spremeni polje tlaka (v navedenem primeru komponenta gradienta pravokotno na smer hitrosti), se po nekem času novim vrednostim prilagodi tudi hitrost. Podobno velja na splošno: sprememba polja tlaka v času (ki lahko pomeni spremembo gradienta po velikosti in po smeri) povzroči spremembo hitrosti tako po velikosti kot po smeri. Ker se polje tlaka neprestano preoblikuje, se tudi veter znova in znava prilagaja spremenjenim razmeram. Prilagoditev ni sprotna, ampak hitrost, vedno malo zaostaja za spremenjenimi pogoji.

Nezmožnost takojšnjega, trenutnega prilagajanja hitrosti novim razmeram je tudi ob polju zračnega tlaka, ki se v času ne spreminja, lahko vzrok za pospeške ali pojemke. Recimo, da zrak piha iz kraja, kjer je gradient tlaka močen (torej je hitrost sorazmerno velika), proti kraju, kjer je gradient šibek. Torej zrak pripiha s sorazmerno veliko hitrostjo tja, kjer je ravnovesna hitrost manjša. Pojemek traja nekaj časa; v tem času se hitrost prilagaja razmeram v novem okolju. Ali pa npr. piha veter iz območja z ravnimi izobarami v območje, kjer so te izobare ukrivljene. Nekaj časa traja, da se hitrost po smeri prilagodi novemu ravnovesju; ta čas deluje pospešek v novo smer hitrosti.

Spomnimo pa se, da smo že v poglavju 1.2.1, ko smo govorili o *geostrofskem prilagajanju*, poudarili, da je prilagajanje vzajemno: z vetrovi se premikajo zračne mase in s tem se preoblikuje tudi polje zračnega tlaka.

1.4 Vertikalna gibanja

Če vzgon (vertikalni del gradientne sile) ni izenačen s težo, povzroči vertikalne pospeške. Ustrezna vertikalna gibanja imajo pomembne dinamične in termodinamične posledice (v poglavjih **??** in **??** bomo povedali, da se zrak ob adiabatnem dviganju ali spuščanju ohlaja ali segreva; če se pri dvigu ohladi pod rosišče, pride do kondenzacije, nastanejo oblaki – poglavje 6.6). Ponovimo: vzgon je vertikalna sila zaradi razporeditve tlaka (v okolju tistega dela zraka, ki ga opazujemo). Kadar ni uravnotežen, preostali *čisti vzgon* povzroči pospeševanje zraka:

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho}(\frac{\partial p}{\partial z})_{ok} - g. \tag{1.48}$$

Tu smo zapisali gradientno silo (vzgon) na enoto mase kot $-(1/\rho)(\partial p/\partial z)_{ok}$ – indeks *ok* pomeni okolico. Specifična sila teže pa je $-g$. Čisti vzgon je v skalarnem zapisu njuna razlika. Za okolico predpostavimo, da je v hidrostatičnem ravnotežju: $(\partial p/\partial z)_{ok} = -\rho_{ok} g$, zato velja tudi:

$$\frac{dw}{dt} = +\frac{\rho_{ok} g}{\rho} - g = g\frac{\rho_{ok} - \rho}{\rho}. \tag{1.49}$$

Relativno razliko med gostoto dela zraka, katerega pospeševanje opazujemo, in gostoto okolice $(\rho_{ok} - \rho)/\rho$ lahko ob upoštevanju plinske enačbe izrazimo tudi s temperaturo, pri tem pa predpostavimo, da je na isti višini tlak v opazovanem delu zraka in v okolici enak $\delta p = 0$ (če to ne bilo res, bi zaradi horizontalnega gradienta tlaka pihal veter): $\delta\rho/\rho = \delta p/p - \delta T/T = -\delta T/T$. Zato velja za razliko med specifično silo vzgona in specifično silo teže (torej za *čisti vzgon*):

$$\frac{dw}{dt} = g\frac{T - T_{ok}}{T_{ok}}. \tag{1.50}$$

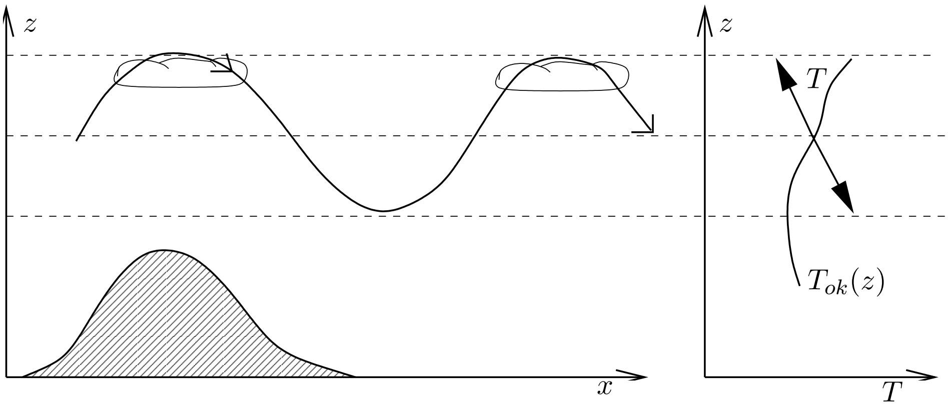
Ker se razlika med temperaturo dela zraka in med okolico z višino lahko spreminja, se lahko spreminja tudi čisti vzgon. Predpostavka, da je odvisnost relativne razlike linearna $\frac{T-T_{ok}}{T_{ok}} = a\ z$, je upravičena, saj so v ozračju pogosto plasti s precej linearnim padcem temperature z višino:

$$g\frac{T - T_{ok}}{T_{ok}} = g\ a\ z = \omega^2 z;$$

tu smo z ω^2 nadomestili produkt $g\ a = \omega^2$. Ko upoštevamo, da je $dw/dt = d^2z/dt^2$, dobimo:

$$\frac{dw}{dt} = \frac{d^2 z}{dt^2} = \omega^2 z. \tag{1.51}$$

Če je ω^2 pozitiven, sledi vsakemu morebitnemu odmiku z pospešek v smeri tega odmika, torej pospeševanje proč od prejšnje lege: ozračje je labilno. Za negativen ω^2 odmiku z sledi pospešek nazaj proti prvotni legi: takrat je ozračje stabilno. O tem, ali je ozračje stabilno ali labilno, odloča potek temperature z višino $T_{ok}(z)$ – to je razloženo v poglavjih 6.5.3 in 6.5.4. Tu povejmo le, da je ω^2 negativen (ozračje stabilno) takrat, ko temperatura v ozračju pada manj kot za $g/c_p \approx (10\ m/s^2)/(1000\ J/kgK) = 10\ K/km$ ali če morda z višino celo narašča. Ozračje je labilno (ω^2 pozitiven), če temperatura v ozračju pada bolj kot za 10 K/km.



Slika 1.10: Zavetrni valovi nastajajo v stabilnem ozračju, ko veter piha preko gorskih pregrad. Če pri dviganju zraka pride do kondenzacije, se v vrhovih valov pojavljajo lečasti altokumulusni oblaki.

1.4.1 Prosta konvekcija

Zamislimo si primer, ko se zrak zaradi kakega vzroka vertikalno premakne iz svoje ravnovesne višine. Npr. ko piha veter preko gorske pregrade, ki prisili zrak, da se dvigne ob pobočju. Ko se to zgodi v labilnem ozračju, se zrak dviga še naprej od vrha pobočja navzgor skozi ozračje; lahko celo do vrha troposfere. Enačba $d^2z/dt^2 = \omega^2 z$ ima ob pogoju $\omega^2 > 0$ rešitev oblike $z = z_0 + Ae^{\omega t}$, kar pomeni neprestano oddaljevanje od prvotne, ravnovesne višine z_0. Kadar so razmere v ozračju torej take, da se zrak pospešuje (ob nestabilnem ozračju), pride lahko do *proste konvekcije*. Povzroči jo ne le dviganje ob pobočjih, temveč lahko tudi katerikoli drug vzrok, ki zrak premakne iz ravnovesne višine. Ob primerni nestabilnosti ozračja se prosta konvekcija pogosto proži zaradi lokalne pregretosti zraka pri tleh. Vidni znaki tega so kumulusni oblaki ob sicer lepem vremenu, ki se pojavijo sredi dopoldneva ali okrog poldne (glej sliko **??**). Kako visoko seže dviganje in ali ob tem nastajajo oblaki, bomo obravnavali v poglavjih 6.5.3 do 6.6.

1.4.2 Zavetrni valovi

V stabilnem ozračju, kjer so pospeški usmerjeni v nasprotno smer kot odmiki, se po dvigu vetra po hribu navzgor v zavetrju hriba zrak pospešuje spet nazaj navzdol. Ko se vrne v ravnovesno lego (na prvotni nivo) ima zrak največjo hitrost, zato se spušča še naprej navzdol. Pojav je podoben nihanju v vertikalni smeri (enačba 1.51 je za negativen ω^2 enačba nihanja). Za hribom nastanejo t. i. *zavetrni valovi.* Opišimo jih!

Izhajamo iz že zapisane enačbe $d^2z/dt^2 = \omega^2 z$ ob pogoju, da je $\omega^2 < 0$. Tedaj enačbi ustreza rešitev

$$z = A \sin \omega t,$$

ki je enačba nihanja. Tu z štejemo od ravnovesne lege, A je amplituda (vertikalnega) nihanja, $\omega = \sqrt{-\omega^2}$ pa krožna frekvenca tega nihanja. Če upoštevamo še, da se zrak giblje tudi horizontalno, npr. s konstantno hitrostjo u, se nihanje razpotegne v transverzalno valovanje. V času enega nihaja $\tau = 2\pi/\omega$ se zrak horizontalno premakne za $u\tau$. Ker ob tem naredi en nihaj po vertikali, je razdalja $u\tau$ ravno enaka valovni dolžini zavetrnega valovanja: $\lambda = u\tau = 2\pi u/\omega = 2\pi u/\sqrt{-\omega^2}$. Valovna dolžina zavetrnih valov je torej odvisna od stabilnosti ozračja, ki jo preko količine ω^2 opredeljuje potek temperature $T_{ok}(z)$ v ozračju z višino:

$$\lambda = \frac{2\pi u}{|\omega|} = \frac{2\pi u}{|\sqrt{\frac{g}{T_{ok}}\left[\frac{g}{c_p} + \frac{\partial T_{ok}}{\partial z}\right]}|}. \tag{1.52}$$

Včasih imajo zavetrni valovi tudi svoj vidni odraz: pri dviganju v grebenih transverzalnih valov se vlaga lahko kondenzira. Tako nastanejo pasovi oblakov, ki so vzporedni gorskemu grebenu. Oblaki so značilne lečaste oblike: *altocumulus lenticularis*. Iz horizontalne razdalje med grebenom in prvim pasom oblakov v zavetrju ter iz razdalj med naslednjimi pasovi oblakov lahko razberemo valovno dolžino zavetrnega valovanja.