

SIMULACIJA DVODIMENZIONALNEGA TOKA ZRAKA PO POBOČJU

SIMULATION OF A TWO DIMENSIONAL AIR FLOW ALONG A SLOPE

Tomaž VRHOVEC
VTOZD FIZIKA, FNT, Ljubljana
Katedra za meteorologijo

551.509.313
551.553.12

POVZETEK

Predstavljen je poiskus numeričnega obravnavanja dvodimenzionalnega toka zraka po pobočju. Po pobočju z zmernim nagibom teče zrak s sprva stalno vertikalno temperaturno in hitrostno razporeditvijo, kasneje pa se na vrhu pobočja pojavi hladnejši zrak. Za simulacijo toka ob pobočju je bil narejen numerični model, katerega lastnosti so popisane v prvem delu tega članka, v drugem delu pa so predstavljeni rezultati simulacije toka pri pojavu hladnešega zraka pod toplim.

SUMMARY

A numerical simulation of a two dimensional air flow along a mountain slope is presented. Along the mountain slope with moderate incline flows the air with a constant lateral boundary conditions. After steady state is achieved, colder air invades on the top of the mountain and cold air descends and accelerates along the slope. In the first part of this article a nonhydrostatical anelastic numerical model for the simulation of the flow is presented, in the second part some results of the simulation are discussed.

TEORETIČNE OSNOVE

Tok zraka prek in okoli vzpetin, dogajanja v zraku ob njegovem spuščanju in dviganju ob pobočju je eden od bolj proučevanih problemov s področja mezometeorologije. Mnogokateri avtorji npr. (Pielke 1984, Mahrer in Pielke 1976, Klemp in Lilly 1978, Smith 1985) so na različne načine poiskovali z numeričnimi modeli pojasniti vzroke za dogajanje v toku.

Meritve v toku zraka ob gorski pregradi navzdol (Smith 1982, Pettre 1986, Frost et al. 1986) so pokazale, da je zračna masa ob spuščanju v višjih plasteh večinoma nevtralno stratificirana, v spodnih plasteh pa posebno pri burji (Smith 1982, Urbančič 1983) lahko opazimo temperaturno inverzijo. Spuščajoči se zrak je ponavadi močno turbulenten, sunkovitost - nagle spremembe horizontalne hitrosti - lahko v spuščajočih se vetrovih opazujemo predvsem ob njihovem pričetku (Petkovšek 1984). Zrak, ki se spušča ob pregradi, ima včasih že ko priteče do vrha hriba dokajšno horizontalno hitrost (Smith 1982), približno polovica pospešitve se zgodi pred prihodom do grebena. V višjih plasteh atmosfere je hitrost vetra dokaj različna: pri burji je v višjih plasteh veter često šibak ali pa celo po smeri nasproten (Jurčec 1981), v nekaterih drugih lokalno okrepljenih padajočih pobočnih ali dolinskih vetrovih - francoski mistral, plitvi fen na severni strani Alp, Boulder windstorm - pa je opažena (Klemp, Lilly 1978) tudi v višjih plasteh ozračja hitrost vetra v isti smeri kot pri tleh. Mehanizem pospešitve toka ob pobočju navzdol je bil v preteklosti deležen velike pozornosti meteorološke javnosti. Dejstvo, da so maksimalne hitrosti opazene v sorazmerno tanki plasti in da je ta plast tudi v horizontalni smeri omejena na področje tik ob vznožju hriba, je bilo razlagano na več načinov. Scorer in Klieforth (1959) in Aanenson (1965) so nastanek velikih hitrosti razlagali z ujetimi gravitacijskimi valovi, Kuettner (1959), Arakawa (1969) in drugi so razlagali velike hitrosti kot odraz hidravličnega padeča zraka po pobočju, Klemp in Lilly (1975) pa sta razložila močne vetrove pri tleh z linearno teorijo, ki trdi, da pospešitev nastane zaradi delnega odboja valovne energije navzgor razširjujočih se valov ob diskontinuitetah vertikalne stabilnosti atmosfere. Ugotovitve v okviru ALPEXa, kot jih je predstavil Smith (1986), glede na šibke ali obrnjene vetrove v višjih plasteh, zaradi katerih so dogajanja v spodnjih in zgornjih plasteh atmosfere razklopljena (nepovezana), potrjujejo, da je bolj verjetna teorija o hidravlični pospešitvi toka, vsaj kar se tiče mehanizma pospešitve burje.

OPIS MODELA

Za obravnavo toka zraka po pobočju navzdol smo izdelali dvodimenzionalni numerični model s prvotnimi enačbami.

Poenostavljeno stanje v suhi atmosferi popisujemo z vektorjem hitrosti, pritiskom, gostoto in temperaturo. Če vpeljemo potencialno temperaturo iz enačbe stanja lahko izrazimo gostoto zraka:

$$\rho = \frac{p}{R\theta\left(\frac{p}{p_{00}}\right)^{R/C_p}} \quad (1)$$

kjer je $p_{00} = 10^5$ Pa, $R = 287$ J/K, $c_p = 1008$ J/K. Potencialna temperatura θ se zapiše:

$$\theta = T\left(\frac{p_{00}}{p}\right)^{R/C_p}$$

Potencialno temperaturo in pritisk zapišemo kot vsoto hidrostaticno uravnoteženega in nehidrostaticnega dela:

$$p = p_0 + p_1$$

$$\theta = \theta_0 + \theta_1$$

Kontinuitetno enačbo zapišemo z omejitvijo na nestisljivo, anelastično tekočino. Hkrati smo predpostavili, da v atmosferi ni globoke konvekcije, tako da se kontinuitetna enačba zapiše kot:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

Masa lahko doteka ali odteka v modelski prostor ob straneh in na zgornji meji, tla pa so seveda za masni tok zraka neprepustna.

Predpostavili smo, da v atmosferi ni vode in tako tudi faznih sprememb, da ni diabatnih vplivov (segrevanja od tal, sevanja na zgornjem in spodnjem robu atmosfere, itd.) in da se turbulentni transport zaznavne toplote lahko popiše s K teorijo. Glede na tla je torej atmosfera izolirana, skozi stranske robove pa je možen transport toplote z advekcijo.

Energijsko enačbo tako zapišemo kot prognostično enačbo za potencialno temperaturo:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -u \frac{\partial \theta}{\partial x} - w \frac{\partial \theta}{\partial z} - K \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \quad (3)$$

Ker je model le dvodimenzionalen, gibanje popisujeta le enačbi za u in w . Enačba za u je zapisana ob predpostavki o veljavnosti K teorije za turbulenco oz. linearnega zakona trenja pri tleh. Progostična enačba za u ima tako obliko:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial x} - w \frac{\partial u}{\partial z} - K \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (4)$$

Vertikalna gibalna enačba se v mezometeoroloških modelih lahko upošteva na dva načina, glede na to, če je upoštevana hidrostatična aproksimacija ali ne. V primeru, ki ga želimo obdelati (tok zraka po pobočju, tok hladnejšega zraka pod toplejšim) je atmosfera nehidrostatična. Zaradi vertikalne neusklajenosti p in θ pride do vertikalnih pospeškov in sprememb hitrosti (neuravnoteženi vzgon). Enačbe za w pa ne zapišemo v prognostični obliki, pač pa z daljšo izpeljavo (Pielke 1984) dosežemo, da namesto tega iz polju u in potencialne temperature izračunamo hidrostatično neuravnoteženi del pritiska, ki potem vpliva na vertikalna in horizontalna gibanja. Vertikalno hitrost potem izračunamo diagnostično iz kontinuitetne enačbe. Enačbo za odstopanje pritiska zapišemo:

$$\frac{\partial^2 p_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p_1}{\partial z^2} = -\frac{\partial^2(\rho u w)}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 p_0}{\partial x^2} + g \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho \theta_1}{\theta_0} \right). \quad (5)$$

Hidrostatični del pritiska izračunamo iz preostalega dela vertikalne gibalne enačbe.

$$\frac{\partial p_0}{\partial z} = -\rho_0 g \quad (6)$$

Velikost območja modela

Z modelom želimo obravnavati tok zraka po pobočjih z zmernim naklonom, torej z nagibi med 10° in 30° . Za tipično višinsko razliko med vrhom in vznožjem pobočja smo si izbrali 1500m, tako da je vrh hriba na nadmorski višini okoli 1600m, vznožje pa pri 100m. Na spodnji meji je torej modelsko območje omejeno z nagnjeno ploskvijo (nagib je v smeri X spremenljiv), na zgornji meji pa je model zaprt na nadmorski višini 4000m. Horizontalne razsežnosti modelskega prostora so omejene z zmogljivostmi računalnika: ker želimo imeti v horizontalni smeri korak x dolg največ 500m, smo morali omejiti skupno dolžino modela na 7500m. Pri dimenzijah modela 4000 X 7500 m je nedvomno povsem ustrezna zanemaritev Coriolisovih členov v gibalni enačbi.

Koordinatni sistem

V našem modelu smo uporabili koordinatni sistem, katerega koordinatne ploskve slede reliefu. Vertikalna koordinata se v t.i. zeta koordinatnem sistemu tako zapiše:

$$\zeta = z_t \frac{z - z_s}{z_t - z_s} \quad (7)$$

kjer je z_s višina reliefa, z_t pa višina zgornjega robu.

Zaradi transformacije (7) moramo primerno transformirati tudi sistem enačb (1) - (6). Pri tej transformaciji smo si izbrali kovariantno vektorsko bazo, tako da komponenta u vektorja hitrosti kaže v smeri pobočja, komponenta w pa v nasprotni smeri vektorja gravitacijskega pospeška. Zaradi te transformacije se bistveno spremeni predvsem enačba (4), saj se v njej pojavi člen z gravitacijskim pospeškom, ki se v največji meri kompenzira z gradientom pritiska po zeta ploskvi.

Prognostično enačbo za u tako zapišemo:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial \bar{x}} - w \frac{\partial u}{\partial \bar{z}} - K \frac{\partial^2 u}{\partial \bar{z}^2} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial \bar{x}} + g \frac{\zeta_{z_t}}{z_t} \frac{\partial z_s}{\partial \bar{x}} \quad (8)$$

kjer je x koordinata v smeri koordinatne osi .

Tudi ostale enačbe sistema (2), (3), (5) in (6) ustrezno transformiramo v kontravariantno formulacijo koordinatnega sistema, katerega ploskve sledijo reliefu.

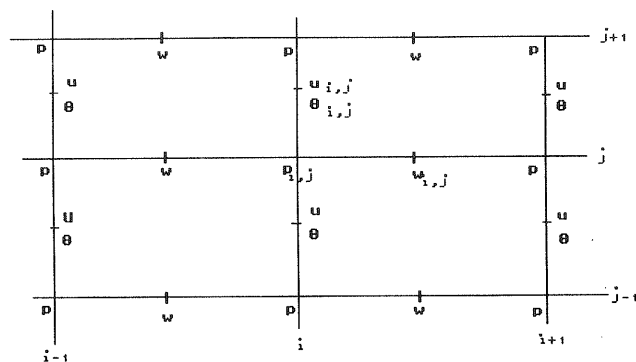
Razporeditev računskih točk

Pri numeričnem reševanju sistema enačb (1) - (6) s končnimi diferencami smo v našem primeru izbrali Arakawino E mrežo (Arakawa 1977). Razpored točk, kjer so definirane posamezne spremenljivke prikazuje slika 1. S premikom za polovico intervala v smeri X in Z med točkami z u, w glede na p dosežemo, da ne pride do šuma dveh korakov mreže, hkrati pa se poenostavijo tudi računanja centralnih razlik pri numeričnem določevanju odvodov.

Numerični postopki

Bodoča stanja polj dobimo s postopno numerično integracijo sistema enačb od (1) do (6), dolžina časovnega koraka te integracije pa je odvisna od stabilnosti časovne integracijske sheme.

V enem koraku časovne integracije si posamezni postopki sledijo takole:



Slika 1: Razporeditev točk, v katerih so definirane posamezne meteorološke spremenljivke. Indeks i šteje odseke v smeri X, indeks j pa v smeri Z.

Fig. 1: The grid structure with the points where various meteorological variables are defined. Index i is in direction X, index j in the direction Z.

1. časovna integracija prognostičnih enačb za horizontalno hitrost in dejansko potencialno temperaturo
2. diagnostični izračun hidrostatičnega pritiska
3. diagnostična določitev nehidrostatičnega dela potencialne temperature
4. diagnostični izračun vertikalne hitrosti z vertikalno integracijo kontinuitetne enačbe
5. določitev nehidrostatičnega dela pritiska z iterativnim reševanjem enačbe (5)
6. določitev dejanskega pritiska s seštevkom hidrostatičnega in nehidrostatičnega dela pritiska

Časovna integracija horizontalne gibalne enačbe

Enačbo (8) zapišemo s končnimi razlikami v izbrani mreži točk. Adveksijski del enačbe integriramo z Lax-Wendroffovo shemo (Tatsumi 1984), člene s trenjem, z gradientom pritiska in komponento gravitacijskega pospeška na zeta ploskvi, pa integriramo s shemo naprej. Zaradi stabilnosti Lax-Wendroffove sheme mora biti za časovni korak t izpolnjen pogoj

$$t < x/U$$

oziroma

$$t < z/W$$

Če ocenimo $U_{\max} = W_{\max} = 20\text{m/s}$, $x = 500\text{m}$, $z_{\min} = 140\text{m}$ (ko so nivoji najbolj gosti), potem mora biti časovni korak $t = 5\text{s}$, da bo rešitev gotovo stabilna.

Lax-Wendroffova shema je znana po tem, da duši kratke valove, če je le izpolnjen zgornji kriterij za stabilnost.

Z enako shemo intergiramo tudi energijsko enačbo.

Izračun hidrostatičnega dela pritiska

Z vertikalno integracijo enačbe (6) lahko diagnostično določimo hidrostatični del pritiska. Enačbo (6) moramo integrirati od zgornjega roba modela navzdol, saj je pritisk na zgornjem robu podan kot robni pogoj rešitve. Temperatura, ki nastopa v enačbi (6) je definirana sredi med dvema pritiskoma, tako da v vertikalni integraciji nastopa kot poprečna temperatura plasti.

Enačbo za nehidrostatični del pritiska rešujemo iterativno s Seidlovo (konsekutivno) relaksacijo. Ko je dosežena predpisana natančnost rešitve, tako dobljeno polje prištejemo k hidrostatičnemu delu pritiska, seštevke obeh pa v naslednjem časovnem koraku služi za določitev gradienta pritiska.

Diagnostična določitev vertikalne hitrosti

Vertikalno hitrost w določimo diagnostično iz novoizračunanega polja hitrosti na koordinatni ploskvi zeta. Pri tem enačbo (2) numerično integriramo od spodaj navzgor, saj je pri tleh podan robni pogoj $w(x,z=0,t)=0$.

Parametrizacija trenja in turbulentnih prenosov

V prvi gibalni enačbi (8) in v energijski enačbi (3) sta turbulentna prenosa gibalne količine in zaznavne toplote popisana s K teorijo. Člen s turbulentnim prenosom poenostavljeno zapišemo (Pielke 1984)

$$F_{tr} = K \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$$

Pri tem smo privzeli, da je K v posameznih plasteh konstanten, profil K pa popišemo z enačbo :

$$K(z_j) = \begin{cases} a z_j & \text{če } j = 5 \text{ ali } j < 5 \\ b K(z_5) & \text{če } j > 5 \end{cases}$$

kjer je $a = 0.5 \text{ m/s}$ in $b = 0.1$, tako da približno popišemo profil K kot je podan pri Bodinu (1980).

Na najnižjem nivoju je člen turbulentnega prenosa gibalne količine v (8) nadomeščen z linearnim zunanjim trenjem, v (3) pa je turbulentni prenos zaznavne toplote še vedno upoštevan po K teoriji. Za izvednotenje drugega odvoda θ na spodnjem nivoju smo pod njim ekvidistantno vpeljali pomožni računski nivo, na katerem se θ spreminja tako kot na prvem računskem nivoju.

ROBNI POGOJI IN ZACETNO STANJE

Spodnji robni pogoji

- Za w velja $w(z'=0, x, t)=0$ saj je prvi nivo, kjer je definirana w , postavljen na dejanska tla.

- Za u na najnižjem nivoju ni eksplicitnega robnega pogoja, u je namreč definirana na nivoju, ki je za pol vertikalnega intervala dvignjen od tal, trenje je na spodnjem nivoju popisano z linearnim izrazom - ponorom gibalne količine.

- Za θ in θ_1 pri $z'=0$ ni posebnih pogojev, saj je predpostavljeno, da ni diabatnih vplivov tal.

- Poprečni pritisk p , nehidrostatični pritisk p_1 in hidrostatični pritisk p_0 se integrirajo od zgoraj navzdol, tako da na spodnjem robu ni potreben robni pogoj.

Stranski robni pogoji

V našem modelu smo stranske robne pogoje postavili takole:

a) vhodni robni pogoji pri $x = 0$

- polja u , w in θ so stalna, vrednosti so določene po dolgotrajni integraciji

- polji θ_1 in p_1 sta stalno postavljeni na 0

- polje p je stalno enako polju p_0 , ki ustreza hidrostatično uravnoteženi temperaturi θ_0

- če v modelski prostor vpeljemo hladnejši zrak, potem se ustrezno zmanjšajo θ in θ_1 , spremeni pa se tudi p . Polji p_0 in θ_0 ostaneta seveda nespremenjeni.

Taka postavitev vhodnih pogojev je smiselna, če vhodno stanje res dobro poznamo, oziroma če bi zeleli ugotoviti, kakšen je odziv modela na spreminjajoče se vhodne podatke.

b) izhodni robni pogoji pri $x = x_{max}$

- vrednosti vseh meteorološki spremenljivk v zadnji vertikali modelskega prostora določimo izogradientno tj. vsa polja se zaključijo gladko. Gradient določimo iz dveh robu ($x=x_{max}$) sosednjih točk ($x=x_{max} - \Delta x$ in $x=x_{max} + \Delta x$).

Zgornji robni pogoji

V našem modelu smo bili zaradi tehničnih omejenosti prisiljeni postaviti zgornji rob modela na nadmorsko višino 4000m. Na zgornjem robu smo predpisali stalno razporeditev pritiskov p in p_0 in konstantno vrednost θ_0 . U , θ in w se tudi na zgornjem nivoju izračunavajo, s tem, da smo nad zgornjim robom vpeljali še en pomožni ekvidistantni nivo, na katerem se hitrosti in spreminjajo enako kot na robu. S tako brezgradientno postavljenim robom smo predpostavili, da je modelski prostor zgoraj odprt, zrak lahko vanj vstopa, vstopajoči zrak pa ima trenutnemu stanju v modelu enake lastnosti.

Začetno stanje

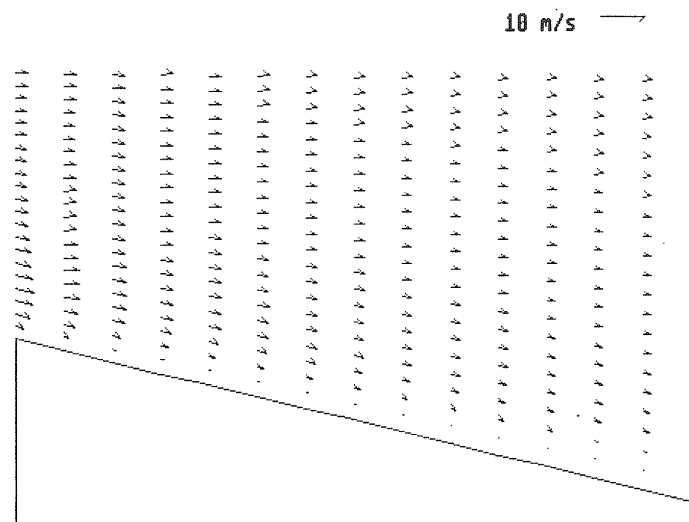
Začetno stanje polja θ in θ_0 smo določili tako, da smo privzeli, da je na nadmorski višini 0 m potencialna temperatura povsod enaka 283 K. Od tod naprej smo predpostavili, da θ narašča z gradientom 0.03 K/m vse do najvišjega računskega nivoja. Začetni polji p in p_0 določimo hidrostatično z integralom enačbe (6), za zgornjo mejo integrala pa vzamemo pritisk na zgornji (horizontalni) modelski meji, kjer smo postavili, da je horizontalni gradient pritiska enak 0. Ker so računski nivoji nagnjeni, se torej vzdolž vsakega nivoja pojavi temperaturni gradient, glede na pritiskove ploskve pa je polje θ paralelno - začetno stanje je torej barotropno.

Polji u in w morata biti vskaljeni s polji temperature in pritiska in z zunanji silami. Usklajenost teh polj smo poiskovali doseči z dinamično inicializacijo: v model smo vstavili polja p in θ in model pognali. Začetno polju u smo določili tako, da skozi vsak vertikalni presek modela steče enaka količina mase, na zgornji meji zato v začetku ni vstopanja okolišnjega zraka. Po 200 korakih integracije (korak je dolg 5 sekund) smo privzeli, da je stanje usklajeno. Končno stanje - prikazuje ga slika 2. - smo nato zgladili in uporabili kot začetno stanje pri nadaljnjih poiskih.

POSKUS Z VSTOPOM HLADNEJŠEGA ZRAKA

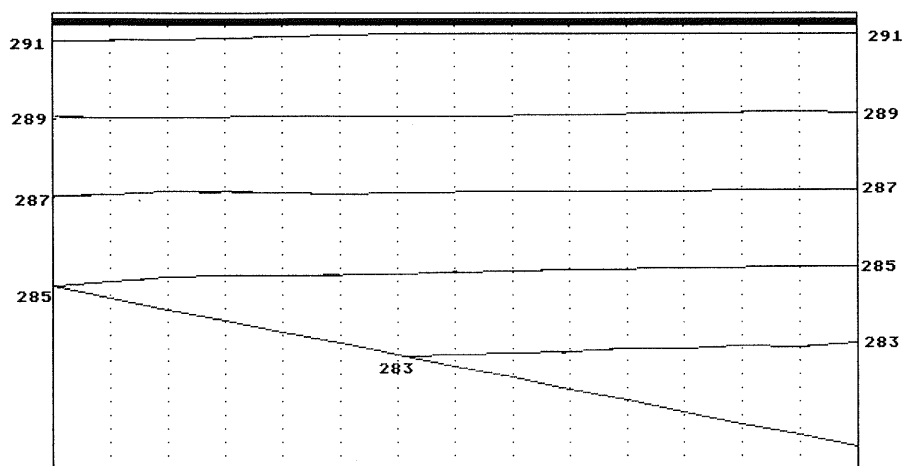
Oblika reliefa in oblika vstopajočega hladnega zraka

Pri poiskih z dotokom hladnega zraka smo postavili, da je relief preprost. Privzeli smo, da je vrh pobočja pri nadmorski višini 1600m, iztek pa pri 100m. Vmes pobočje enakomerno pada in sicer 100m višine na 500m horizontalne razdalje. Zgoraj omenjano začetno stanje smo izdelali za takšno reliefno obliko, zatem pa smo dodali hladen zrak.



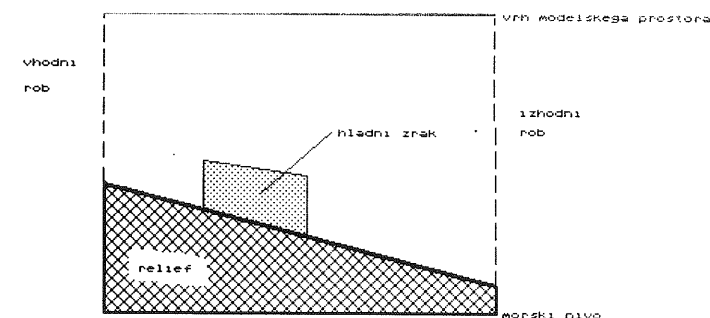
Slika 2a. Začetno stanje hitrostnega polja, kot smo ga dobili po dolgotrajni integraciji (60 časovnih korakov po 5 s) s konstantnimi robnimi pogoji.

Fig. 2a. Initial state of wind velocity field as result of models integration (60 time steps of 5 s) with constant boundary conditions



Slika 2b. Začetno stanje polja potencialne temperature pri enakih pogojih kot pri slika 2a.

Fig. 2b. Initial state of potential temperature field with the same conditions as fig. 2a.



Slika 3. Shematična predstavitev začetne oblike gmote hladnega zraka na pobočju. Obris gmote ustreza diskontinuiteti 4K v polju potencialne temperature

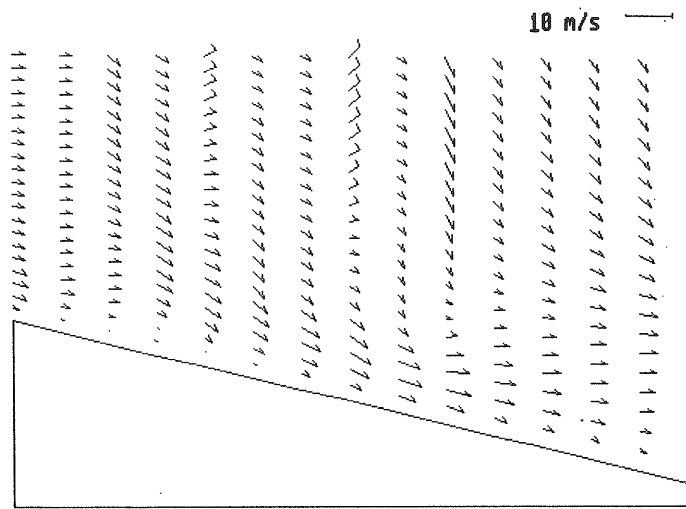
Fig. 3. A schematic representation of initial state with a mass of cold air on the slope. The contour of the cold air corresponds to 4K discontinuity in potential temperature field.

Hladni zrak se v modelu pojavi hipoma in sicer smo na petih odsekih sredi pobočja in na prvih petih nivojih modelskega prostora temperaturo θ zmanjšali za nekaj K. Obliko gmote hladnega zraka prikazuje slika 3. Vidimo lahko, da je gmeta - klada - hladnega zraka na prednjem robu debelejša kot na zadnjem, sprednji rob pa je vertikalni. Takšna oblika temperaturnega polja: izentropne so na sprednjem delu klade hladnega zraka povsem pravokotne na izobare je seveda izjemno baroklina in tako nestabilna. Pričakovati je torej, da se bo ta oblika hitro transformirala v bolj stabilno, pritiskov gradient, povzročen z velikim temperaturnim gradientom v horizontalni smeri, mora namreč pognati tok, s tem pa se masa in notranja energija prerazporedita.

Na zgornji meji klade je močna temperaturna inverzija, saj se temperatura θ med dvema nivojema (razdalja okoli 150m) spremeni za 4K.

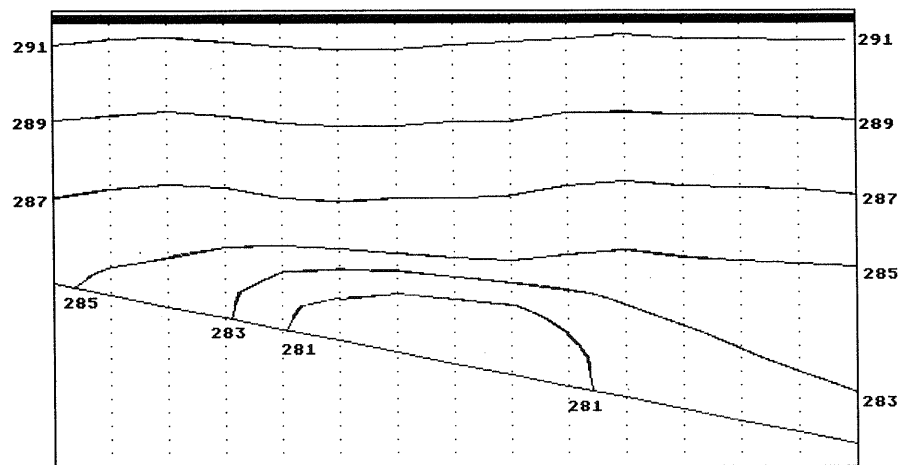
Poskus z 4K hladnejšim zrakom

V modelsko področje z vsklajeno hitrostno in temperaturno razporeditvijo (slika 2.) postavili za 4K hladnejši zrak. Sledeče slike od 4. do 6. prikazujejo razvoj in prilagajanje hitrostnega in temperaturnega polja s takšnim začetnim stanjem. Časovni interval med dvema slikama je 100 sekund (20 časovnih korakov modela), na poljih θ so izentropne risane v razmiku 2K. Predpostavili smo, da je razporeditev parametra turbulentne difuzivnosti ves čas integracije enaka in sicer doseže največjo vrednost na petem računskem nivoju (10 m/s), k tlem linerno pada, nad petim nivojem pa ima konstantno vrednost, desetino vrednosti na petem nivoju. Linerno trenje pri tleh je stalno in znaša 0.004 s^{-1} .



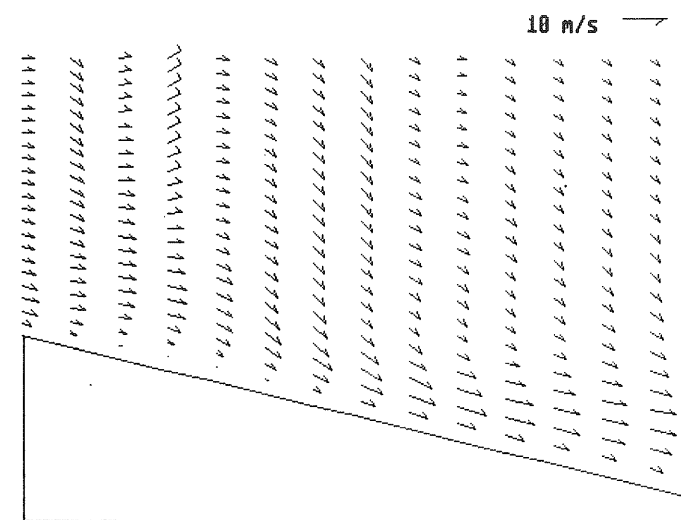
Slika 4a. Hitrostno polje 100 s po vstopu hladnega zraka.

Fig. 4a. Wind velocity field 100s after the entrainment of the cold air.



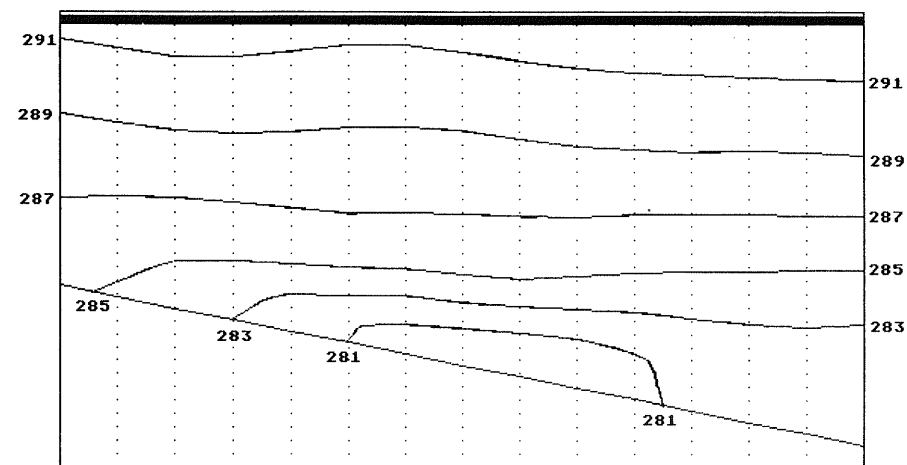
Slika 4b. Polje potencialne temperature 100 s po vstopu hladnejšega zraka.

Fig. 4b. Potential temperature field 100s after the entrainment of the cold air.



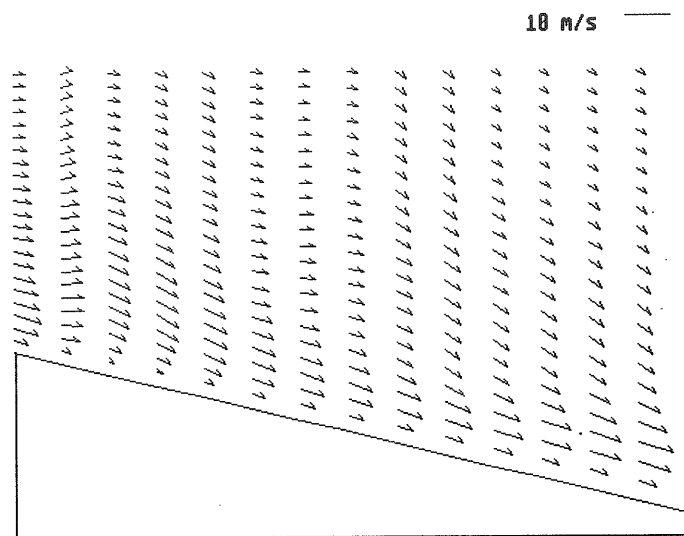
Slika 5a. Isto kot slika 4a, le 200 s po vstopu.

Fig. 5a. Same as fig. 4a., but 200 s after the entrainment.



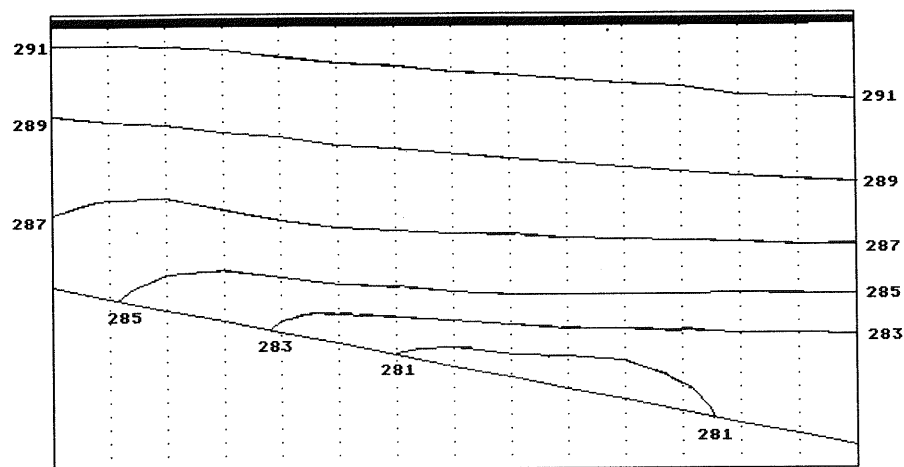
Slika 5b. Isto kot slika 4b, le 200 s po vstopu.

Fig. 5b. Same as fig. 4b., but 200 s after the entrainment.



Slika 6a. Isto kot slika 4a, le 300 s po vstopu.

Fig. 6a. Same as fig. 4a., but 300 s after the enterainment.



Slika 6b. Isto kot slika 4a, le 300 s po vstopu.

Fig. 6b. Same as fig. 4b., but 300 s after the enterainment.

Na zgornjem robu modelskega prostora je predpisan konstanten horizontalni pritiskov gradient $0.2 \cdot 10^{-3} \text{ Pa/m}$. Na robovih je rešitev delno dušena, v notranjosti pa uporabljamo po vsakem koraku integracije šibak Asselinov filter s konstanto filtriranja $F=0.1$.

Pojav hladnega zraka povzroči velike vertikalne hitrosti v toplen zraku tik nad klado hladnega zraka. Hladna klada se namreč poiskusa razteči po pobočju navzdol in tako zmanjšati baroklinost. Višina hladne klade se zato zmanjšuje, topli zrak pa se zato nad klado hladnega zraka začne močno spuščati. Na prednjem robu klade se ob močno baroklini coni pojavijo velike horizontalne hitrosti, cona najmočnejših horizontalnih vetrov pri tleh se v 100s med slikama 4a. in 5a. razširi na precejšen del prostora pri tleh pred klado. Hladen zrak se delno razteka tudi na začetju gmote hladnega zraka, vendar to raztekanje hitro poneha, saj se glavnina hladnega zraka razteče po pobočju navzdol, tako da se višina hladnega zraka zniža. Zaradi premika hladnega zraka se začne pospeševati tudi topli zrak, ki se tako umakne hladnejšemu.

Valovanja nad gmoto hladnega zraka se počasi umirijo: na sliki 4a. še zelo vidno valovanje z valovno dolžino dveh korakov mreže se zaduši, za vrhom hriba se postopoma vzpostavi val v hitrostnem polju z valovno dolžino okoli 8 korakov mreže. Pri tleh oziroma na nivojih tik nad tlemi se pojavi precej močan stržen v hitrostnem polju, (slika 6a.) ki poskrbi za veliko iztopanje mase na izhodnem robu modelskega prostora. Zaradi močnega izstopanja pri tleh začne zrak v modelski prostor kompezacijsko vstopati na vrhu modelskega prostora.

Temperaturno polje se s časom močno spreminja. Sprva jasno izražena klada hladnega zraka na sliki 4b. se postopno deformira, tako da hladen zrak postopoma napreduje v dolino. Pri tem prihaja do mešanja hladnega zraka z okolico, tako da najhladnejši zrak postopno izgineva. Baroklinost polja potencialne temperature in pritiska se zmanjšuje, izoterme s časom postajajo vedno bolj horizontalne. Čelo hladnega zraka se v 40 korakih integracije (med slikama 4b. ob času 100s in 6b. ob času 300s) premakne za 4 horizontalne enote mreže (2000m). Vstop gmote hladnega zraka ne vpliva le na lokalno temperaturno in hitrostno polje, pač pa se zaradi take motnje spreminita ti polji v celotnem modelskem prostoru.

ZAKLJUČKI

Pričujoči dvodimenzionalni nehidrostatični model s prvotnimi enačbami smo uporabili za simulacijo toka hladnega zraka po pobočju.

Dovolj daleč stran od stranskih robov se hladni zrak, ki se hipoma pojavi v prej temperaturno - hitrostno vsklajeni atmosferi, obnaša približno tako, kot bi iz fizikalnega premisleka pričakovali: hladni zrak steče po pobočju navzdol, pri tem izriva toplega, oba skupaj pospešujeta, zaradi trenja pri tleh je največja

hitrost spuščanja opažena nekaj 100m visoko nad reliefom - pojavi se stržen v hitrostnem polju. V prostor, kjer je bil sprva navzoč hladen zrak, se spusti okolišni toplejši zrak.

Pojav gmote hladnega zraka sredi ali vrh pobočja, posebno če je ta gmota bistveno hladnejša od okolišnjega zraka povzroči velike in hitre spremembe hitrosti. Če je v naravi prisoten mehanizem, ki poskrbi za zaporedno spuščanje gmot hladnega zraka prek grebena kot domneva Petkovšek (1984), potem je verjetno, da je sunkovitost opažena v spuščajočem se toku prav posledica pospeškov, ki se pojavijo na horizontalnih diskontinuitetah potencialne temperature. V tem delu se je pokazalo, da se pri temperaturni razliki 4K in pri spustu zraka za okoli 400m na sprednjem delu gmote hladnega zraka hitrost zraka v strženu glede na stacionarno stanje poveča za 4 do 5 krat in to v pičlih 200 sekundah.

Delo je bilo izvedeno v okviru U.S.-YU projekta v sodelovanju z National Science Foundation s števil.: JPF 735/NSF

LITERATURA

- Aanenson, C.J.M., 1965: Gales in Yorkshire in February 1962. *Geophys. Mem.*, 14, 1-44.
- Arakawa, S., 1969: Climatological and dynamical studies on local strong winds, mainly in Hokkaido, Japan. *Geophys. Mag.* 34. 359-425
- Arakawa, S., Lamb, V.R., 1977: Computational design of basic dynamical processes of UCLA general circulation model. *Meth. Comput. Phys.*, 17., 174-264.
- Bodin, S. 1980: Applied numerical modeling of the atmospheric boundary layer, v *Atmospheric Planetary Boundary Layer Physics*, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 1 - 75
- Crook, N.A., Miller M.J., 1985: A numerical and analytical study of atmospheric undular bores, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 111., 225 - 242.
- Garratt, J.R., Physick, W.L, 1986: Numerical study of atmospheric gravity currents. I: Simulations and observations of cold fronts, *Contrib. Atmos. Phys.* 59., 282 - 300
- Frost, W., J.S. Thoen, K-h. Huang, and R.E. Turner, 1986: Field study of effect of orographic features on planetary boundary layer models, v zborniku: Scientific results of the Alpine experiment (ALPEX) volume II, WMO/TD No. 108, GARP publication series No. 27, 665 -686

Jurčec, V., 1981: On mesoscale characteristics of bora conditions in Yugoslavia, *PAGEOPH*, 119., 640-657

Klemp, J.B., Lilly D.K., 1978: Numerical simulation of hydrostatic mountain waves, *J. Atmos. Sci.*, 32., 78 - 104.

Klemp, J.B., Lilly D.K., 1975: The dynamic of wave induced downslope winds, *J. Atmos. Sci.*, 32., 320 - 339

Kuettner, J., 1959: The rotor flow in the lee of mountains. GRD Res. Notes No. 6, AFCRL, Bedford Mass. 132 -154

Mahrer, Y., Pielke. R.A., 1976: Numerical simulation of the air flow over Barbados, *Mon Weather. Rev.*, 104, 1392 - 1402

Pielke, R.A., 1984: *Mesoscale Meteorological Modeling*, Academic Press, New York, 612 str.

Petkovšek Z., 1984: Some characteristics of Bora gusts, *Zbornik meteoroloških i hidroloških radova*, 10., Beograd, 245 -248.

Pette, P., 1986: A contribution to Bora studies using ALPEX aircraft data, v zborniku: Scientific results of the Alpine experiment (ALPEX) volume II, WMO/TD No. 108, GARP publication series No. 27, 531 - 541

Scorer, T.S and H. Klieforth, 1959: Theory of mountain waves of large amplitude. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 85., 131 - 143.

Smith, R.B., 1982: Synoptic observations and theory of orographically disturbed wind and preasure, *J. Atmos. Sci.* 39., 60 - 70.

Smith, R.B., 1985: On severe downslope winds, *J. Atmos. Sci.*, 42., 2598 - 2603

Smith, R.B., 1986: Mesoscale mountain meteorology in the Alps, v zborniku: Scientific results of the Alpine experiment (ALPEX) volume II, WMO/TD No. 108, GARP publication series No. 27, 407 - 424.

Tatsumi, Y. 1984: Time integration methods used in atmospheric models, v *Lectures Presented at the Workshop on Limited-area Weather Prediction Models for Computers of Limited Power*, WMO, Short and medium range weather prediction research publication series No 8., part 1, 43-104

Urbančič, J., 1983: Študij burje s pomočjo numeričnega modela, Univerza E, Kardelja v Ljubljani, FNT, Magistrsko delo, 71 str.