

# EKSTREMNI VREMENSKI DOGODKI IN AMPLITUDA PLANETARNIH VALOV

MATJAŽ PUH

Fakulteta za matematiko in fiziko  
Univerza v Ljubljani

V članku so predstavljene osnove atmosferskih gibanj na velikih skalah, natančneje Rossbyjevi valovi v zmernih zemljepisnih širinah in njihovo razširjanje. Povzeta je teorija kvaziresonance Rossbyjevih valov, v povezavi z ekstremnimi vremenskimi dogodki v zadnjih desetletjih, ki so jo razvili Petoukhov in sodelavci. Gre za možen dinamični mehanizem amplifikacije stacionarnih valov, ki bi zaradi neenakomernega globalnega segrevanja lahko povzročal vse pogostejše vremenske ekstreme v zmernih zemljepisnih širinah.

## EXTREME WEATHER EVENTS AND PLANETARY WAVES AMPLITUDE

This paper presents the basics of large-scale atmospheric dynamics, namely Rossby waves propagation in mid-latitudes. The quasiresonant amplification of planetary waves theory is summarized and its role in recent extreme weather events is explained, as described by Petoukhov et al. It is a possible dynamical mechanism of stationary waves amplification, which could result in more frequent weather extremes in mid-latitudes.

### 1. Uvod

V zadnjih desetletjih so poletni vremenski ekstremi, kot so vročinski valovi ali obsežne poplave, postali vse pogostejši. Številne raziskave kažejo, da je to posledica antropogenih klimatskih sprememb, vendar so mehanizmi, ki povezujejo globalno segrevanje s posameznimi ekstremnimi dogodki, zapleteni in niso povsem jasni.

Petoukhov in sod. (2013) [1] trdijo, da število in intenziteta sodobnih ekstremov ne moreta biti le posledica notranje variabilnosti ozračja, saj bi dogodki, kot je bil izjemen vročinski val v Evropi leta 2003, bili kljub upoštevanju trendov in povečane variabilnosti zelo malo verjetni, s povratno dobo okoli 100 let.

S pomočjo opazovanj in podatkov iz reanaliz (konstrukcij opazovanj in modeliranja) so ugotovili, da se je v času ekstremnih poletnih dogodkov pojavljal določen vzorec kvazistacionarnega valovanja splošnih zahodnih vetrov v višinah v zmernih zemljepisnih širinah z močno povečano amplitudo. Poskusili so zgraditi teorijo, ki temelji na analitičnem dinamičnem modelu za opis valovanja zahodnika in ki razloži opažen vzorec kot možno posledico resonance teh valov zaradi posebne oblike zonalno povprečenega zahodnega toka. Izkazuje se, da se s pomočjo predstavljene teorije da razložiti tudi opažene trende pojavljanja ekstremnih vremenskih dogodkov.

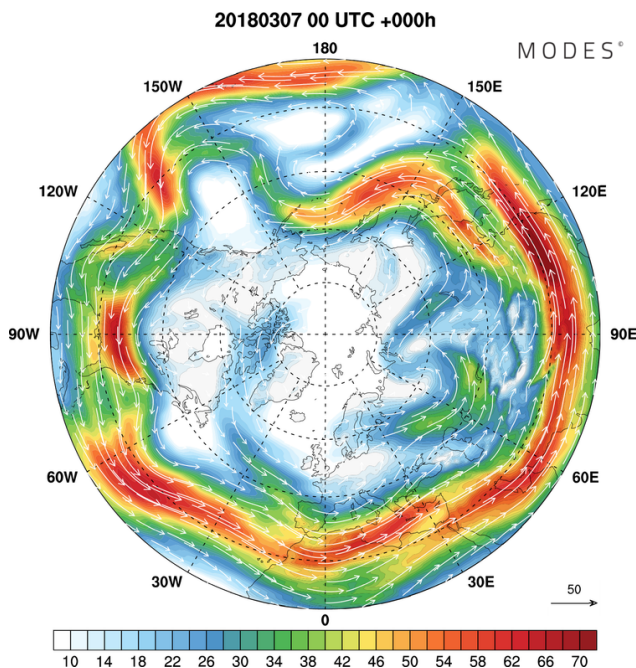
### 2. Osnove atmosferskih gibanj na velikih skalah

Gibanje zraka v atmosferi obravnavamo na različnih prostorskih in časovnih skalah. Za potrebe opisa valov splošnega zahodnika v ozračju (slika 1) se bomo v okviru tega članka omejili na prostorsko skalo med 1000 in 7000 km, t.i. *sinoptično* skalo.

#### 2.1 Gibalna enačba za sinoptične skale

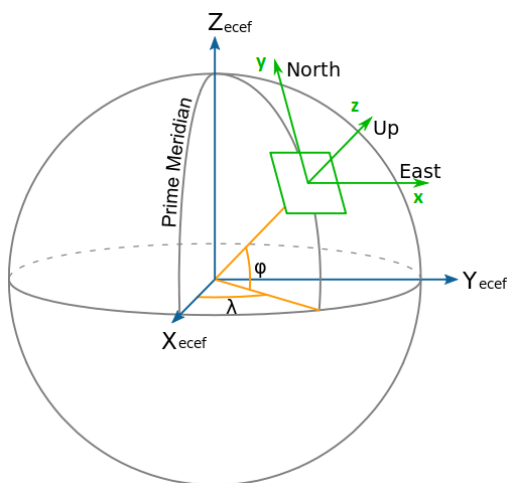
Ker nas zanima veter oz. tok, potrebujemo gibalno enačbo, ki ni nič drugega kot 2. Newtonov zakon za pospešek namišljenega delca zraka makroskopskih razsežnosti. Opazovalni sistem naj bo pritrjen na vrtečo se Zemljo, zato moramo upoštevati tudi sistemske sili: Coriolisovo in centrifugalno. Gibalna enačba v vektorski obliki je

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = -2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g}^* + \mathbf{F}_{tr} \quad (1)$$



**Slika 1.** Hemisferski pogled na smer in hitrost vetra v  $\text{ms}^{-1}$  na izobarni ploskvi 200 hPa (na okoli 12 km) za 7. marec 2018 ob polnoči. Vidno je valovanje splošnega zahodnika [2].

kjer je  $\Omega$  vektor kotne hitrosti vrtenja Zemlje,  $\mathbf{V}$  vektor hitrosti delca zraka  $\rho$  pa gostota zraka. Prvi člen predstavlja Coriolisov pospešek, drugi člen pospešek zaradi gradienta zračnega tlaka, tretji člen seštevek gravitacijskega in centrifugalnega pospeška, zadnji člen pa pospešek zaradi trenja. Zdaj želimo napisati gibalno enačbo po komponentah, kjer je  $\mathbf{V} = u\hat{x} + v\hat{y} + w\hat{z}$ ;  $u$ ,  $v$  in  $w$  so komponente vektorja hitrosti v smeri enotskih baznih vektorjev  $\hat{x}$ ,  $\hat{y}$  in  $\hat{z}$ . Ker smo na sinoptični skali, nas zanima le horizontalni veter in vertikalno komponento lahko zanemarimo zaradi njene velikosti, saj so v ozračju vertikalne hitrosti običajno veliko manjše od horizontalnih.



**Slika 2.** Skica geografskega koordinatnega sistema s smernimi vektorji  $x$ ,  $y$  in  $z$  (v zeleni barvi) [3].

Izberimo *geografski koordinatni sistem*  $(x, y, z)$  [4], ki je pravzaprav sferičen, pri čemer pa je  $dx = a \cos(\phi)d\lambda$  in  $dy = a d\phi$ , kjer je  $a$  radij zemlje,  $\phi$  zemljepisna širina ter  $\lambda$  zemljepisna dolžina. Koordinatna os  $x$  kaže proti vzhodu, os  $y$  proti severu, vertikalna koordinata  $z$  pa v smeri normale tangentne ravnine, kot na sliki 2.

Ko prepišemo gibalno enačbo (1) po horizontalnih komponentah  $(u, v) = \left(\frac{dx}{dt}, \frac{dy}{dt}\right)$  in v dobljenih

enačbah zanemarimo vse člene, ki so vsaj en velikostni red manjši od Coriolisovega pospeška in pospeška zaradi gradienta tlaka ( $\sim 10^{-4}$ ) [5], dobimo sledeči gibalni enačbi za sinoptične skale

$$\frac{du}{dt} = fv - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad \frac{dv}{dt} = -fu - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (2)$$

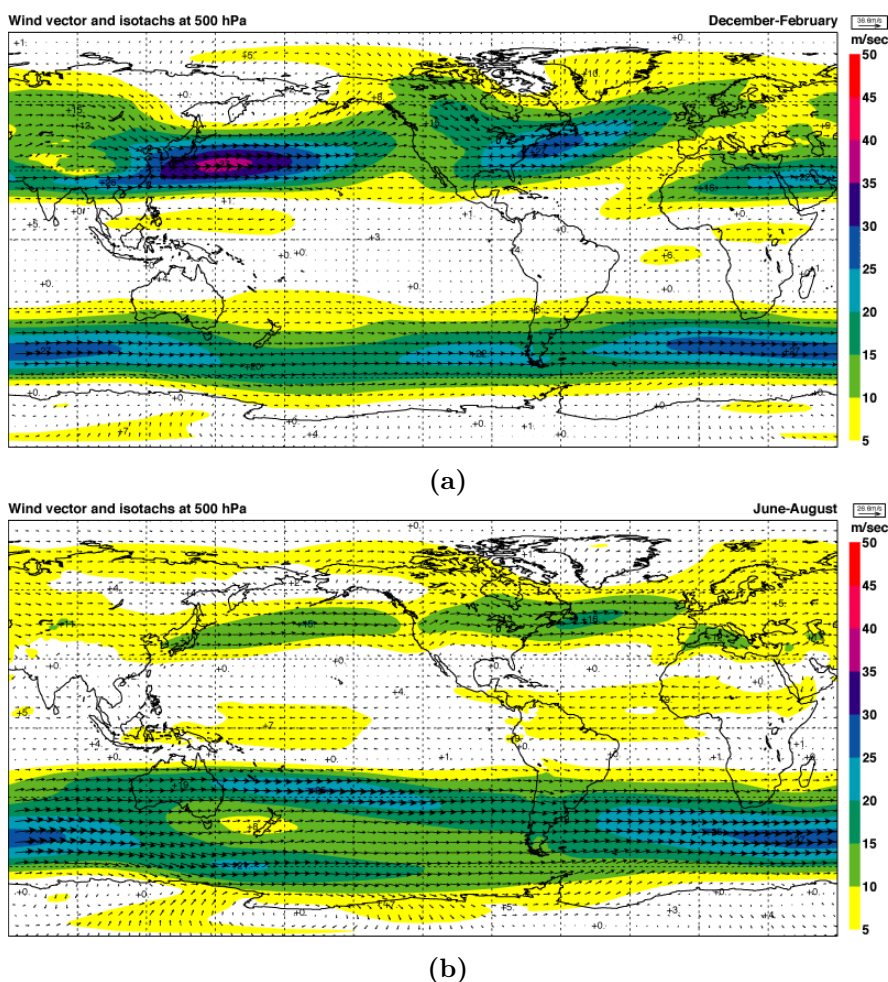
kjer je  $f \equiv 2\Omega \sin \phi$  Coriolisov parameter, ki je odvisen od zemljepisne širine. Predpostavimo tudi, da smo daleč od tal in zanemarimo trenje.

V višji troposferi zmernih zemljepisnih širin prevladujejo vetrovi zahodnih smeri, kot vidimo na sliki 3, saj so sile v povprečju v *geostrofskem ravnovesju*, tj. ravnovesje med silo gradienta tlaka in Coriolisovo silo

$$fv_g = \frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial x} \quad fu_g = -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial y}$$

Tedaj *geostrofski veter* piha vzdolž izobar

$$\mathbf{V}_g = \frac{1}{\rho f} \hat{\mathbf{k}} \times \nabla p. \quad (3)$$



**Slika 3.** Povprečni horizontalni veter (vektorji) in hitrost vetra (barvna lestvica) na izobarni ploskvi 500 hPa (na okoli 5.5 km) pozimi (a) in poleti (b) [6].

Ker v zmernih zemljepisnih širinah na severni polobli v povprečju tlak pada proti severu (višina tlačnih ploskev je tam manjša zaradi večje gostote), piha v višinah zahodnik. Vendar, če namesto povprečja pogledamo kakšno je polje višinskih vetrov v določenem trenutku, vidimo, da je tok precej valovit (slika 1). Valovi, ki jih opazimo so Rossbyjevi valovi, ki jih obravnavamo v razdelku 2.3

Omenimo še, da v zgornjih enačbah totalni odvod po času vsebuje *lokalni* časovni odvod in *advektivno* spremembo, ki je skalarni produkt vektorja vetra in operatorja nabra

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla$$

## 2.2 Vrtinčnost toka na velikih skalah

Za opis dinamike toka na velikih skalah namesto komponent vetra raje uporabimo vrtinčnost in divergenco. To nam omogoča tudi *Helmholtzov teorem*, ki pravi, da vsak dvodimenzionalen tok lahko razstavimo na brezrotacijski del in brezdivergentni del. V določenih pogojih je divergenca veliko manjša od vrtinčnosti in jo lahko zanemarimo, tako da nam ostane samo ena spremenljivka. Vrtinčnost je vektorsko polje, ki je mikroskopsko merilo vrtenja v poljubni točki v tekočini. Pri tem ločimo *absolutno vrtinčnost* in *relativno vrtinčnost*, glede na opazovalni sistem. Vrtinčnost je definirana kot rotor vektorskega polja vetra

$$\omega_{\mathbf{a}} \equiv \nabla \times \mathbf{V}_{\mathbf{a}}, \quad \omega_{\text{rel}} \equiv \nabla \times \mathbf{V}_{\text{rel}},$$

kjer indeks označuje opazovalni sistem (a - absolutni, rel - relativni) V dinamični meteorologiji nas za velike skale običajno zanimata le vertikalni komponenti absolutne in relativne vrtinčnosti, ki ju označimo z  $\eta$  in  $\zeta$

$$\eta \equiv \mathbf{k} \cdot (\nabla \times \mathbf{V}_{\mathbf{a}}), \quad \zeta \equiv \mathbf{k} \cdot (\nabla \times \mathbf{V}_{\text{rel}}).$$

Pozitivno  $\zeta$  imenujemo tudi *ciklonarna vrtinčnost*, saj ima relativna vrtinčnost pozitiven predznak na območju ciklonov, negativnega pa na območju anticiklonov, kar lahko vidimo na sliki 4.

Razliko med absolutno in relativno vrtinčnostjo predstavlja *planetarna vrtinčnost*, ki ni nič drugega kot Coriolisov parameter  $f = 2\Omega \sin \phi$  in je za zmerne zemljepisne širine ( $\phi \approx 45^\circ$ ) enak približno  $10^{-4} \text{s}^{-1}$ . Za absolutno vrtinčnost torej velja

$$\eta = \zeta + f, \quad \zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y},$$

kjer smo izrazili  $\zeta$  v geografskih koordinatah.

Če prvo enačbo v (2) odvajamo po y, drugo pa po x ter ju nato odštejemo in ustrezno preuredimo, dobimo *enačbo vrtinčnosti*

$$\frac{d}{dt}(\zeta + f) = -(\zeta + f)\nabla_h \cdot \mathbf{V} - \left( \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho^2} \left( \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right), \quad (4)$$

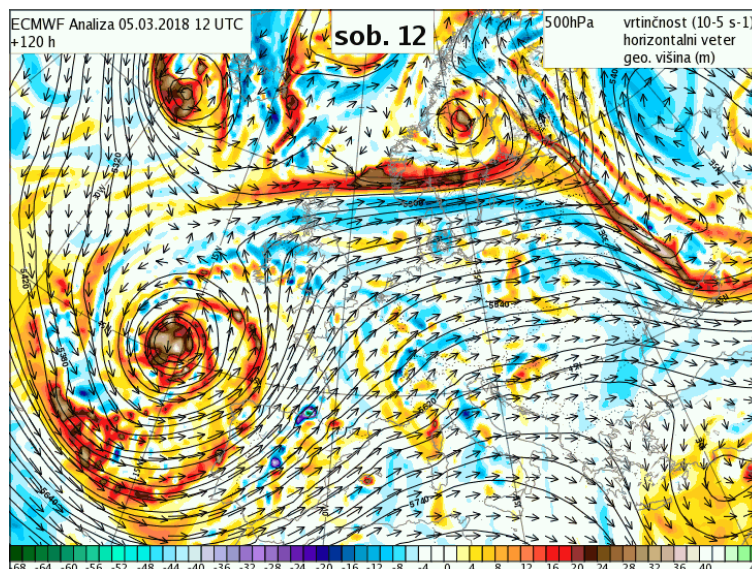
kjer je  $\nabla_h$  horizontalen operator nabra [5]. Po velikostni analizi posameznih členov ugotovimo, da lahko za sinoptične skale upoštevamo samo prvi člen in se enačba vrtinčnosti glasi

$$\frac{d}{dt}(\zeta + f) \approx -(\zeta + f)\nabla_h \cdot \mathbf{V}. \quad (5)$$

Definirajmo sedaj *barotropno* ozračje. To je tako ozračje, v katerem je gostota odvisna le od tlaka in so ploskve konstantne gostote vzporedne ploskvam konstantnega tlaka. Posledično so tudi izotermne ploskve vzporedne izobarnim. Horizontalen tok v barotropnem ozračju je za sinoptične skale skoraj brezdivergenten, saj je zrak za horizontalna gibanja tedaj skoraj nestisljiv. To pomeni, da je desna stran enačbe (5) približno enaka 0 in da se ohranja absolutna vrtinčnost

$$\frac{d}{dt}(\zeta + f) \approx 0 \quad (6)$$

Enačbo 6 pogosto imenujemo *enačba ohranitve absolutne vrtničnosti* in jo lahko uporabimo kot 1. približek za opis gibanja valov zahodnika brez spremembe amplitude v srednji in višji troposferi v zmernih zemljepisnih širinah, daleč od frontalnih območij, kjer lahko zanemarimo divergenco horizontalnega toka.



**Slika 4.** Polje horizontalnega vetra (puščice) in relativne vrtničnosti (barve) na izobarni ploskvi 500 hPa (na okoli 5.5 km) [7].

### 2.3 Rossbyjevi valovi

Valovi splošnega zahodnika, ki jih opazimo na sliki 1, so *Rossbyjevi valovi*, imenovani po švedskem meteorologu Carlu-Gustavu Arvidu Rossbyju, ki jih je prvič matematično opisal leta 1939. Njihova glavna funkcija je prenos toplote in gibalne količine iz toplejših tropskih predelov v hladnejše polarne predele skozi meridionalne prodore toplejšega ali hladnejšega zraka, zato močno vplivajo na vreme v zmernih zemljepisnih širinah. Na njihov razvoj vplivajo poleg meridionalnega gradienta temperature tudi orografija in diferenčno segrevanje kopnega in morja, zato je njihov podrobni matematični opis zahteven. V nadaljevanju bomo zato privzeli, da je ozračje barotropno in zaenkrat zanemarili vpliv orografije in diabatne procese povezane s sevanjem in faznimi prehodi vode v ozračju.

Kot že omenjeno, se v barotropni atmosferi absolutna vrtničnost ohranja. Ta ohranitev je posledica variacije planetarne vrtničnosti  $f$  z geografsko širino. Če  $f$  razvijemo s Taylorjevim razvojem do linearnega člana

$$f(\phi) = f(\phi_0) + \frac{\partial f}{\partial \phi}(\phi_0)(\phi - \phi_0) + \dots$$

in preimenujemo  $\frac{\partial f}{\partial \phi}$  v  $\beta$ , smo naredili t.i. približek  $\beta$  ravnine

$$f(\phi) = f_0 + \beta y.$$

Za zmerne zemljepisne širine je  $\beta = \frac{2\Omega \cos \phi}{a} \approx 2 \times 10^{-11} \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-1}$  [5].

S tem približkom postane enačba vrtničnosti za barotropno ozračje (6)

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \zeta + \beta v = 0. \quad (7)$$

To diferencialno enačbo rešimo s pomočjo linearizacije in z valovnim nastavkom, s katerim izpeljemo disperzijsko relacijo za proste barotropne Rossbyjeve valove.

Predpostavimo, da je tok sestavljen iz konstantnega zahodnega toka in majhne horizontalne perturbacije

$$u = \bar{u} + u' \quad v = v'; \quad \bar{u} = konst.$$

od koder sledi  $\zeta = \frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial u'}{\partial y} = \zeta'$ . Sedaj razstavimo tok po Helmholtzovem teoremu: brezrotacijski del predstavlja hitrostni potencial  $\chi$  in brezdivergentni del tokovna funkcija  $\psi$ :  $\mathbf{V} = \hat{\mathbf{k}} \times \nabla\psi + \nabla\chi$  [5]. Ker je horizontalen tok v barotropnem ozračju brezdivergenten, je

$$\zeta = \mathbf{k} \cdot (\nabla \times \mathbf{V}) = \nabla^2\psi = \zeta'$$

torej  $v' = \frac{\partial\psi}{\partial x}$  in  $u' = -\frac{\partial\psi}{\partial y}$ . Ko zanemarimo produkte perturbacij v enačbi (7), dobimo

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}\frac{\partial}{\partial x}\right)\nabla^2\psi + \beta\frac{\partial\psi}{\partial x} = 0. \quad (8)$$

Dobljeno enačbo rešujemo z valovnim nastavkom za  $\psi$

$$\psi = \text{Re} \left[ \psi_0 e^{i(kx+ly-\nu t)} \right],$$

kjer sta  $k$  in  $l$  valovna števila v  $x$  in  $y$  smeri,  $\psi_0$  amplituda,  $\nu$  pa frekvenca Rossbyjevega vala. Ko enačbo (8) rešimo z nastavkom, dobimo disperzijsko zvezo

$$\nu = \bar{u}k - \frac{\beta k}{k^2 + l^2} \quad \text{oz.} \quad l^2 = \frac{\beta}{\bar{u} - c} - k^2 \quad (9)$$

kjer je fazna hitrost  $c = \nu/k$

$$c - \bar{u} = -\frac{\beta}{K^2} \quad (10)$$

in  $K^2 = k^2 + l^2$ . Vidimo, da se Rossbyjevi valovi glede na povprečen zonalni tok vedno gibljejo proti zahodu, saj je desna stran enačbe (10) negativna. Za tipično perturbacijo toka na sinoptičnih skalah z valovno dolžino  $\lambda \approx 6000$  km je  $c - \bar{u} \approx -8$  ms<sup>-1</sup>. Ker je običajno povprečni zonalni tok reda velikosti  $\bar{u} \sim 10$  ms<sup>-1</sup>, se Rossbyjevi valovi gibljejo proti vzhodu glede na površje. Za dovolj majhno horizontalno valovno število  $K$ , torej dovolj dolge valove, postanejo lahko ti stacionarni [5]. Prosto gibajoči se Rossbyjevi valovi v ozračju imajo običajno majhno amplitudo in so deležni le šibkega vzbujanja [5]. Bistvenega pomena pa so vsiljeni stacionarni Rossbyjevi valovi, ki nastanejo kot posledica razgibane orografije in longitudinalnega diferenčnega diabatnega segrevanja. Najpomembnejši vpliv na cirkulacijo v zmernih širinah severne poloble imajo gorovja, ki so postavljena prečno glede na povprečne zahodnike: to so Skalno gorovje v Severni Ameriki in Himalaja v Aziji. Stacionarne Rossbyjeve valove, ki so posledica orografije imenujemo tudi *vsiljeni topografski Rossbyjevi valovi*. Za njihov matematični opis rešujemo enačbo vrtničnosti, ki ima za razliko od (8) neničelno desno stran

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}\frac{\partial}{\partial x}\right)\nabla^2\psi + \beta\frac{\partial\psi}{\partial x} = -\frac{f_0}{H}\bar{u}\frac{\partial h_T}{\partial x} \quad (11)$$

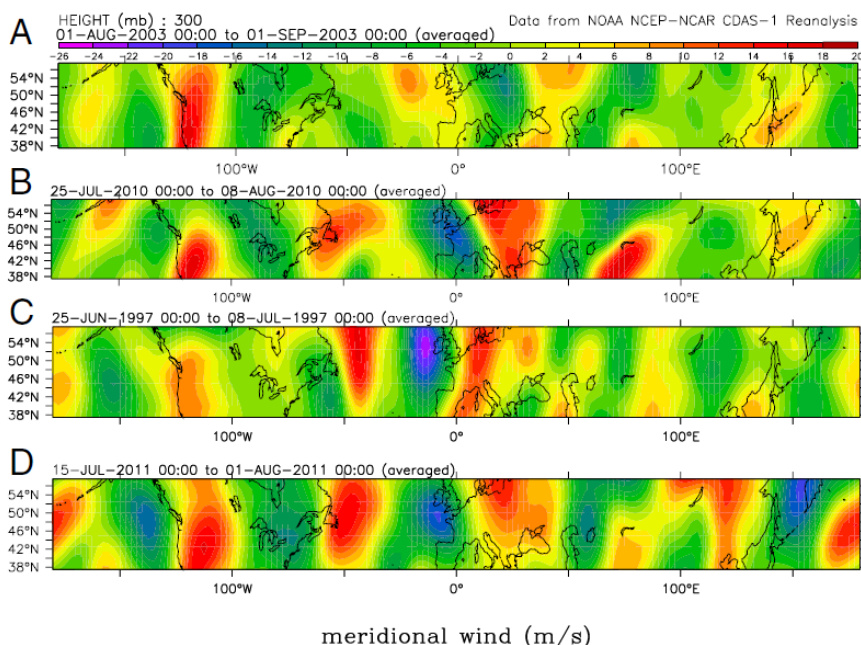
kjer je  $H$  konstantna debelina atmosfere,  $h_T(x, y)$  pa višina topografije in velja  $|h_T| \ll H$ . Natančnejša izpeljava in opis topografskih planetarnih valov presega obseg tega članka, omenimo pa naj še to, da upoštevanje longitudinalnega diferenčnega segrevanja zaradi razlik v segrevanju tal in morja s sončnim sevanjem, doprinese še en člen na desni strani enačbe (8).

### 3. Amplifikacija planetarnih valov in ekstremni vremenski dogodki

Avtorji izbranih člankov [1] in [8] so na podlagi teorije kvaziresonance stacionarnih in potujočih Rossbyjevih valov analizirali, kakšni so vzroki in posledice tega pojava. V nadaljevanju bomo predstavili povzetek njihovih ugotovitev.

#### 3.1 Teorija kvaziresonance planetarnih valov

V ozračju so ves čas prisotni prosti gibajoči in vsiljeni stacionarni planetarni valovi. Prosti Rossbyjevi valovi so posledica ohranitve absolutne vrtničnosti v barotropni atmosferi, vsiljeni pa nastanejo zaradi vpliva orografije in diabatnega diferenčnega segrevanja na zahodni tok v zmernih zemljepisnih širinah. Kvazistacionarni planetarni valovi, kjer predpona *kvazi* pomeni "skoraj", imajo različna *brezdimenzijska* zonalna valovna števila, ki so definirana kot  $\tilde{m} = m 2\pi a \cos \phi \approx m 2\pi a \sqrt{2}/2$ , kjer je  $m$  zonalno valovno število, in jih lahko ocenimo tako, da preštejemo število valov vzdolž vzporednika ob določenem času.



**Slika 5.** Povprečna hitrost meridionalnega vetra v zmernih zemljepisnih širinah na izobarni ploskvi 300 hPa (na okoli 9 km) za štiri poletne vremenske ekstreme. Vidni so vzorci s  $\tilde{k} \sim 6, 7$  in 8. Povprečje je narejeno za (A) en mesec in (B-D) okoli 15 dni [1].

Prosti potujoči Rossbyjevi valovi imajo običajno brezdimenzijsko valovno število  $\tilde{k} \approx 4 - 8$ . Na čeloma so to valovi z relativno veliko amplitudo in fazno hitrostjo, ki se hitro širijo proti vzhodu, če je njihov  $\tilde{k} \approx 6 - 8$ . Če so pa taki valovi kvazistacionarni, so šibkejši in imajo amplitudo meridionalne komponente vetra manjšo od  $1.5 - 2.5 \text{ ms}^{-1}$ . Njihova meridionalna disperzija je običajno velika in njihova energija se hitro disperzira. Pod določenimi pogoji pa se ustvarita dve t.i. *kritični točki* (angl. *turning points* ali *critical points*), pri katerih kvadrat meridionalnega valovnega števila  $l^2$  (12) zamenja predznak, kar povzroči, da valovi ostanejo ujeti med dvema mejnima vzporednikoma in postanejo nekakšno naravno valovanje sistema. Za razliko od (9) je v izpeljavi sledeče enačbe dovoljeno, da se povprečna zonalna hitrost vetra  $\bar{u}$  spreminja v meridionalni smeri in je zato disperzijska relacija kompleksnejša

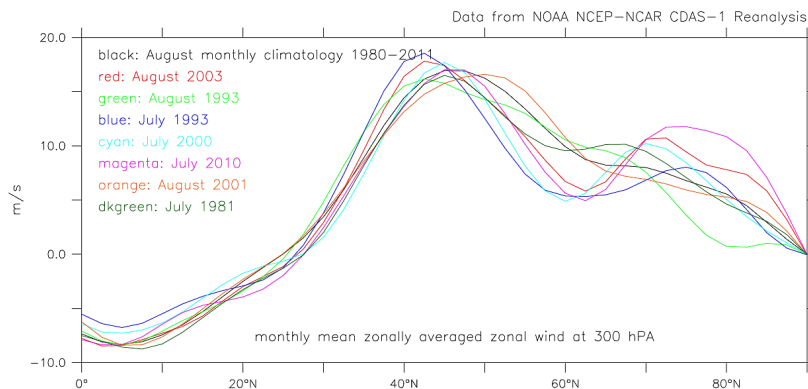
$$l^2 = \frac{2\Omega \cos^3 \phi}{a\bar{u}} - \frac{\cos^2 \phi}{a^2\bar{u}} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \phi^2} + \frac{\sin \phi \cos \phi}{a^2\bar{u}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \phi} + \frac{1}{a^2} - \left(\frac{k}{a}\right)^2. \quad (12)$$

Znotraj pasu mora biti  $l^2 > 0$ , izven pa  $l^2 < 0$ , v obeh primerih pa mora veljati  $\bar{u} > 0$ . Če je valovno število  $\tilde{m}$  stacionarnih vsiljenih Rossbyjevih valov blizu valovnemu številu kvazistacionarnih ujetih Rossbyjevih valov  $\tilde{k}$ , se lahko vzpostavi resonanca, podobno kot pri vsiljenem oscilatorju, ko gre frekvenca vsiljevanja proti naravni frekvenci oscilatorja. Posledica te resonance je amplifikacija stacionarnih planetarnih valov. Pojav kritičnih točk za določen  $\tilde{k}$  je odvisen od meridionalne strukture zonalnih vetrov  $\bar{u}$  v zmernih zemljepisnih širinah, kot je razvidno iz enačbe (12). Pomemben pogoj za ujetje planetarnih valov je zanemarljivo majhna disperzija in absorpcija energije na stranskih robovih območja ujetih valov, kar na splošno bolj velja za ozke pasove ujetih valov.

### 3.2 Primeri ekstremnih vremenskih dogodkov, povezanih s kvaziresonanco

Zaradi stacionarnosti planetarnih valov z veliko amplitudo vztraja isti vremenski vzorec daljši čas: bodisi nadpovprečno vroče/mrzlo vreme bodisi nadpovprečno suho/mokro, kar lahko povzroči vrsto težav na mnogih področjih človeškega delovanja. Avtorji teorije kvaziresonance planetarnih valov so svoje hipoteze preverili na primerih ekstremnih poletnih vremenskih dogodkov v prejšnjih desetletjih. Obravnavali so sledeče dogodke:

- rekordni vročinski val v Evropi - avgust 2003,
- vročinski val v Rusiji in poplave reke Ind - konec julija/začetek avgusta 2010,
- obsežne poplave v srednji Evropi - konec junija/začetek julija 1997.



**Slika 6.** Zonalno povprečena mesečna porazdelitev  $\bar{u}$  po geografski širini za izbrane mesece z resonanco (avgust 2003, julij 2010, julij 2000 in julij 1993) v primerjavi z meseci brez resonance (julij 1981, avgust 1993, avgust 2001) in klimatološkim povprečjem za obdobje 1980-2011 [1].

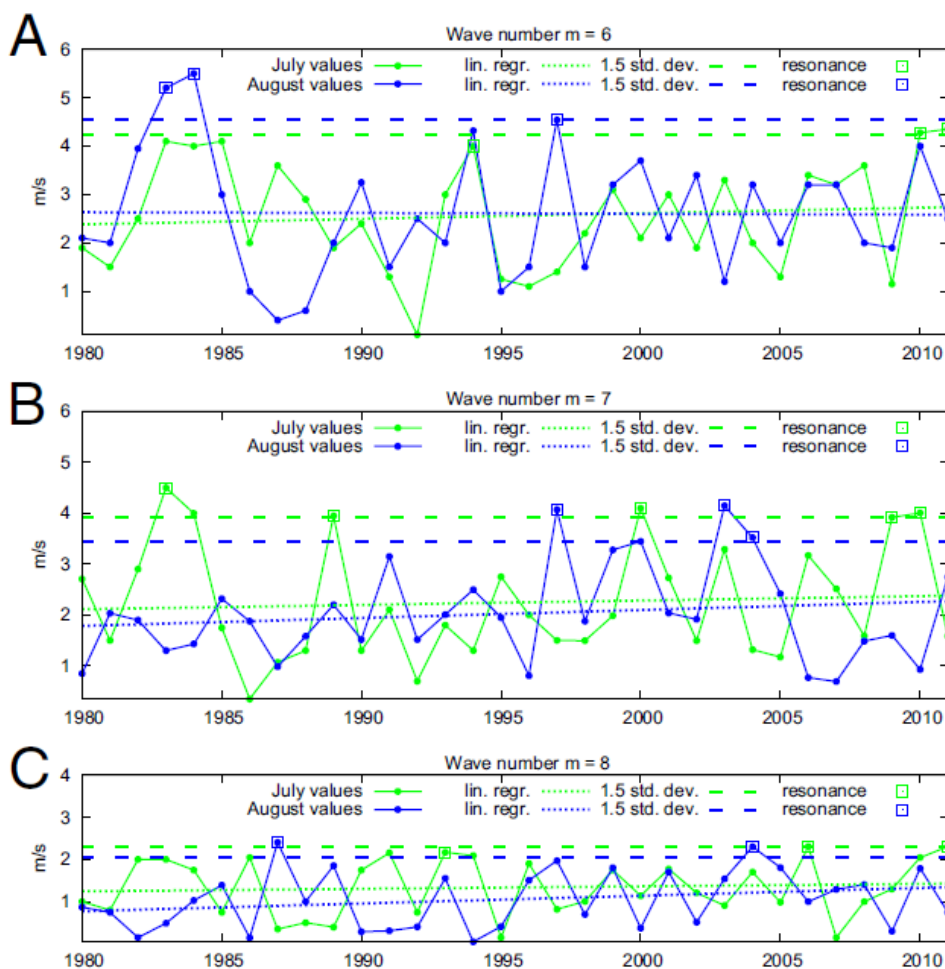
V vseh naštetih primerih je bilo brezdimenzijsko zonalno valovno število  $\hat{k}$  6, 7 ali 8. Slika 5 prikazuje polje povprečne hitrosti meridionalne komponente vetra  $v$ , ki je najprimernejša količina za analizo planetarnih valov. Podatke so pridobili iz reanalize NCEP-NCAR. Avtorji študije so ugotovili, da se je vzorec meridionalne odvisnosti zahodnega toka  $\bar{u}$ , ki je primerna za ujetje kvazistacionarnih Rossbyjevih valov, pojavil sočasno z vsemi obravnavanimi ekstremi.

Na sliki 6 je graf, ki prikazuje to odvisnost za nekaj izbranih mesecev: močan vetrovni stržen<sup>1</sup> v subtropskih predelih ( $\sim 40^\circ\text{N}$ ), lokalni minimum okoli  $60^\circ\text{N}$  in lokalni maksimum med  $65^\circ\text{N}$  in  $75^\circ\text{N}$ . Če pogledamo trend povprečnih mesečnih amplitud Fourierjevih komponent meridionalnega vetra v

<sup>1</sup>Vetrovni stržen je pas visokohitrostnega vetra, ki piha v višji troposferi, običajno iz zahoda proti vzhodu.



izbranem pasu zmernih zemljepisnih širin (slika 7) opazimo, da je nekoliko pozitiven za  $\tilde{m} = 7$  in 8, medtem ko za  $\tilde{m} = 6$  ni značilnega trenda. Opaženo lahko skušamo pojasniti z neenakomernim globalnim segrevanjem. Arktični predeli se segrevajo hitreje kot preostali, predvsem zaradi taljenja snega in ledu. To zmanjšuje meridionalni gradient temperature in posledično postanejo zahodni vetrovi šibkejši, kar poglobi lokalni minimum  $\bar{u}$  okoli  $60^\circ\text{N}$ . Zaradi kombinacije poglobljenega lokalnega minimuma zahodnega toka in izrazitejšega vpadanja  $\bar{u}$  od subtropov proti severu bi se lahko ujetje Rossbyjevih valov pojavljalo vse pogosteje.



**Slika 7.** Časovna vrsta (1980-2011) amplitud povprečnih mesečnih komponent meridionalnega vetra na 300 hPa, povprečenih na pasu zemljepisnih širin  $(37.5-57.5)^\circ\text{N}$ . Prikazane so amplitude komponent  $\tilde{m} = 6$  (A),  $\tilde{m} = 7$  (B) ter  $\tilde{m} = 8$  (C) za julij (zelena) in avgust (modra). Kvadrati označujejo mesece s primernimi pogoji za kvaziresonanco posamezne valovne komponente. Črtkane premice predstavljajo linearne trende za določen mesec, horizontalne črtkane premice pa 1.5 standardnega odklona od klimatološkega povprečja 1980-2011 [1].

Predstavljena teorija kvaziresonance planetarnih valov je le eden od možnih mehanizmov, ki privedejo do ekstremnih vremenskih pojavov in možna razlaga za njihovo vse pogostejše pojavljanje. Dotična študija ([1]) je bila deležna številnih kritik, saj je osnovana na izključno dinamičnem modelu in ne upošteva termodinamičnih lastnosti ozračja in pojavov. Poleg tega opazovanja zaenkrat ne kažejo, da bi bil zonalni veter  $\bar{u}$  šibkejši, kot je bil v preteklosti, deloma tudi zato, ker je opazovanj vetra, razen pri tleh, zelo malo. Kljub temu pa model daje presenetljivo dobre rezultate tudi v ponovni aplikaciji teorije na sodobnejših primerih vremenskih ekstremov [8].

#### 4. Zaključki

Petoukhov in sod. so s pomočjo dinamičnega modela širjenja planetarnih valov v zmernih zemljepisnih širinah poskusili razložiti povezavo med vzorci valovanja in sodobnimi ekstremnimi vremenskimi dogodki. Za valovna števila  $\tilde{m} = 6, 7$  in  $8$  so ugotovili, da se ob primernih pogojih tem komponentam valovanja močno poveča amplituda, kar se odraža v obdobjih ekstremnega vremena za območja, nad katerimi vztrajajo valovi z veliko amplitudo. Predstavili so mehanizem kvaziresonance stacionarnih in kvazistacionarnih valov, ki se vzpostavi z ujetjem valovanja med dvema kritičnima geografskima širinama in povzroči amplifikacijo stacionarnih planetarnih valov.

Zaradi hitrejšega segrevanja arktičnih predelov v sklopu globalnega segrevanja bi se vzorci povprečnega zonalnega vetra spremenili v prid pogostejšega pojavljanja kvaziresonance. Posledično bi z nadaljnjim segrevanjem polarnih predelov bilo vse več ekstremnih vremenskih dogodkov v zmernih zemljepisnih širinah, zlasti vročinskih valov poleti, kar se ujema z opaženim trendom. Tako so avtorji obravnavane raziskave opisali možen dinamični mehanizem, ki pojasnjuje vpliv globalnega segrevanja na vse pogostejše ekstremne vremenske dogodke v zmernih zemljepisnih širinah. Kljub številnim kritikam daje njihov model relativno dobre rezultate, vendar se je treba zavedati, da so obravnavani procesi močno nelinearni, predvsem kar se tiče posledic globalnega segrevanja. Zato je na tem področju potrebno nadaljnje raziskovanje, da bi čim boljše ocenili, kakšen svet nas čaka v zdaj že kar bližnji prihodnosti, predvsem pa kakšnemu svetu se je potrebno z nujnimi ukrepi izogniti.

#### Zahvala

Zahvaljujem se mentorici prof. dr. Nedjeljki Žagar za predloge in popravke.

#### LITERATURA

- [1] Petoukhov, V., Rahmstorf, S., Petri, S., Schellnhuber, H.J., 2013. *Quasiresonant planetary wave amplification*. Proceedings of the National Academy of Sciences, 110 (14), 5336-5341. Dostopno na: <https://doi.org/10.1073/pnas.1222000110> [14. 3. 2018].
- [2] Univerza v Ljubljani, Fakulteta za matematiko in fiziko, *MODES - Modal view of atmospheric circulation*. Dostopno na: <http://modes.fmf.uni-lj.si/> [14. 3. 2018]
- [3] Wikipedija, *Earth Centred Earth Fixed and East, North, Up coordinates*. Dostopno na: [https://en.wikipedia.org/wiki/Geographic\\_coordinate\\_system#/media/File:ECEF\\_ENU\\_Longitude\\_Latitude\\_relationships.svg](https://en.wikipedia.org/wiki/Geographic_coordinate_system#/media/File:ECEF_ENU_Longitude_Latitude_relationships.svg) [14. 3. 2018]
- [4] Rakovec, J. in Vrhovec T., 2007. *Osnove meteorologije za naravoslovce in tehnike*. 3. izdaja. Ljubljana: DMFA - založništvo.
- [5] Holton, J. R., 2004. *An introduction to dynamic meteorology*. 4. izdaja. Burlington, MA, ZDA: Elsevier Academic Press.
- [6] ECMWF, *ERA-40 Atlas, Pressure level climatologies (polar stereographic projections)*. Dostopno na: [https://software.ecmwf.int/static/ERA-40\\_Atlas/docs/section\\_D15/index.html](https://software.ecmwf.int/static/ERA-40_Atlas/docs/section_D15/index.html) [14. 3. 2018]
- [7] Agencija RS za okolje, *Vizualizacije meteoroloških produktov na meteo.si, verzija 2.6*. Dostopno na: <https://vispro.arso.gov.si/> [14. 3. 2018]
- [8] Petoukhov, V., Rahmstorf, S., Petri, S., Schellnhuber, H.J., Coumou, D. et al., 2015. *Role of quasiresonant planetary wave dynamics in recent boreal spring-to-autumn extreme events*. Proceedings of the National Academy of Sciences, 201606300. Dostopno na: <https://doi.org/10.1073/pnas.1606300113> [14. 3. 2018].
- [9] Petoukhov, V., Rahmstorf, S., Petri, S., Schellnhuber, H.J., Coumou, D. et al., 2016. *Role of quasiresonant planetary wave dynamics in recent boreal spring-to-autumn extreme events - Supporting Information*. Proceedings of the National Academy of Sciences, 201606300. Dostopno na: <http://www.pnas.org/content/suppl/2016/06/02/1606300113.DCSupplemental> [14. 3. 2018].