

# GRAVITACIJSKI VALOVI V JEZERIH HLADNEGA ZRAKA GRAVITY WAVES IN THE COLD AIR LAKES

Tomaz VRHOVEC  
Hidrometeorološki zavod SRS, Ljubljana

UDK 551.524.77  
UDK 551.511.13

## SUMMARY

Expressions for the phase velocity of the waves that can be visually observed on the upper boundary of an inversion in large basins were derived. For calculation purposes the atmosphere is divided into two layers: „the lake“ of cool air in the basin and the atmosphere above it. These two layers are divided by the inversion layer, which is supposed to be so thin as to be only a region of discontinuity of temperature and wind velocity. Expressions for the phase velocity were derived for the two layers with a constant temperature gradient and as a special case, also for the two layers with constant but different temperatures. The phase velocity for the two isothermal layers is a function of the air pressure at the bottom of the lake, the height of the inversion, the height of the level of subsidence, the temperature difference between the two layers, the wind velocity in and above the lake and the wave number. During numerical analysis of the expression both limits of „shallow“ and „deep water“ were observed. It is also significant that the height of the subsidence layer and the absolute value of the temperatures have only minor influence on the phase velocity. Another interesting fact is that wind velocity affects the phase velocity of the waves with smaller wave numbers less than those with greater wave numbers.

## POVZETEK

Izpeljali smo disperzijski relaciji za valovanje na horizontalni ločnici dveh zračnih plasti, v katerih je vertikalni gradient temperature različen od nič. Za izotermni plasti, vertikalni temperaturni gradient je enak nič, smo izraz podrobneje analizirali. Pokazalo se je, da je fazna hitrost odvisna od dejanskega zračnega tlaka na dnu kotline, višine dvignjene inverzije, temperaturne razlike med plastema, hitrosti vetra v zgornji in spodnji plasti in seveda od valovnega števila. Opaženi sta bili limiti „globoke“ in „plitve plasti“ in absolutni vrednosti temperatur imata na fazno hitrost majhen vpliv, prav tako ima pri dolgih valovnih dolžinah hitrost vetra nad jezerom manjši vpliv na fazno hitrost, kot smo pričakovali.

## UVOD

V tem delu poskušamo prikazati primeren model, s katerim bi pojasnili nekatere lastnosti valovanj, ki jih opazimo na megleni plasti nad kotlinskimi jezeri hladnega zraka. Ta jezera se pojavijo v razgibanem reliefu ob močnem radiacijskem ohlajanju in šibkih vetrovih, tako da se v vdolbinah reliefa nabere hladen zrak, ki nato tam ostane, dokler se ne spremeni sinoptična situacija. V kotlini zbrani zrak je hladnejši od zraka nad njim, na

vertikalnem poteku temperature opazimo inverzijo. Inverzna plast je pogosto tenka v primerjavi z relativno višino inverzije glede na dno kotline, zato lahko govorimo o inverzni plasti kot o gladini jezera hladnega zraka. Zaradi tenkosti inverzije lahko idealizirano rečemo, da je le-ta pravzaprav le ločnica med hladnejšim zrakom v jezeru in toplejšim nad njim. Atmosfero si torej moremo misliti sestavljeno iz dveh različno toplih (gostih) plasti, na ploskvi diskontinuitete pa se ob motnji lahko pojavijo valovanje. V nadaljevanju si bomo pogledali enačbe, ki popisujejo to valovanje, pregledali bomo pogoje, ki omejujejo rešitve teh enačb, in tako izpeljali disperzijsko relacijo, določili izraze za fazno hitrost ter izračunali fazno hitrost valovanja pri različnih meteoroloških pogojih.

## PREDPOSTAVKE

Koordinatni sistem orientiramo z osjo Z proti zenitu, os X pa postavimo v smer morebitnega vetra. Prostor naj bo v smeri X neomejen, v smeri Z pa imamo pri  $z=0$  tla in na višini  $z=h$  inverzijo. Vse procese bomo popisovali dvodimenzionalno; v smeri Y sprememb ni. Vektor hitrosti se torej zapiše:

$$\vec{u} = (u, 0, w)$$

hkrati pa velja

$$\frac{\partial u}{\partial y} = 0, \frac{\partial w}{\partial y} = 0$$

Pri računanju širjenja gravitacijskih valov so poleg tega običajne še tele predpostavke (Blumen 1971)

- zanemarimo vrtenje Zemlje,
- gibanje zraka je nevskozno,
- poprečno stanje je hidrostatično uravnoteženo,
- procesi so adiabatски (dvigi in spusti po suhi adiabati).

Zaradi megle, ki se ponavadi nabere v inverzni plasti, dvigi in spusti na gladini jezera hladnega zraka ne potekajo po suhi adiabati, saj pride pri spremembah višine gladine do faznih sprememb. Hkrati pa so odmiki gladine od ravnovesne lege majhni v primerjavi z globino jezera, tako da temperaturne spremembe zaradi dvigov in spustov niso velike. Zaradi tega nadomestimo zahtevo po adiabatčnosti procesov s predpostavko o nestisljivosti zraka (Čadež 1958), torej

$$\text{div } \vec{u} = 0$$

Ker zanemarimo rotacijo Zemlje in viskoznost, lahko zahtevamo, da je časovno poprečne rotorja vektorja  $\vec{u}$  enako nič, tako da je tok potencialen.

## OSNOVNE ENAČBE

Zahtevali smo, da je  $\text{div } \vec{u} = 0$  in  $\text{rot } \vec{u} = 0$ . Zadnja zahteva se reducira v enačbo  $(\text{rot } \vec{u})_y = 0$ , druge komponente rotorja so enake nič zaradi dvodimenzionalnosti. Tako dobimo enačbi enačbi

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

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

Z odvajanjem prve po x in druge po z lahko enačbi združimo in dobimo Laplacovi enačbi:

$$\nabla^2 u = 0, \nabla^2 w = 0 \quad (3)$$

Za u in w vpeljemo  $u = U + v_x$  in  $w = v_z$ , kjer je U poprečna hitrost vetra v smeri X,  $v_x$  in  $v_z$  pa odkloni hitrosti v posamezni smeri; poprečno hitrost v vertikalni smeri pa postavimo enako 0.

Enačbi (3) rešimo z valovnimi nastavkoma

$$\begin{aligned} v_z &= f(z) \sin(k(x - ct) + \varphi) \\ v_x &= f(z) \cos(k(x - ct) + \varphi) \end{aligned} \quad (4)$$

Ta nastavka izberemo iz dveh razlogov: na ta način dosežemo, da je časovno poprečne  $(\text{rot } u)_y = 0$ , hkrati pa dobimo na površini potujoče valovanje. Z nastavkoma (4) pretvorimo enačbi (3) v navadne diferencialne enačbe, ki jih z upoštevanjem robnih pogojev rešimo. (Od tod dalje se indeks 1 nanaša na količine v jezeru, 2 pa na količine nad njim, indeks j pa lahko nadomesti oba). Robni pogoji za hitrost so takšni:

- za spodnjo plast:  $v_{z1}(x=0) = 0$ ,
- za zgornjo plast lahko postavimo podoben pogoj, če upoštevamo, da nastanejo jezera hladnega zraka večinoma v anticiklonalnih vremenskih situacijah, za katere je značilna močna subsidenčna inverzija. Ta inverzna plast s svojo veliko stabilnostjo preprečuje vertikalna gibanja. Postavimo torej, da velja  $v_{z2}(z=d) = 0$ , kjer je d višina spodnjega roba subsidenčne inverzije.

— na meji obeh plasti pri  $z = h$  smo zahtevali potujoče valovanje, odmike od ravnovesne lege popišemo z  $\beta = \beta \cdot \cos(k(x - ct))$ , tako da je hitrost premikanja ločnice  $\beta = \beta \cdot kc \cdot \sin(k(x - ct))$ . Na meji se sredstvi ves čas in povsod stikata in hkrati ne prihaja do mešanja. Zato so smiselni le izrazi, zakatere velja  $k_1 = k_2 = k$  in  $\varphi_1 - \varphi_2 = \varphi$ . Fazno razliko izberemo enako nič. S faznimi hitrostmi  $c_1$  in  $c_2$  pa je takole. Če zrak v zgornji in v spodnji plasti miruje, potem velja zaradi stikanja in nemešanja sredstev podobno kot za valovno število  $c_1 = c_2 = c$ , če pa se zrak v zgornji plasti giblje s poprečno hitrostjo  $U_2$  v spodnji pa z  $U_1$ , potem mora na ločnici veljati  $c = U_1 + c_1 = U_2 + c_2$ . Vsaka plast „vidi“ sosednjo, kot da se premika s hitrostjo valovanja  $c$ . Z upoštevanjem zgornjih robnih pogojev, polje hitrosti torej zapišemo takole:

$$\begin{aligned} v_{z1} &= A \operatorname{sh}(kz) \cdot \sin(k(x - (c - U_1)t)) \\ v_{x1} &= A \operatorname{ch}(kz) \cdot \cos(k(x - (c - U_1)t)) \\ v_{z2} &= B \operatorname{sh}(k(z-d)) \cdot \sin(k(x - (c - U_2)t)) \\ v_{x2} &= B \operatorname{ch}(k(z-d)) \cdot \cos(k(x - (c - U_2)t)) \end{aligned} \quad (5)$$

Z gibalnima enačbama

$$\rho_j \frac{\partial v_{zi}}{\partial t} = - \frac{\partial p_j}{\partial z} - g \rho_j$$

$$\rho_j \frac{\partial v_{xj}}{\partial t} = - \frac{\partial p_j}{\partial x}$$

je polje hitrosti (5) povezano s poljem pritiska. Za določitev slednjega moramo integrirati enačbi (6) po času. V teh dveh enačbah se prvič pojavi gostota  $\rho$ . Čadež (1959) je tukaj postavil  $\partial \rho / \partial \gamma = 0$ , kot da je atmosfera homogena, v naši izpeljavi pa bomo bolj splošni. Temperaturo popišemo z  $T = T_0 + \gamma z$ , kjer je  $T_0$  temperatura pri  $z = 0$ ,  $\gamma z$  pa je vertikalni temperaturni gradient. S takšno temperaturo izračunamo gostoto, upoštevaje hidrostatično ravnovesje za poprečne razmere in dobimo

$$\rho_j = \rho_{j0} \left( \frac{1 - \gamma_j z}{T_{j0}} \right)^{\alpha_j} \quad (7)$$

kjer sta

$$\alpha_j = (g + \gamma_j R) / \gamma_j R \quad \text{in} \quad \rho_{j0} = p_0 / RT_{j0}$$

Tako izračunano gostoto postavimo v gibalni enačbi (6). Integrala teh dveh enačb nista analitično rešljiva za poljubne vrednosti koeficienta  $\gamma$ , zanesljivo pa sta rešljiva, če sta plasti vsaka posebej izotermni. Tedaj pač velja enostavo

$$\rho_j = \rho_{j0} \cdot \exp(-gz/RT_j)$$

Za izotermni primer se pritiskovni polji zapišeta takole:

$$P_1(x, z, t) = \frac{\rho_{10} \omega_1 A \exp(-a_1 z)}{k^2 - a_1^2} \cdot \left( k \operatorname{ch}(kz) + a_1 \operatorname{sh}(kz) \right) \cdot \psi_1 + \frac{\rho_{10} g}{a_1} \exp(-a_1 z) + p_{10}$$

oziroma

$$P_2(x, z, t) = \frac{\rho_{20} \omega_2 B \exp(-a_2 z)}{k^2 - a_2^2} \cdot \left( k \operatorname{ch}(k(z-d)) + a_2 \operatorname{sh}(k(z-d)) \right) \cdot \psi_2 + \rho_{20} g \exp(a_2 z) + p_{20}$$

Pri obeh izrazih za pritisk smo uporabili naslednje okrajšave:

$$\omega_j = k(c - U_j); \quad a_j = \frac{g}{RT_j}; \quad \psi_j = \cos(kx - \omega_j t);$$

$p_{10}$  in  $p_{20}$  pa sta integracijski konstanti.

Za plasti s temperaturnim gradientom pa dobimo takšne izraze

$$p_1(x, z, t) = A \omega_1 \rho_{10} \psi_1 \int_0^h (1 + b_1 z)^{\alpha_1} \operatorname{sh}(kz) dz = \frac{g \rho_{10} (1 + b_1 z)^{\alpha_1}}{(\alpha_1 + 1) \cdot b_1} + p_{10}$$

in podobno

$$p_2(x, z, t) = B \omega_2 \rho_{20} \psi_2 \int_0^h (1 + b_2 z)^{\alpha_2} \operatorname{sh}(k(z-d)) dz = \frac{g \rho_{20} (1 + b_2 z)^{\alpha_2}}{(\alpha_2 + 1) \cdot b_2} + p_{20}$$

kjer je

$$b_j = \gamma_j / T_{j0}$$

## DISPERZIJSKA RELACIJA

Disperzijsko relacijo izpeljemo iz dinamičnega in kinematičnega pogoja na ločnici pri  $z=h$ .

I. Če v zgornji in v spodnji plasti ni poprečnega toka ( $U_1 = U_2 = 0$ ) na diskontinuiteti, veljata pogoja

$$p_1(x, h + \beta, t) = p_2(x, h + \beta, t)$$

in hkrati še

$$v_{z1}(x, h, t) = v_{z2}(x, h, t)$$

Po daljšem računu, pri katerem upoštevamo, da so amplitude valovanja majhne, dobimo disperzijske relacije

a) če je temperaturni gradient različen od nič

$$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{g(\rho_1 - \rho_2)}{G_1 - G_2} \quad (8)$$

kjer so:

$$\rho_j = \rho_{j0} (1 + b_j h)^{\alpha_j};$$

$$G_2 = \frac{k^2 \rho_{10}}{\text{sh}(kh)} \int_0^h (1 + b_1 z)^{\alpha_1} \text{sh}(kz) dz;$$

$$G_2 = \frac{k^2 \rho_{20}}{\text{sh}(k(h-d))} \int_0^h (1 + b_2 z)^{\alpha_2} \text{sh}(k(z-d)) dz$$

b) če sta plasti izotermni

$$\frac{\omega^2}{jk^2} = \frac{g(\rho_1 - \rho_2)}{\rho_1 F_1 - \rho_2 F_2} \quad (9)$$

kjer so

$$\rho_j = \rho_{j0} \exp(-a_j h); F_1 = \frac{k \cdot \text{cth}(kh) + a_1}{1 - a_1^2 / k^2}; F_2 = \frac{k \cdot \text{cth}(k(h-d)) + a_2}{1 - a_2^2 / k^2}$$

II. Če pa  $U_1$  in  $U_2$  nista nič, potem na ločnici velja kombinirani mejni pogoj (Čadež 1958), ki se zapiše takole:

$$\frac{\partial}{\partial t} (p_1 - p_2) - (U_1 - U_2) \left( \frac{\partial p_1}{\partial x} + g\rho_2 \frac{\partial z_1}{\partial t} \right) + g\rho_2 (v_{z1} - v_{z2}) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (p_1 - p_2) - (U_1 - U_2) \left( \frac{\partial p_2}{\partial x} + g\rho_1 \frac{\partial z_1}{\partial t} \right) + g\rho_1 (v_{z1} - v_{z2}) = 0$$

$$\text{kjer je } Z_1 = \int_0^t v_{z1} dt \quad \text{in} \quad Z_2 = \int_0^h v_{z2} dt$$

Po daljšem računu, pri katerem upoštevamo majhnost amplitud valovanja, dobimo takšne rezultate:

a) za plasti s temperaturnim gradientom:

$$\frac{\omega}{k} = \frac{U_1 G_1 - U_2 G_2}{G_1 - G_2} + \sqrt{\frac{g(\rho_1 - \rho_2)}{G_1 - G_2} - G_1 G_2} \frac{(U_1 - U_2)^2}{(G_1 - G_2)^2} \quad (10)$$

pri čemer so okrajšave enake kot pri (8)

b) za izotermni plasti:

$$\frac{\omega}{k} = \frac{\rho_1 U_1 F_1 - \rho_2 U_2 F_2}{\rho_1 F_1 - \rho_2 F_2} + \sqrt{\frac{g(\rho_1 - \rho_2)}{\rho_1 F_1 - \rho_2 F_2} - \rho_1 \rho_2 F_1 F_2} \frac{(U_1 - U_2)^2}{(\rho_1 F_1 - \rho_2 F_2)^2} \quad (11)$$

kjer so okrajšave enake kot pri (9). Disperzijske relacije (8), (9), (10) in (11) nam kažejo povezavo med meteorološkimi parametri, valovnim številom in krožno frekvenco. Kvocienent  $\omega/k$  je fazna hitrost, odvod  $\partial\omega/\partial k$  pa je grupna hitrost valovanja.

## ANALIZA FAZNE HITROSTI ZA IZOTERMNE PLASTI

V povezavi med  $\omega$  in  $k$  nastopajo naslednji meteorološki in reliefni parametri:

$h$	— višina inverzije nad dnem kotline,
$T_1$	— temperatura jezera hladnega zraka,
$T_2$	— temperatura zraka nad jezerom,
$U_1$	— hitrost vetra v jezeru,
$U_2$	— hitrost vetra nad jezerom,
$nh$	— nadmorska višina dna kotline*,
$P_0$	— zračni tlak na dnu kotline, reduciran na morsk nivo,*
$d$	— ničelni nivo za odmike v vertikalni smeri (višina subsidenčne inverzije).

\* namesto teh dveh parametrov lahko nastopa dejanski tlak na dnu kotline  $p_{00}$

Ti parametri se lahko spreminjajo takole:  $h$  — višina inverzije: za široke kotline, takšne približno ustrezajo zahtevi po neomejenosti, je Petkovšek (1979) določil višine med 100 in 400 metri. Zaradi smiselnosti rezultatov mora biti  $h$  vedno manjši od  $d$ .

$T_1, T_2$  ↔ temperatura zraka v jezeru mora biti vedno nižja od temperature zraka nad njim.  $T_1$  sama pa je določena z meteorološko situacijo, ki omogoča nastanek jezera hladnega zraka: to je zimsko anticiklonalno vreme.

$U_1$  — hitrost premikanja zraka v jezeru smo postavili enako nič, ker v jezerih hladnega zraka ponavadi ni vetra.

$U_2$  — Nad jezerom se zrak lahko premika, vendar zaradi anticiklona ti vetrovi niso močni.

$p_0$  — dejanski pritisk na dnu kotline lahko izračunamo iz reducirane vrednosti pritiska.

$d$  — višina zgornjega ničelnega nivoja za odmike v vertikalni smeri je višina spodnjega roba subsidenčne inverzije, merjeno od dna kotline navzgor, v anticiklonih more biti med 500 in 3000 metri (vse navedbe po Lamb (1972)).

V ilustracijo smo izračunali nekaj primerov z različnimi kombinacijami parametrov pri različnih valovnih dolžinah; rezultati teh računov so predstavljeni v nadaljevanju. Ugotovili smo naslednje:

1. Odvisnost fazne hitrosti od višine subsidenčne inverzije, če so drugi parametri konstantni, je majhna. Slika 1 prikazuje rezultate tega računa za valovne dolžine  $L$  ( $L = 2\pi/k$ ) 500, 1000, 2000, 4000 in 6000 metrov.

2. Če se temperaturi zraka v jezeru in tistega nad njim spreminjata tako, da je nujna razlika stalna, potem se fazna hitrost spremeni le malenkostno, četudi se temperaturi spremenita za več kot deset stopinj (slika 2).

3. Odvisnost fazne hitrosti od hitrosti poprečnega toka v zraku nad jezerom: fazna hitrost sledi naraščajoči hitrosti vetra, vendar to sledenje ni enako za vse valovne dolžine. Pri manjših hitrostih vetra se valovi premikajo hitreje od vetra, razlika med hitrostma pa se z naraščajočo hitrostjo vetra manjša. Dolgi valovi se pri majhnih hitrostih vetra sicer gibljejo hitreje od kratkih, vendar za njimi pri večjih hitrostih zaostanejo. Zanimivo je, da se fazna hitrost valov z dolžino 6000 metrov spremeni le za slaba 2 m/s, četudi se hitrost vetra spremeni za 10 m/s.

4. Spreminjanje fazne hitrosti valovanja v odvisnosti od višine inverzije pokaže pričakovane lastnosti: za jezera z majhno globino je spreminjanje fazne hitrosti, posebno še za dolge valovne dolžine, precejšnje; pri globljih jezerih pa se doseže limita „globoke vode“, mejno razmerje  $h/L$  je približno 0.2.

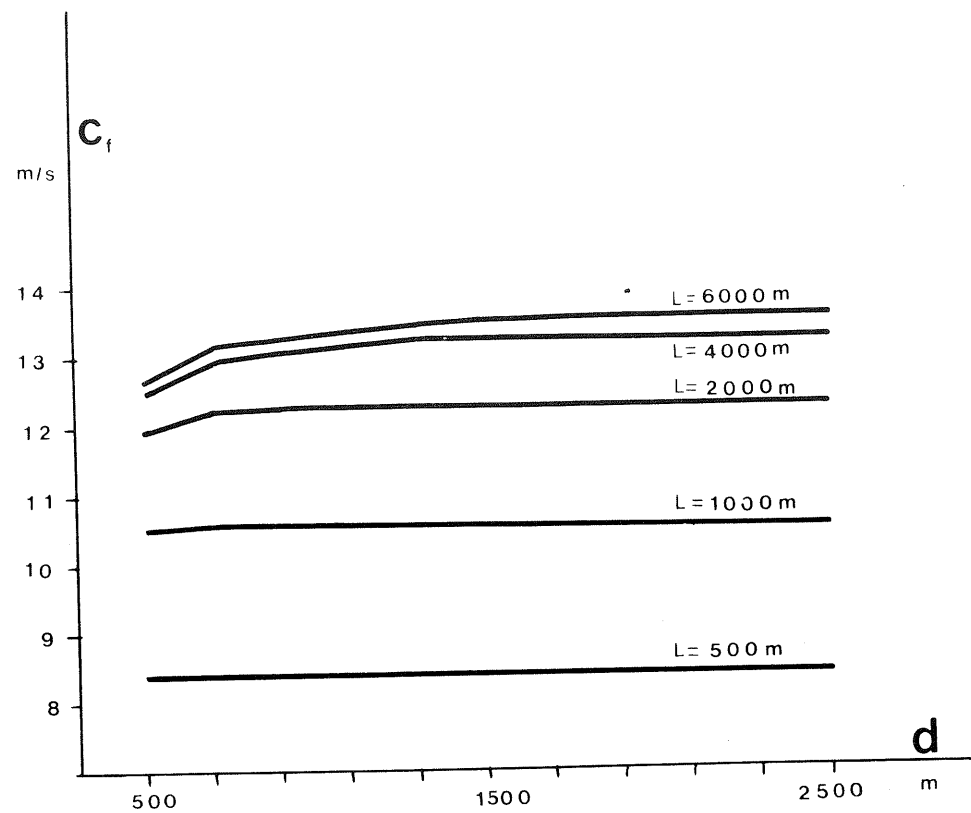
5. Spreminjanje fazne hitrosti glede na spreminjanje temperaturne razlike med plastema — pri čemer je temperatura zraka v jezeru konstantna (slika 5) — pokaže, da fazna hitrost dolgih valov z naraščajočo razliko temperatur narašča nekoliko hitreje od fazne hitrosti kratkih valov.

6. Slika 6 prikazuje spreminjanje fazne hitrosti kot funkcijo valovne dolžine. Družina krivulj se loči po razliki temperatur in po hitrosti vetra. Za vse krivulje je značilno, da se pri dolgih valovnih dolžinah fazna hitrost ustali, globina jezera je namreč le 200 metrov, dosežena je torej limita „plitve vode“. Prav tako je za vse krivulje značilno, da je fazna hitrost za primere z vetrom večja od fazne hitrosti tistih brez vetra, vendar razlike niso enake pri vseh valovnih dolžinah. Pri kratkih valovnih dolžinah naraščajo krivulje za primere brez vetra hitreje od tistih z vetrom, pri daljših pa se krivulje primerov z vetrom hitreje ustalijo, tako da maksimalne razlike v hitrostih nastopijo pri  $L$  je približno 2000 metrov.

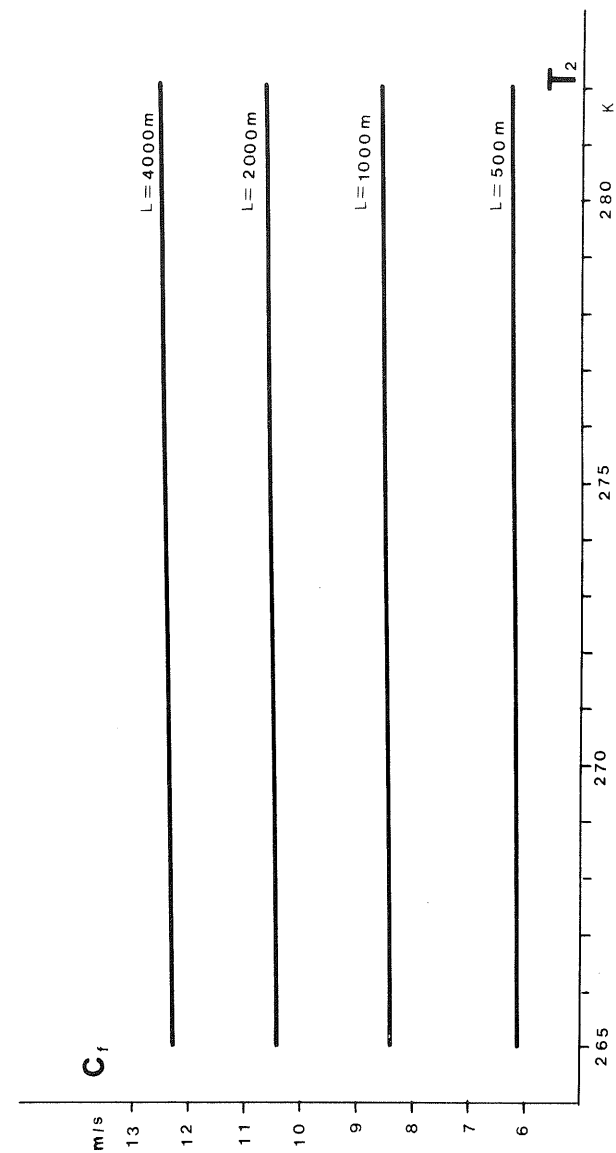
Zahvaljujem se prof. dr. Z. Petkovšku, ki me je opozoril na problem.

## LITERATURA

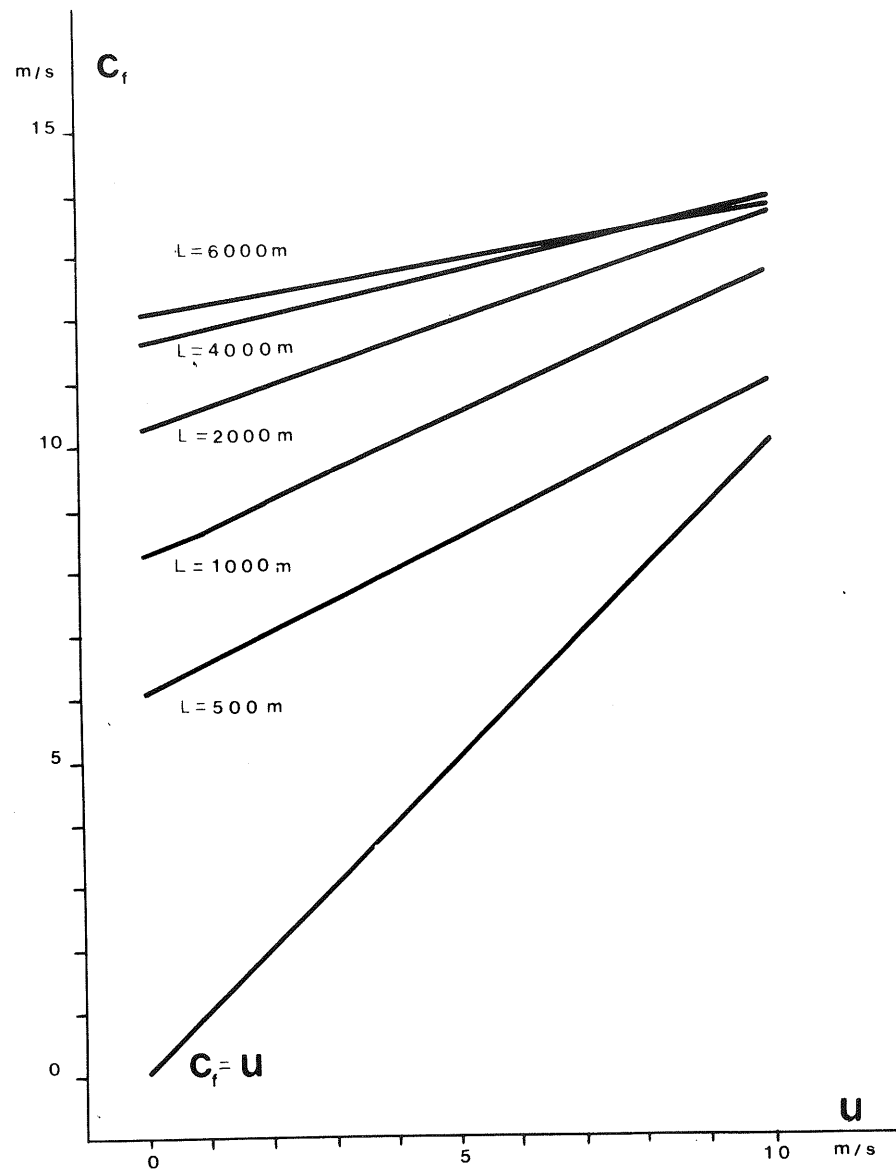
- Čadež, M., 1959: Uvod u dinamičko meteorologiju I. deo, Savez studenata Prirodno matematičnog fakulteta Beograd, Beograd
- Lamb, H. H., 1972: Climate: present, past and future, volume I, Meuthen, London
- Petkovšek, Z., 1979: Emisijski potencial  $SO_2$  za večino kotlin Slovenije, Razprave Društva meteorologov Slovenije, vol 23, no 1, 37–47.
- Blumen, W., 1979: Hydrostatic neutral waves in paralel shear flow of stratified fluid, J. Atmos. Sci., vol 28, no 3, American Meteorological Society



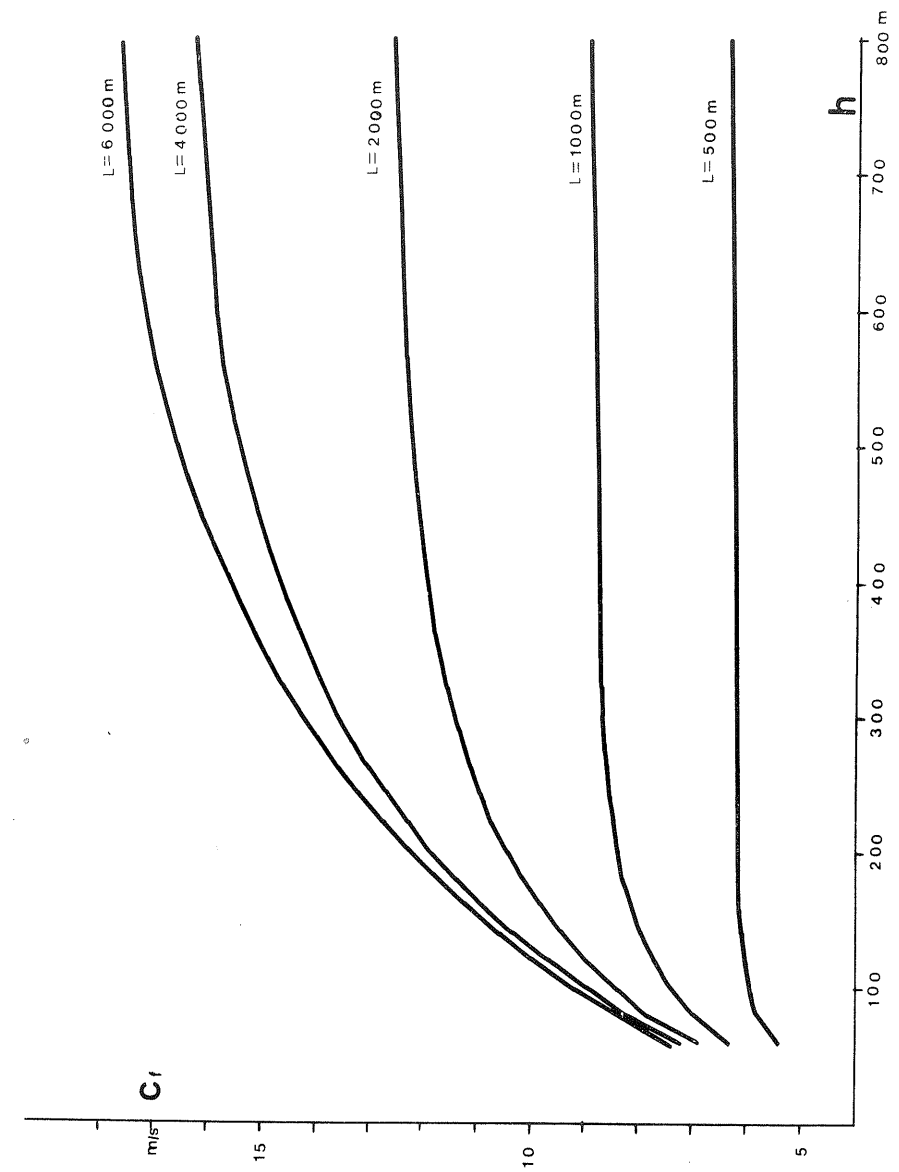
Slika 1 Fazna hitrost kot funkcija višine subsidenčne inverzije  $T = 270\text{K}$ ,  $T = 277\text{K}$ ,  $h = 200\text{ m}$ ,  $U = 4\text{ m/s}$ ,  $p = 1030\text{ mb}$ , nadmorska višina dna kotline je  $300\text{ m}$  (zadnja dva parametra sta enaka tudi pri naslednjih slikah)  
 Fig. 1 Phase velocity as function so the heihat of the subsidence layer,  $T = 270\text{K}$ ,  $T = 277\text{K}$ ,  $h = 200\text{ m}$ ,  $U = 4\text{ m/s}$ ,  $p = 1030\text{ mb}$ , the altitude of the basin is  $300\text{ m}$ . (Last two parameters are also valid for the other Figures)



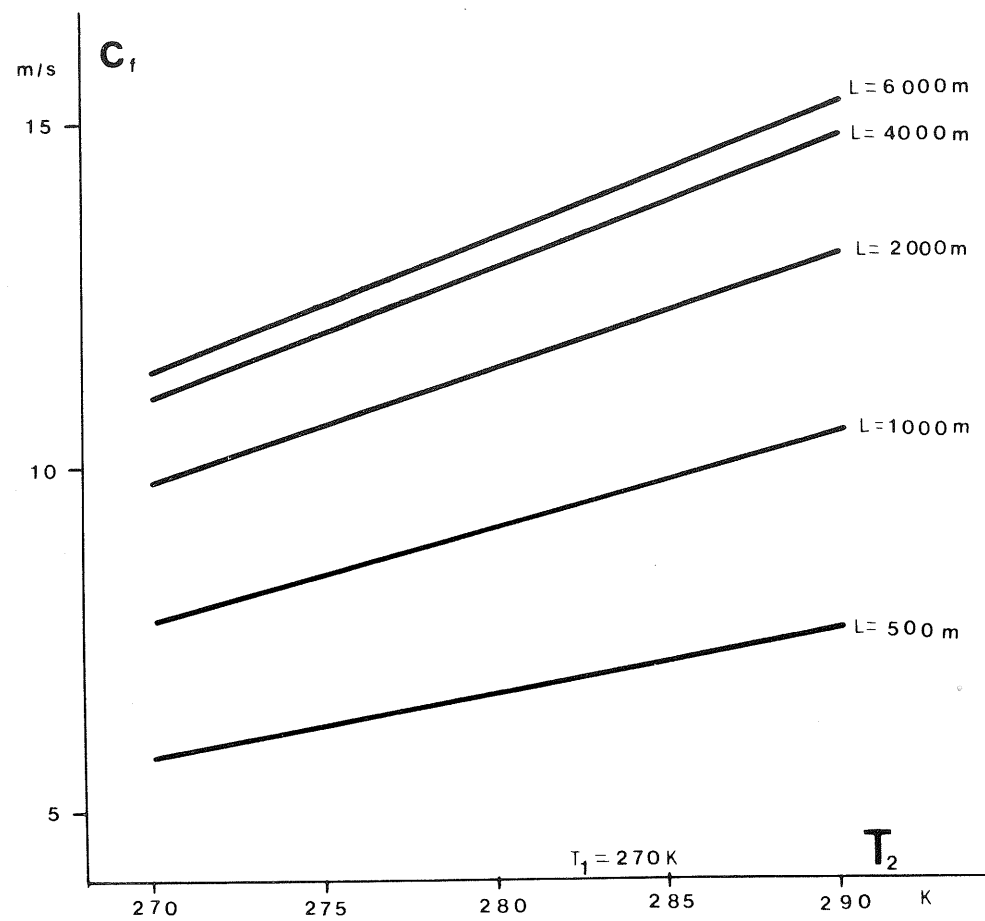
Slika 2 Spreminjanje fazne hitrosti v odvisnosti od temperature zraka, če je razlika med temperaturama plasti konstantna.  $U = 0\text{ m/s}$ ,  $d = 1500\text{ m}$ ,  $H = 200\text{ m}$   
 Fig. 2 Phase velocity as a function of temperature; the difference between the temperatures of the two layers is constant.  $U = 0\text{ m/s}$ ,  $d = 1500\text{ m}$ ,  $h = 200\text{ m}$



Slika 3 Spreminjanje fazne hitrosti v odvisnosti od hitrosti poprečnega toka v zgornji plasti.  $T = 277\text{K}$ ,  $T = 280\text{K}$ ,  $h = 200\text{ m}$ ,  $d = 1500\text{ m}$   
 Fig. 3 Phase velocity as function of the velocity of the mean flow in the upper layer.  $T = 277\text{K}$ ,  $T = 280\text{K}$ ,  $h = 200\text{ m}$ ,  $d = 1500\text{ m}$

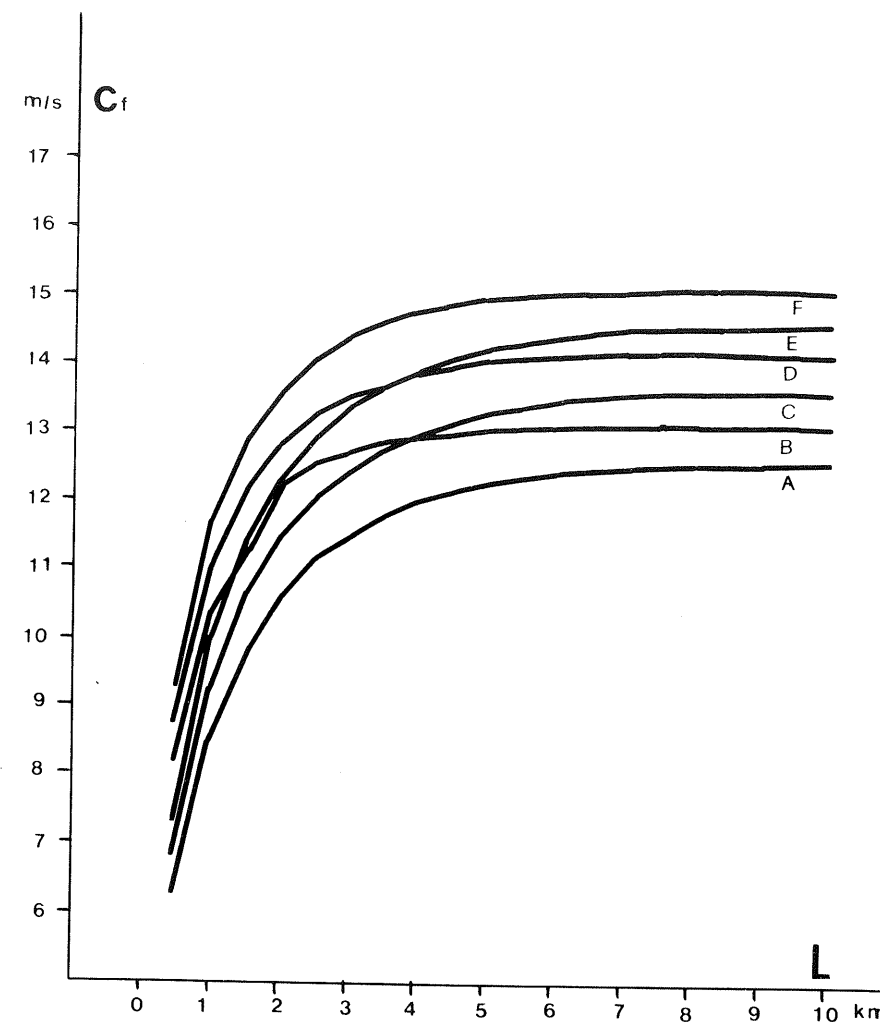


Slika 4 Fazna hitrost kot funkcija višine inverzije.  $T = 273\text{K}$ ,  $T = 277\text{K}$ ,  $u = 0\text{ m/s}$ ,  $d = 1500\text{ m}$   
 Fig. 4 The dependance of the phase velocity on the height of the inversion.  $T = 273\text{K}$ ,  $T = 277\text{K}$ ,  $U = 0\text{ m/s}$ ,  $d = 1500\text{ m}$



Slika 5 Spreminjanje fazne hitrosti v odvisnosti od temperature zraka v zgornji plasti.  
 $T = 270\text{ K}$ ,  $U = 0\text{ m/s}$ ,  $h = 200\text{ m}$ ,  $d = 1500\text{ m}$ .

Fig. 5 Phase velocity as a function of the temperature of the upper layer.  
 $T = 270\text{ K}$ ,  $U = 0\text{ m/s}$ ,  $h = 200\text{ m}$ ,  $d = 1500\text{ m}$



Slika 6 Odvisnost fazne hitrosti od valovne dolžine, hitrosti poprečnega toka in temperature zgornje plasti,  $h = 200\text{ m}$ ,  $d = 1500\text{ m}$   
 (krivulje A, C in E so za primere brez vetra, pri ostalih je  $U = 4\text{ m/s}$ )

Fig. 6 Phase velocity as a function of wave length with the upper layer's temperature and mean velocity as parameters,  $h = 200\text{ m}$ ,  $d = 1500\text{ m}$   
 (functions A, C and E are for the cases without wind, others with  $U = 4\text{ m/s}$ )