

Univerza v Ljubljani
Fakulteta za *matematiko in fiziko*



Meteorološki seminar

FIZIKA SKLOPITVE OCEANA IN ATMOSFERE

Mentor: Žiga Zaplotnik

Avtor: Matic Pikovnik

Bistrica pri Tržiču, 10.5.2019

Povzetek

Eden izmed temeljnih vidikov, pomembnih za razumevanje klime in njenih sprememb, je sklopitev med atmosfero in oceani. Sklopitev poteka v njihovih mejnih plasteh, zato najprej fizikalno predstavimo mejno plast, nato pa seminar obravnava mehansko in termodinamično interakcijo dveh tekočin z močno različnima gostotama. Pri tem se osredotočimo na izmenjavo gibalne količine in toplote med tekočinama ter nakažemo, kako je sklopitev oceana in atmosfere preko omenjenih količin predstavljena in uporabljena v sklopljenih modelih splošne cirkulacije.

One of fundamentally important aspects to understanding climate and its changes is coupling between the atmosphere and the ocean. Coupling takes place in their boundary layers, so physical description of both boundary layers is presented first. Further, the mechanical and thermodynamic interaction between two fluids of very different densities are discussed. Focus is on momentum and heat exchange between two fluids. Also, it is indicated, how coupling between the ocean and the atmosphere is presented with these exchange fluxes and parameterized in coupled general circulation models.

1.) Uvod

Cirkulacija v atmosferi in oceanih je močno odvisna od lastnosti pretokov preko morske gladine. Ti pretoki so možni le v mejnih plasteh obeh medijev, saj je le v omenjeni plasti izbrana tekočina pod direktnim in hkrati močnim vplivom površine druge tekočine. Na meji med obema tekočinama se pojavi močno striženje horizontalnega toka, čemur sledi razvoj turbulentnih vrtincev, ki so odgovorni za vertikalne turbulentne pretoke, ti pa omogočajo interakcijo med obema medijema. Glavna tipa interakcije sta mehanski in termodinamični tip. Prvi opisuje vertikalni prenos horizontalne gibalne količine, drugi pa vertikalni prenos toplote in vlage. Vpliv prenosa posameznih količin med dvema medijema se določa preko njune sklopitve. Numerično ga napovedujejo posebni meteorološki modeli, v katerih je sklopitev predstavljena s poenostavljenimi zvezami.

V seminarju najprej opišemo, kako v osnovne enačbe v mejni plasti vpeljemo Reynoldsov zapis s turbulentnimi pretoki. Sledi opis in rešitev Ekmanove plasti tako v atmosferi kot v oceanu. Pokažemo, da rešitev Ekmanove plasti (t. i. Ekmanova spirala) v atmosferi in oceanu ni enaka. V nadaljevanju sledi obravnava osrednje tematike, torej sklopitve med atmosfero in oceani. Pri tem se osredotočimo na enega glavnih tipov pretokov, in sicer na prenos gibalne količine, drugega izmed glavnih tipov, prenos toplote, pa opišemo le na kratko. Izmenjava oziroma prenos gibalne količine temelji na strižni napetosti vetra, zato se v prvem delu osredotočimo na opis in formulacijo te napetosti, opišemo, kako nanjo vpliva valovanje, ob tem pa nakažemo tudi, na kakšen način je vključena v sklopljene modele splošne cirkulacije ter kako se v njih računa prenos oziroma izmenjava gibalne količine. Sledi še zapis skupne izmenjave toplote na način, ki se ga uporablja tudi v sklopljenih modelih splošne cirkulacije, ter formulacija posameznih komponent toka toplote med obravnavanima tekočinama.

2.) Osnovne enačbe v mejni plasti

2.1) Planetarna mejna plast

Spodnji sloj ozračja pod direktnim in močnim vplivom površja imenujemo (planetarna) mejna plast. Interakcija med ozračjem in površjem je v nekaj milimetrih nad površjem posledica molekularne viskoznosti. Takrat ob površju velja t. i. robni pogoj zveznosti (*»no-slip boundary condition«*, [1]), tik

ob površju je namreč hitrost vetra enaka hitrosti površja. Že najmanjše spremembe v hitrosti vetra malo nad površjem povzročijo veliko striženje hitrosti vetra po višini. Do kam seže vpliv striženja, pa določa molekularna viskoznost. Striženje hitrosti pripelje do razvoja turbulentnih vrtincev. Prostorske in časovne skale teh vrtincev so mnogo manjše od skal sinoptičnih vrtincev, vseeno pa, še posebej v navezi s konvektivnimi vrtinci, ki so posledica segrevanja površja, povzročijo prenos gibalne količine proti površju (navzdol) in toplote stran od površja (navzgor). Skale turbulentnih vrtincev v horizontalni smeri so primerljive s tistimi v vertikalni smeri. Turbulentni transport toplote in vlage stran od površja ohranja energijsko ravnovesje ob površju, turbulentni transport gibalne količine proti površju pa skrbi za ohranitev gibalne količine. Turbulentni transport je sicer odvisen od statične (ne)stabilnosti ozračja, lahko sega le nekaj deset metrov ali pa celo nekaj kilometrov visoko.

2.2) Osnovne enačbe v Reynoldsovem zapisu

Izhajamo iz osnovnih enačb v kartezičnem koordinatnem sistemu, torej iz dveh horizontalnih gibalnih in ene vertikalne gibalne enačbe ter iz termodinamične in kontinuitetne enačbe, pri čemer upoštevamo Boussinesqov približek. Z njim predpostavimo, da ima gostota, razen v členu vzgona v vertikalni gibalni enačbi, konstantno vrednost ρ_0 . Gibalne enačbe v mejni plasti tako zapišemo v poenostavljeni obliki. To lahko storimo, ker ob povprečnih pogojih v srednjih geografskih širinah mejna plast obsega spodnji kilometer atmosfere, v katerem pa gostota variira tja do 10%.

Upoštevamo še, da v turbulentni tekočini spremenljivke v posameznih točkah zaradi vrtincev zelo močno variirajo. Da bi bile vrednosti spremenljivk polja reprezentativne za tok na velikih skalah, je treba zato tok povprečiti v takem časovnem intervalu, da izpovprečimo fluktuacije zaradi vrtincev na manjših skalah. Predpostavimo, da lahko vsako spremenljivko polja zapišemo kot vsoto počasno spreminjajočega se povprečnega stanja in močno spreminjajoče se turbulentne komponente. Prvi je tako shemo in zapis uporabil Reynolds, po njem vrednost spremenljivke zapišemo kot $\xi = \bar{\xi} + \xi'$. Po definiciji velja še $\bar{\xi}' = 0$ in $\overline{\xi'z'} = 0$. Od tod sledi:

$$\overline{\xi z} = \overline{(\bar{\xi} + \xi')(\bar{z} + z')} = \bar{\xi}\bar{z} + \overline{\xi'z'} \quad (1)$$

Zapišimo še zvezo:

$$\frac{d\bar{\xi}}{dt} = \frac{d}{dt}\bar{\xi} + \frac{\partial}{\partial x}\overline{\xi'u'} + \frac{\partial}{\partial y}\overline{\xi'v'} + \frac{\partial}{\partial z}\overline{\xi'w'} \quad (2)$$

Tu je $\xi = u, v, w, \theta$ in $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}\frac{\partial}{\partial x} + \bar{v}\frac{\partial}{\partial y} + \bar{w}\frac{\partial}{\partial z}$. Upoštevali smo še kontinuitetno enačbo v obliki $\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0$. Gibalne enačbe v Reynoldsovem zapisu se potemtakem zapišejo kot:

$$\frac{d}{dt}\bar{u} = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + f\bar{v} - \left[\frac{\partial}{\partial x}\overline{u'u'} + \frac{\partial}{\partial y}\overline{u'v'} + \frac{\partial}{\partial z}\overline{u'w'} \right] + \overline{F_{tr,x}} \quad (3a)$$

$$\frac{d}{dt}\bar{v} = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - f\bar{u} - \left[\frac{\partial}{\partial x}\overline{u'v'} + \frac{\partial}{\partial y}\overline{v'v'} + \frac{\partial}{\partial z}\overline{v'w'} \right] + \overline{F_{tr,y}} \quad (3b)$$

$$\frac{d}{dt}\bar{w} = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + g\frac{\bar{\theta}}{\theta_0} - \left[\frac{\partial}{\partial x}\overline{u'w'} + \frac{\partial}{\partial y}\overline{v'w'} + \frac{\partial}{\partial z}\overline{w'w'} \right] + \overline{F_{tr,z}} \quad (3c)$$

Termodinamična enačba pa se v Reynoldsovem zapisu zapiše kot:

$$\frac{d}{dt}\bar{\theta} = -\bar{w}\frac{d\theta_0}{dz} - \left[\frac{\partial}{\partial x}\overline{u'\theta'} + \frac{\partial}{\partial y}\overline{v'\theta'} + \frac{\partial}{\partial z}\overline{w'\theta'} \right] \quad (3d)$$

V teh enačbah členi oblike $\overline{\xi'z'}$ opisujejo kovarianco med odstopanji spremenljivk ξ in z , obenem pa predstavljajo turbulentne pretoke. Tako npr. člen $\overline{u'w'}$ predstavlja vertikalni turbulentni pretok oz.

prenos zonalne gibalne količine, člen $\overline{w'\theta'}$ pa predstavlja vertikalni turbulentni pretok toplote. Členi $\overline{F_{tr,\xi}}$ so členi trenja zaradi molekularne viskoznosti.

Sistem enačb (3a)-(3d) skupaj s kontinuitetno enačbo sedaj ni več zaprt sistem enačb, saj imamo več neznank kot samih enačb. Tako se pojavi problem zapiranja enačb, ki pa se ga lotimo z uporabo poenostavitve in približkov. Eden glavnih in najbolj pogostih približkov je predpostavka, da so turbulentni pretoki horizontalno homogeni. Na podlagi tega lahko zanemarimo vse člene, ki vsebujejo horizontalne turbulentne pretoke $\overline{u'u'}$, $\overline{u'v'}$, $\overline{v'v'}$, $\overline{u'\theta'}$ in $\overline{v'\theta'}$.

3.) Ekmanova plast in Ekmanova spirala

3.1) K-teorija

Prizemna plast je plast ozračja tik nad površjem, v njej je striženje vetra po vertikali močno. Nad njo je t. i. sloj mešanja. V njem je ozračje dobro premešano, zato sta tako hitrost vetra kot potencialna temperatura v tem sloju konstantni.

Za rešitev sistema enačb v mejni plasti potrebujemo zaprt sistem enačb, zato zmanjšamo število spremenljivk. Privzamemo, da je opis pretoka izbrane količine s turbulentnimi vrtinci analogen opisu pretoka izbrane količine z molekularno difuzijo (v tem primeru je govora o viskoznosti). Vertikalni turbulentni pretoki $\overline{\xi'w'}$ so sorazmerni lokalnim gradientom časovnih povprečij $\bar{\xi}$:

$$\overline{u'w'} = -K_m \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \quad (4a)$$

$$\overline{v'w'} = -K_m \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) \quad (4b)$$

$$\overline{\theta'w'} = -K_h \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right) \quad (4c)$$

Tu je K_m koeficient turbulentne izmenjave gibalne količine (viskoznosti) in K_h koeficient turbulentne izmenjave toplote (difuzije). Njuna enota je m^2/s . To shemo zapiranja sistema enačb imenujemo K-teorija. Teorija ima sama po sebi precej omejitev. Netočna je že osnovna predpostavka, da sta koeficienta turbulentne izmenjave v plasti konstantna, saj so velikosti in intenzivnost turbulentnih vrtincev močno pogojeni z oddaljenostjo od površja ter s statično stabilnostjo ozračja. Velikokrat se zgodi, da nastanejo vrtinci dimenzij, ki so primerljive dimenzijam debeline celotne mejne plasti – takrat seveda ne velja predpostavka o linearni sorazmernosti z lokalnim gradientom. Vseeno pa K-teorija omogoča solidne analitične približke, kar kažejo tudi meritve.

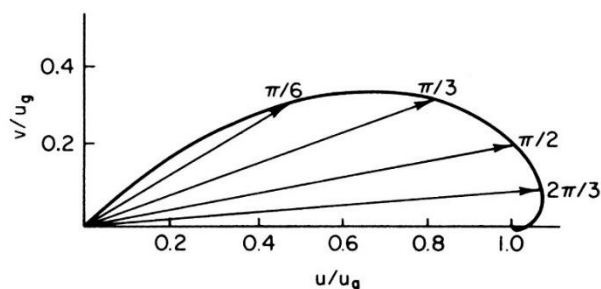
3.2) Ekmanova plast

Zgoraj opisano K-teorijo uporabimo skupaj s še nekaj predpostavkami, da izpeljemo Ekmanovo plast in pridemo do njene rešitve, t. i. Ekmanove spirale.

Z izjemo spodnjih nekaj milimetrov v mejni plasti velja, da so turbulentni pretoki horizontalno homogeni ter da je vpliv molekularne viskoznosti zanemarljiv. Predpostavimo še barotropnost in stacionarnost. Velja, da je $\overline{u_g} = -\frac{1}{f\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y}$ in $\overline{v_g} = \frac{1}{f\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x}$. Upoštevamo še K-teorijo in konstantnost koeficienta turbulentne izmenjave K_m . Da poenostavimo, si izberemo os x vzdolž $\overline{u_g}$ in postavimo $\overline{v_g} = 0$. Ob tem predpostavimo še, da je geostrofski tok neodvisen od višine, pri tleh pa vetra ni. Pridemo do rešitve za \bar{u} in \bar{v} v odvisnosti od z :

$$\bar{u} = \bar{u}_g(1 - e^{-\gamma z} \cos \gamma z) \quad (5a)$$

$$\bar{v} = \bar{u}_g e^{-\gamma z} \sin \gamma z \quad (5b)$$



Slika 1: Hodograf, ki prikazuje horizontalni komponenti toka v Ekmanovi spirali po višini. Vektorji hitrosti so prikazani za nekaj izbranih nivojev v Ekmanovi plasti, povezuje pa jih spiralna krivulja. Izbrane vrednosti so vrednosti brezdimenzijske mere za višino, ki smo jo zapisali za γz . [1]

Tu je $\gamma = \sqrt{f/2K_m}$. Rešitev (5a)-(5b) torej imenujemo Ekmanova spirala. Strukturo rešitve prikazuje slika 1, na kateri sta narisani zonalna in meridionalna komponenta vetra kot funkciji višine. Krivulja, ki povezuje vrednosti na posameznih višinah, tvori obliko spirale. Veter je vzporeden geostrofskemu vetru, ko je $\gamma z = \pi$ oz. $z = \pi/\gamma$. Ta nivo določimo za vrh Ekmanove plasti in tako je debelina Ekmanove plasti enaka $H_E = \pi/\gamma$.

Predpostavili smo torej, da imamo na vrhu Ekmanove plasti veter samo v x smeri, torej $\bar{u} \parallel \bar{u}_g$. Sedaj pa si pogledjmo, v kateri smeri imamo veter tik ob površju, torej pri $z \rightarrow 0$.

Zapišimo:

$$\tan \varphi = \left(\frac{\bar{v}}{\bar{u}} \right)_{z \rightarrow 0} \approx 1 \quad (6)$$

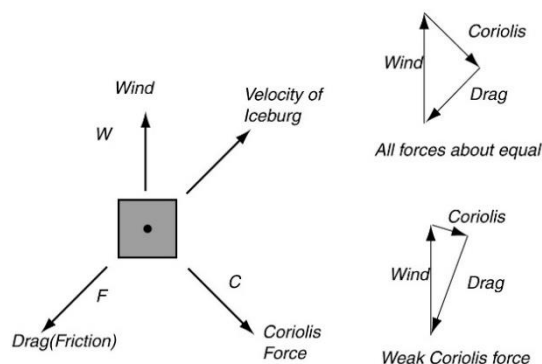
Sledi, da je pri $z \rightarrow 0$ smer vetra pod kotom $\varphi = 45^\circ$ napram smeri vetra na vrhu Ekmanove plasti.

4.) Ekmanova plast v oceanih

Ugotovili smo, da stalen tok nad površjem kopnega in oceana ustvari horizontalno mejno plast, ki je debela največ nekaj sto metrov. A ker vemo, da je zrak tekočina, podobno kot oceani, lahko sklepamo, da tudi v oceanih obstaja Ekmanova plast.

4.1) Nansen in premikanje ledenih gor

Fridtjof Nansen¹ je med enim svojih popotovanj v bližini Arktike opazil, da se ledene gore premikajo pod kotom $20^\circ - 40^\circ$ v desno glede na smer vetra. Da bi pojasnil ta fenomen, se je lotil osnovnega ravnovesja sil na vrteči se Zemlji. Predpostavil je, da na ledeno goro delujejo tri sile: sila vetra («wind stress»), sila upora in Coriolisova sila. Ob konstantnem toku mora veljati tudi, da je vsota sil enaka nič. Ravnovesje sil je prikazano na sliki 2.



Slika 2: Ravnovesje sil na vrteči se Zemlji ob toku vetra, ki vpliva na premik ledene gore. [2]

¹Fridtjof Nansen (1861-1930): norveški raziskovalec, znanstvenik, humanitarac, dobitnik Nobelove nagrade za mir, vodja prve odprave na Grenlandijo in Severni pol

Sila vetra («wind stress») je posledica zastojnega tlaka, ki ga povzroča veter. Tipično privzamemo kvadratni zakon upora, zato se omenjena sila zapiše v obliki $W = \rho C_D U^2$ [2]. V našem primeru ρ predstavlja gostoto zraka, C_D je brezdimenzijski koeficient upora, U pa hitrost vetra na izbrani višini, običajno je to 10 metrov. Sila turbulentnega upora kaže v nasprotno smer premikanja ledenih gor, Coriolisova sila pa je na ta premik seveda pravokotna in kaže desno od smeri gibanja ledenih gor. Coriolisova sila je torej tista, ki obrača smer toka na površju oceana v desno glede na smer vetra nad oceanom.

4.2) Ekmanova rešitev

Dlje Nansen ni uspel priti, zato je po vrnitvi domov za pomoč prosil Bjerknesa, ta pa je nalogo zaupal svojemu študentu Ekmanu². Slednji se je lotil študije vpliva vrtenja Zemlje na tokove v oceanih, ki nastanejo kot posledica vetra. Predpostavil je stalen, homogen horizontalen tok na vrteči se Zemlji, vpliva vrtnične viskoznosti oz. turbulentnega trenja pa ni zanemaril. Osnovna predpostavka je torej bila, da v horizontalnih gibalnih enačbah ni časovnih in horizontalnih odvodov. Ob upoštevanju K-teorije je dobil naslednji sistem enačb:

$$K_m \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + fv = 0 \quad (7a)$$

$$K_m \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - fu = 0 \quad (7b)$$

Ob izbiri, da imamo veter pri tleh samo proti severu, se hitro pokaže, da je rešitev tega sistema enačb naslednja:

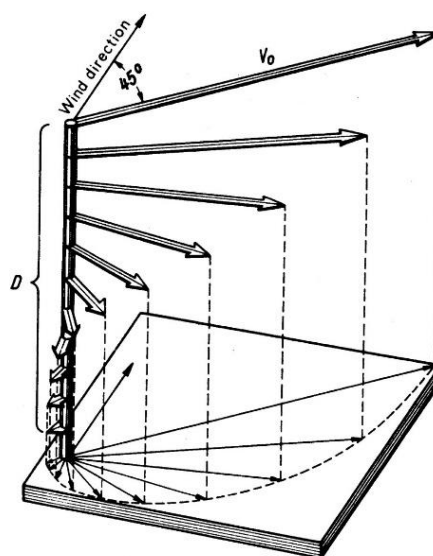
$$u = V_0 e^{\gamma z} \cos(\pi/4 - \gamma z) \quad (8a)$$

$$v = V_0 e^{\gamma z} \sin(\pi/4 - \gamma z) \quad (8b)$$

Pri tem sta konstanti enaki $V_0 = \sqrt{K_m/f} \cdot \frac{\partial v}{\partial z}$ in $\gamma = \sqrt{f/2K_m}$. V_0 je celotna hitrost toka na površini oceana. Slednji ima pri $z = 0$ torej smer 45° v desno na severni polobli in 45° v levo na južni polobli glede na smer vetra. Z globino se nato hitrost toka zmanjšuje eksponentno, ob tem pa se seveda spreminja tudi smer. To nazorno prikazuje slika 3, kjer lahko zelo lepo opazimo Ekmanovo spiralo.

Debelina Ekmanove plasti je tokrat definirana tako, da Ekmanova plast seže do globine, na kateri je smer toka ravno nasprotna smeri toka na površju.

Tako je Ekman tudi teoretično potrdil Nansenove ugotovitve in opažanja na primeru ledenih gor. Rešitev za Ekmanovo plast pod površjem oceana je nekoliko drugačna kot rešitev za Ekmanovo plast nad površjem oceana.



Slika 3: Porazdelitev toka v oceanu po vertikali glede na smer vetra na površini oceana. [2]

²Vagn Walfrid Ekman (1874-1954): švedski oceanograf, znan po izpeljavi rešitve za Ekmanovo plast v oceanih

5.) Izmenjava gibalne količine med ozračjem in oceani

5.1) Strižna napetost (vetra) in dobro premešana mejna plast

Strižna napetost (t. i. »*shear stress*«) je v splošnem tenzor, definirana pa je kot sila, ki deluje na neko površino, pri čemer je smer te sile vzporedna s to isto površino. Kot smo omenili v enem izmed prejšnjih poglavij, se zaradi striženja razvijejo turbulentni vrtinci, posledica katerih pa so vertikalni turbulentni pretoki. Slednji omogočijo vertikalni prenos horizontalne gibalne količine. Gibalna količina se torej prenaša iz atmosfere v oceane, pa tudi obratno. Ponavadi napetost zaradi vetra označujemo z grško črko τ , njena enota je $\frac{\text{N}}{\text{m}^2} = \frac{\text{kg}}{\text{ms}^2} = \text{Pa}$.

V Reynoldsovem zapisu s turbulentnimi pretoki, pri čemer imamo os z v oceanu obrnjeno navzdol, izhodišče $z = 0$ pa na gladini oceana, zgornjo napetost po komponentah zapišemo na naslednji način:

$$\tau_{xz} = -\rho \overline{u'w'} \quad (9a)$$

$$\tau_{yz} = -\rho \overline{v'w'} \quad (9b)$$

Ob upoštevanju K-teorije ter zvez (4a) in (4b) se omenjeni komponenti zapišeta na naslednji način:

$$\tau_{xz} = \rho K_m \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \quad (10a)$$

$$\tau_{yz} = \rho K_m \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) \quad (10b)$$

Obstaja pa še en način zapisa, ki velja, kadar imamo dobro premešano mejno plast. Da intenzivno turbulentno mešanje privede do dobro premešane plasti, je pogoj absolutno nestabilna mejna plast, v kateri pride do spontane konvekcije, nad njo pa mora biti plast stabilna. Taka mejna plast običajno nastane nad kopnim podnevi, ko imamo močno segrevanje tal, ter nad oceani, ko je zrak tik nad oceanom hladnejši od samega oceana. Tipičen primer nastanka dobro premešane mejne plasti je v tropskih oceanih. V dobro premešani mejni plasti velja, da sta hitrost vetra in potencialna temperatura skoraj neodvisna od višine, turbulentni pretoki pa se z višino spreminjajo linearno. Predpostavimo, da turbulenca na vrhu mejne plasti izginje, kar sledi že iz same definicije mejne plasti, in zapišemo zvezi $\overline{u'w'}_{\text{tla}} = -C_D |\bar{V}| \bar{u}$ in $\overline{v'w'}_{\text{tla}} = -C_D |\bar{V}| \bar{v}$. Od tod sledita komponenti strižne napetosti:

$$\tau_{xz} = \rho C_D |\bar{V}| \bar{u} \quad (11a)$$

$$\tau_{yz} = \rho C_D |\bar{V}| \bar{v} \quad (11b)$$

V teh enačbah je ρ gostota zraka, C_D brezdimenzijski koeficient upora in $\bar{V} = \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}$ celotna hitrost vetra. V meteorologiji so najbolj standardne meritve hitrosti vetra na višini 10 metrov, zato zapišimo še izraz za strižno napetost τ s hitrostjo vetra na omenjeni višini:

$$\tau_{xz} = \rho C_D V_{10}^2 \quad (12)$$

5.2) Osnovni princip izmenjave gibalne količine

Sklopitev oceana in atmosfere je precej bolj kompleksen proces, kot se zdi na prvi pogled. Ocean in atmosfero si zamislimo kot ločena termodinamična rezervoarja, ki ju robustno združimo prek izbranih površin.

Izhajamo iz ohranitve gibalne količine prek površine oceana. Predpostavimo, da je površina oceana podobna bariera, kot jo zraku predstavljajo trdna tla, le da je topografija površja oceana in s tem povezana hrapavost odvisna od hitrosti vetra. Horizontalno silo zaradi hitrosti vetra na enoto površine zapišemo, podobno kot v prejšnjem podpoglavju, s strižno napetostjo:

$$\boldsymbol{\tau}_p = \rho_z C_D |\mathbf{u}_z| \mathbf{u}_z \quad (13)$$

$\boldsymbol{\tau}_p$ je strižna napetost tik ob površju, ρ_z je gostota zraka, C_D je koeficient upora, \mathbf{u}_z je vektor hitrosti vetra na določeni višini, $|\mathbf{u}_z|$ pa njegova velikost. S to zvezo se zanemarja gibanje v oceanu, saj je le-to toliko manjše od hitrosti vetra, da je vpliv na $\boldsymbol{\tau}_p$ zanemarljiv oz. je občutno manjši od napak, ki nastanejo zaradi nezadostnega poznavanja koeficienta upora C_D . Enačba (13) se kljub neupoštevanju dinamike oceanov uporablja v kar nekaj modelih za sklopitve oceana in atmosfere.

5.3) Vpliv morskih valov, ki nastanejo kot posledica vetra

Seveda bi bilo precej bolje operirati z zvezo, ki upošteva tako hitrost vetra na določeni višini kot hitrost toka na določeni globini. Osnovna predpostavka pri tem je, da je zakon upora ob površini odvisen od spektra težnostnih valov, ki določa hrapavost tal in velikost referenčnih hitrosti ob površini. Velikosti referenčnih hitrosti ob površini se v posameznih tekočinah razlikujeta. V zraku je referenčna hitrost določena s fazno hitrostjo težnostnih valov, v oceanih pa s hitrostjo morskih valov. Tako pričakujemo naslednji zvezi za zakon upora v posamezni tekočini:

$$\boldsymbol{\tau}_{p,zrak} = \rho_z C_{D1} |\mathbf{u}_z - \mathbf{u}_R - \mathbf{u}_1| (\mathbf{u}_z - \mathbf{u}_R - \mathbf{u}_1) \quad (14a)$$

$$\boldsymbol{\tau}_{p,voda} = \rho_v C_{D2} |\mathbf{u}_R + \mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_0| (\mathbf{u}_R + \mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_0) \quad (14b)$$

\mathbf{u}_R je vektor hitrosti ob površju brez vpliva valov, ki je skupna obema tekočinama, \mathbf{u}_1 in \mathbf{u}_2 sta vektorja referenčnih hitrosti v zraku oz. vodi kot posledica valov, ρ_v je gostota vode, \mathbf{u}_0 je vektor hitrosti toka na določeni globini, C_{D1} in C_{D2} pa sta pripadajoča koeficienta upora, merjena relativno glede na Lagrangevski hitrosti ob površini. S tema zvezama se zrak in vodo obravnava v vzporednih smereh.

Izhajamo iz predpostavke, da imamo v spodnjem delu mejne plasti, v t. i. prizemni plasti, v obeh medijih logaritemski profil toka, ki ga zapišemo v obliki $\mathbf{u} = \mathbf{u}(z_0) \pm \frac{\mathbf{u}_*}{k} \ln \frac{z}{z_0}$. Pri tem predznak + velja za zrak, - pa za ocean, \mathbf{u}_* je torna hitrost, $k = 0.4$ von Karmanova konstanta, z_0 pa dolžina hrapavosti. Z uporabo podobnostne hipoteze (Bye, 1988 [6]) privzamemo zvezo $\mathbf{u}_2 = \epsilon \mathbf{u}_1$, pri čemer je $\epsilon = \sqrt{\rho_z / \rho_v}$. Do te zveze pridemo, če postavimo $\boldsymbol{\tau}_{p1} = \boldsymbol{\tau}_{p2}$ oz. $\rho_z C_{D1} \mathbf{u}_1^2 = \rho_v C_{D2} \mathbf{u}_2^2$. Pri tem privzamemo še, da na enaki razdalji od nivoja morske gladine v eni ali drugi tekočini velja $C_{D1} = C_{D2}$. To nas privede do možnosti, da konstruiramo samostojno zvezo za zakon upora ob površju:

$$\boldsymbol{\tau}_p = \rho_z C_D \left| \mathbf{u}_z - \mathbf{u}_R - \frac{1}{\epsilon} (\mathbf{u}_0 - \mathbf{u}_R) \right| \times \left[\mathbf{u}_z - \mathbf{u}_R - \frac{1}{\epsilon} (\mathbf{u}_0 - \mathbf{u}_R) \right] \quad (15)$$

Tu je $C_D = \frac{1}{4} C_{D1}$ neodvisen od hitrosti kot posledice valov. Zanimivost enačbe (15) je v tem, da je učinek striženja toka v oceanu ojačan s faktorjem $1/\epsilon$ relativno glede na učinek striženja vetra v prisotnosti polja težnostnih valov. Faktor $1/\epsilon$ pri sklopitvi oceana in atmosfere znaša okoli 29. Strižna napetost je torej odvisna od relativne hitrosti med posameznima tekočinama, pa tudi od razlike inercialno obtežene hitrosti prek stika obeh tekočin.

Uporaba podobnostne hipoteze privede tudi do zveze $2\mathbf{u}_2 = \mathbf{u}_0 + \epsilon \mathbf{u}_z - (1 + \epsilon) \mathbf{u}_R$, iz nje pa dobimo izraz za plovno hitrost:

$$\mathbf{u}_p = \frac{\epsilon \mathbf{u}_z + \mathbf{u}_0}{1 + \epsilon} \quad (16)$$

Plovna hitrost ali hitrost drsenja po vodni gladini je definirana kot pojav na nivoju, kjer je $\mathbf{u}_z = \mathbf{u}_0$, to pa je seveda le na stiku obeh tekočin. Ta rezultat je skladen z opažanjem, da v odsotnosti močnega toka hitrost drsenja majhnih objektov po vodni gladini znaša približno 1/30 hitrosti vetra.

5.4) Uporaba v sklopljenih modelih splošne cirkulacije

Da bi lahko enačbo (15) vključili v sklopljeni model splošne cirkulacije, je potrebno poznati tako \mathbf{u}_R kot C_D , ki pa sta odvisna od valovnih stanj. Natančna diskusija tega problema presega okvir tega seminarja, zato izpostavimo le nekaj bistvenih izhodišč.

Enačbo (15) bi morali vezati na razdaljo od nivoja morske gladine, na kateri vpliv fazne hitrosti morskih valov postane zanemarljiv, torej $\mathbf{u}_2 \approx 0$. Globino in tudi višino, na kateri se to zgodi, definiramo kot novo površino. Na površju velja, da je strižna napetost $\tau_p = 0$, torej je tudi $\mathbf{u}_z - \mathbf{u}_R - \mathbf{u}_1 = 0$ in $\mathbf{u}_R + \mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_0 = 0$. Sledi, da je hitrost toka ob površju enaka $\mathbf{u}_R \approx \mathbf{u}_0$, hitrost vetra ob površju pa $\mathbf{u}_R \approx \mathbf{u}_z$. V modelih splošne cirkulacije dveh tekočin je enačba (15) uporabljena kot robni pogoj.

Pogosto v oceanih pride do stanja, v katerem je tok kot posledica valov mnogo večji od toka brez vpliva valov, torej $|\mathbf{u}_2| \gg |\mathbf{u}_R|$. Od tod sledi, da je $\mathbf{u}_2 \approx \mathbf{u}_0$. Takrat lahko uporabimo naslednjo limitno zvezo:

$$\tau_p \approx \rho_z C_D \left| \mathbf{u}_z - \frac{1}{\epsilon} \mathbf{u}_0 \right| \times \left[\mathbf{u}_z - \frac{1}{\epsilon} \mathbf{u}_0 \right] \quad (17)$$

V tej zvezi je učinek toka ojačan s faktorjem $1/\epsilon$ glede na učinek vetra. Ta enačba opisuje prenose energije tako navzdol kot navzgor.

Koeficient upora v odvisnosti od višine oz. globine lahko definiramo in računamo na različne načine. Dva primera definicije sta prek upoštevanja logaritemskega profila vetra v mejni plasti in prek torne hitrosti [3]. Pogosto se predpostavi, da logaritemski profil vetra sega do višine 10 metrov, saj je to nivo, na katerem se opravi velika večina meritev vetra, ob tem pa je to najnižji atmosferski nivo v večini sklopljenih modelov splošne cirkulacije. Četudi koeficient upora C_D ni dobro poznana količina, je enačba (17) primerna izbira za uporabo v sklopljenih modelih splošne cirkulacije.

5.5) Izboljšan opis napetosti za uporabo v sklopljenih modelih splošne cirkulacije

V poročilu IPCC iz leta 1995 je bila sklopitev oceana in atmosfere izpostavljena kot en izmed znanstvenih problemov, ki mu je nujno posvetiti večjo pozornost. Morda celo najpomembnejši aspekt te sklopitve je natančen opis strižne napetosti ob površju. Običajno je bila kakovost opisa tega procesa vezana na kakovost meritev vetra ter pokritost z meritvami, ob tem pa tudi na aerodinamično »bulk« zvezo, ki je matematično opisala proces strižne napetosti. Največ dvomov je bilo glede vpliva valov, saj običajno sklopljeni modeli cirkulacije niso vsebovali modela valovanja, čemur pa ni več tako (Janssen, ECMWF). Dvom je obstajal tudi glede uporabe povprečnega upora. Zato se je razmišljalo o tem, ali bi se dalo izpeljati in zapisati zveze, ki bi podale natančnejši opis procesa sklopitve oceana in atmosfere. Predlagano je bilo, da se razprava fokusira na težnostne valove na površju, ki so vezani na hrapavost, saj je postalo jasno, da je opis sklopitve samo s pomočjo viskoznosti (Ekman, 1905) nezadosten.

Za testiranje je bil predlagan nov model za opis izmenjave gibalne količine med oceani in atmosfero:

$$\tau_{p,zrak} = \rho_1 C_D |\mathbf{u}(z) - (\mathbf{u}_0 + \mathbf{u}_L)| (\mathbf{u}(z) - (\mathbf{u}_0 + \mathbf{u}_L)) \quad (18a)$$

$$\tau_{p,voda} = \rho_2 C_D |(\mathbf{u}_0 + \epsilon \mathbf{u}_L) - \mathbf{u}(-z)| ((\mathbf{u}_0 + \epsilon \mathbf{u}_L) - \mathbf{u}(-z)) \quad (18b)$$

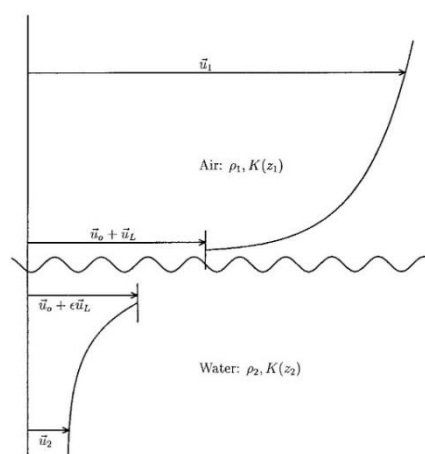
Pri tem $z = 0$ označuje nivo stika obeh tekočin, \mathbf{u} je vektor hitrosti tekočine, \mathbf{u}_0 je vektor referenčne hitrosti brez vpliva valov, ki je skupna obema tekočinama, \mathbf{u}_L je vektor spektralno povprečene faze hitrosti valovnega spektra, $\epsilon \mathbf{u}_L$ pa je vektor spektralno integrirane površinske Stokesove hitrosti; ostale količine poznamo od prej. Enačbi (18a) in (18b) po obliki močno spominjata na enačbi (14a) in (14b). Ko zvezi (18a) in (18b) enačimo, dobimo zvezo inercialne sklopitve in izraz za vektor referenčne hitrosti:

$$\tau_p = \frac{1}{4} C_D \left[\sqrt{\rho_1} (\mathbf{u}(z) - \mathbf{u}_0) - \sqrt{\rho_2} (\mathbf{u}(-z) - \mathbf{u}_0) \right] \times \left[\sqrt{\rho_1} (\mathbf{u}(z) - \mathbf{u}_0) - \sqrt{\rho_2} (\mathbf{u}(-z) - \mathbf{u}_0) \right] \quad (19)$$

$$\mathbf{u}_0 = \frac{\epsilon \mathbf{u}(z) + \mathbf{u}(-z) - 2\epsilon \mathbf{u}_L}{1 + \epsilon} \quad (20)$$

Zgornje štiri zveze veljajo v mejni plasti tako atmosfere kot oceana. Na robovih mejnih plasti imamo torej površinski veter $\mathbf{u}_1 = \mathbf{u}(z_B)$ ter površinski tok $\mathbf{u}_2 = \mathbf{u}(-z_B)$. Porazdelitev hitrosti po obeh mejnih plasteh pa prikazuje slika 4.

Slika 4: Shematski prikaz koncepta inercialne sklopitve: \mathbf{u}_1 je vektor hitrosti zraka, \mathbf{u}_0 je vektor referenčne hitrosti, \mathbf{u}_L je vektor faze hitrosti, \mathbf{u}_2 je vektor hitrost na površini vode, ρ_1 je gostota zraka, ρ_2 je gostota vode, $\epsilon = \sqrt{\rho_1/\rho_2}$, $K(z_1)$ in $K(z_2)$ pa sta koeficienta upora za zrak oz. vodo. [4]



Če na robu mejne plasti zvezo (20) vstavimo v enačbo (19), dobimo naslednji izraz:

$$\tau_p = \frac{\rho_1 C_D}{(1 + \epsilon)^2} |\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2 - (1 - \epsilon)\mathbf{u}_L| \times [\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2 - (1 - \epsilon)\mathbf{u}_L] \quad (21)$$

Strižna napetost τ_p je eksplicitno izražena s hitrostma prostega toka v dveh tekočinah ter s spektralnima hitrostma valov. Ta izraz kaže na to, da valovanje zmanjšuje napetost ob površju, ko se širi v smeri vetra, oziroma valovanje le-to napetost povečuje, ko se širi v nasprotni smeri vetra. Učinek valov je prvega reda, saj velja $\mathbf{u}_L = O(\mathbf{u}_1)$. Običajno velja še $|\mathbf{u}_2| \ll |\mathbf{u}_1|$ in $|\mathbf{u}_2| \ll |\mathbf{u}_L|$. Prek valovanja v smeri vetra ocean prejme manj gibalne količine iz atmosfere in s tem zmanjšuje strižno napetost τ_p . Glavnina prenosa gibalne količine je torej v smeri iz atmosfere v ocean.

6.) Izmenjava toplote med ozračjem in oceani

V tem poglavju sledi opis glavnih zvez za izmenjavo toplote in sladke vode, ki so uporabljene v sklopljenih modelih splošne cirkulacije. Obravnava se kratkovalovno in dolgovalovno sevanje, prenos zaznavne toplote, evaporacija ter padavine. Za razliko od izmenjave gibalne količine tu nimamo pogoja o ohranitvi posameznih komponent toplotnega budgeta prek površja oceana, ob tem pa tudi diskontinuiteta v Lagrangevski hitrosti na morski gladini nima analogije v izmenjavi skalarnih količin.

6.1) Skupna izmenjava toplote

Zapišimo skupni tok toplote skozi gladino oceana kot:

$$F = Q_s - Q_m - Q_h - Q_E + Q_p \quad (22)$$

Q_s je tok sončnega sevanja, Q_m je tok dolgovalovnega sevanja oceanov, Q_h je tok zaznavne toplote, Q_E je tok kot posledica evaporacije, Q_p pa tok zaradi padavin. Vsi ti tokovi dejansko predstavljajo gostoto energijskega toka in imajo enoto W/m^2 .

Z upoštevanjem vseh izrazov ter razvojem Q_h in Q_m prek temperature zraka na višini 10 metrov T_{10} je Haney [7] izpeljal naslednji Newtonovski izraz:

$$F = \rho_v c_{p,v} \lambda (T_z^* - T_m) \quad (23)$$

Pri tem je λ koeficient, T_z^* pa efektivna temperatura zraka [7]. Haneyjeva analiza je pokazala, da je tipična vrednost za λ enaka 10^{-5} m/s, T_z^* pa lahko aproksimiramo s temperaturo zraka na višini 10 metrov T_{10} . Izjema so le tropi, tam zaradi močnejšega sončnega sevanja velja $T_z^* > T_{10}$. Enačba (23) je priročna za uporabo v enostavnih sklopljenih modelih, sklopljeni modeli splošne cirkulacije pa vrednotijo posamezne člene v enačbi (22), vsak od njih mora biti ustrezno predstavljen in opisan.

6.2) Formulacija posameznih komponent toka toplote

Gostoto toka sončnega sevanja navzdol, ki se absorbira v oceanu, zapišemo kot:

$$Q_s = Q_z(1 - \alpha_s) \quad (24)$$

Pri tem je $Q_z = Q_0(1 - \alpha_z)$, Q_0 pa je gostota toka sevanja na vrhu atmosfere. α_s je albedo površine morja, α_z pa je albedo, odvisen od oblačnosti in sestave atmosfere. V sklopljenih modelih splošne cirkulacije se Q_z običajno računa prek atmosferske komponente modela. Albedo površine morja je dobro poznan parameter pri opisu odprtega oceana.

Gostoto toka dolgovalovnega sevanja navzgor opišemo s Stefan-Boltzmannovo zvezo:

$$Q_m = \beta \sigma T_m^4 \quad (25)$$

Pri tem je σ Stefan-Boltzmannova konstanta, T_m je temperatura na površini morja, β pa je koeficient emisivnosti, ki je funkcija pokritosti neba z oblaki in parnega tlaka na višini 10 metrov [7].

Analogno prenosu gibalne količine prek trdne površine se zapiše aerodinamična »bulk« zveza za gostoto toka zaznavne toplote navzgor do višine 10 metrov:

$$Q_h = \rho_z c_p K_h |u_{10} - u_m| (T_m - T_{10}) \quad (26)$$

Pri tem je c_p specifična toplota zraka pri konstantnem tlaku, T_m temperatura na površini morja, T_{10} temperatura zraka na višini 10 metrov, K_h pa je koeficient upora za toploto na 10 metrih. V okolici nevtralnih pogojev je v rangu hitrosti vetra 1 – 25 m/s vrednost koeficienta upora $K_h \sim 1.1 \cdot 10^{-3}$.

Podobno obliko aerodinamične »bulk« zveze, kot za gostoto toka zaznavne toplote, lahko zapišemo tudi za evaporacijo:

$$E = \rho_z K_E |u_{10} - u_m| (q_m - q_{10}) \quad (27)$$

Pri tem je E tok pare, q_{10} specifična vlažnost na višini 10 metrov, $q_m(T_m)$ nasičena specifična vlažnost pri temperaturi na površini morja T_m , K_E pa je koeficient upora za vodno paro. V okolici nevtralnih pogojev velja $K_E \sim K_h$. Pripadajoča gostota toka toplote navzgor iz oceana v atmosfero zaradi evaporacije se zapiše kot:

$$Q_E = L \cdot E \quad (28)$$

Pri tem je L latentna toplota zaradi evaporacije.

Pojav padavin na površini morja povzroči gostoto toka toplote skozi morsko gladino:

$$Q_p = \rho_v c_{p,v} P (T_p - T_m) \quad (29)$$

Pri tem je P intenziteta padavin, $c_{p,v}$ pa specifična toplota vode pri konstantnem tlaku. Ta tok toplote z izjemo tropskih neviht ni pomemben, pojavi pa se, ko temperatura padavin T_p spreminja temperaturo na površju oceana T_m . Ko je temperatura padavin T_p višja od temperature oceana T_m , se pojavi tok toplote navzdol in predstavlja pozitivno bilanco na neto toploto v oceanu, ko pa je temperatura padavin T_p nižja od temperature oceana T_m , pa to predstavlja negativno bilanco na neto toploto v oceanu.

7.) Zaključek

Za opis sklopitve oceana in atmosfere je potrebno dobro poznati vse procese ter značilnosti in lastnosti gibanja tekočine v mejni plasti. Pri interakciji med atmosfero in oceanom so ključni vertikalni turbulentni pretoki. Striženje vetra tik nad površjem oceana oziroma t. i. strižna napetost je potreben pogoj za izmenjavo oz. tok količin med medijema. Pri strižni napetosti privzamemo kvadratni zakon upora, zato jo običajno zapišemo v obliki $\tau = \rho C_D U^2$ oz. tenzorsko $\boldsymbol{\tau} = \rho_z C_D |\mathbf{u}| \mathbf{u}$. Izkaže se, da valovanje morja vpliva na strižno napetost, in sicer destruktivno, torej valovanje zmanjšuje napetost ob površju, ko se širi v smeri vetra, ter konstruktivno, torej valovanje napetost povečuje, ko se širi v nasprotni smeri vetra. K izmenjavi toplote doprinesejo kratkovalovno sončno sevanje, dolgovalovno sevanje oceanov, prenos zaznavne toplote, evaporacija in padavine. Glavnina prenosa gibalne količine je v smeri iz atmosfere v ocean, medtem ko je prenos toplote precej bolj heterogen, nekatere komponente toka toplote so v smeri oceana, druge v smeri atmosfere, tretje pa celo v obeh smereh, odvisno od temperature obeh medijev.

Poenostavljeni, a še vedno reprezentativni opisi izmenjave gibalne količine, toplote in vlage se uporabljajo v sklopljenih modelih splošne cirkulacije. Formulacija le-teh je vsaj delno opisana in nakazana v 5. in 6. poglavju seminarja. Razumevanje sklopitve atmosfere in oceanov posredno precej podaljša uporabno vremensko napoved, še posebej izboljša sezonske napovedi.

8.) Viri in literatura

- [1]: James R. Holton: An Introduction to Dynamic Meteorology (4th Edition, 2004)
- [2]: Robert H. Stewart: Introduction to Physical Oceanography (2008)
- [3]: John A. T. Bye: Coupling ocean-atmosphere models (1996, Earth Science Reviews 40: 149-162)
- [4]: John A. T. Bye, Jörg-Olaf Wolff: Atmosphere-Ocean Momentum Exchange in General Circulation Models (1998, Journal of Physical Oceanography)
- [5]: Polly J. Smith et al.: Exploring strategies for coupled 4D-Var data assimilation using an idealised atmosphere-ocean model (Tellus A, 2015)
- [6]: John A. T. Bye: The coupling of wave drift and wind velocity profiles (1988, J. Mar. Res., 46: 457-472)
- [7]: R. L. Haney: Surface thermal boundary condition for ocean circulation models (1971, J. Phys. Oceanogr., 1: 241-248)