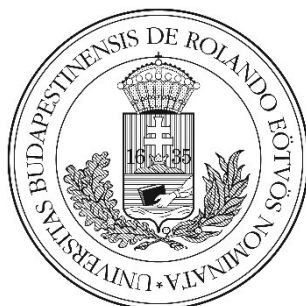


A Drake-átjáró hatása az óceáni vízkörzésre: laboratóriumi modellvizsgálat

DIPLOMAMUNKA
METEOROLÓGUS MESTERSZAK
ÉGHAJLATKUTATÓ SZAKIRÁNY



Készítette:
Czelnai Levente

Témavezető:
dr. Vincze Miklós
tudományos főmunkatárs
MTA-ELTE, Elméleti Fizikai Kutatócsoport

Tanszéki konzulens:
dr. Tasnádi Péter
ny. egyetemi tanár
ELTE TTK, Meteorológiai Tanszék

EÖTVÖS LORÁND TUDOMÁNYEGYETEM
FÖLDRAJZ- ÉS FÖLDTUDOMÁNYI INTÉZET
METEOROLÓGIA TANSZÉK

Budapest, 2018

TARTALOMJEGYZÉK

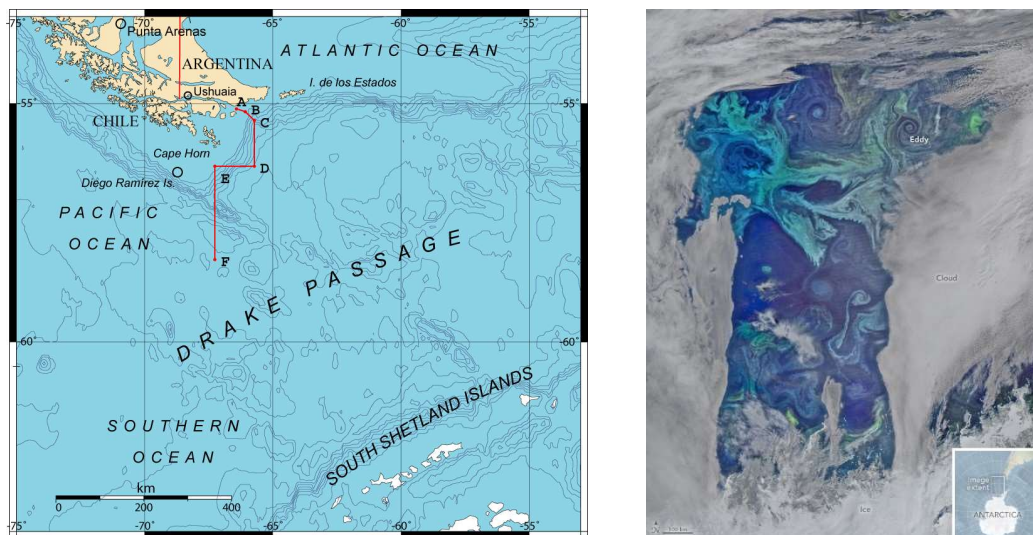
1. Bevezetés	3
2. Kísérleti elrendezés	7
3. Elméleti háttér	12
3.1 A laboratóriumi modellezés alapjai	12
3.2 Baroklin instabilitás és Rossby-hullámok	19
4. Mérési eredmények	22
4.1 Azimutális irányú hőmérsékletkontraszt	22
4.2 A hőmérsékletfluktuációk mintázata	28
Összefoglalás	38
Köszönetnyilvánítás	39
Irodalomjegyzék	40

1. FEJEZET

Bevezetés

A Drake-átjáró, spanyol nevén *Mar de Hoces* a Horn-fok és az Antarktisz legészakibb pontja, pontosabban a Déli-Shetland szigetekhez tartozó Greenwich Island közötti átjárót jelenti. Jelentősége abban áll, hogy az itt meghúzott képzeletbeli vonal választja ketté az Atlanti és a Csendes-óceánt, s tekintve, hogy 800 km-es sávban nincsen földtömeg, a Földön egyedül itt alakulhatott ki a világoceán legnagyobb egybefüggő cirkumpoláris tengeráramlata (az ún. „Antarctic Circumpolar Current”, röviden ACC) zonális, nyugat-kelet irányban. Ez az áramlás az Amazonas vízhozamánál körülbelül 600-szor több vizet szállít, és jelentős hatással bír a globális vízkörzés alakulására (Chu, et al., 1998).

Az óceán egyik leginkább turbulens területéről van szó, amit erős uralkodó szelek és tengeráramlatok, valamint hő és vízgőzcserre jellemez. A jelentős nyári besugárzás, és a tápanyagok jó elkeveredésének köszönhetően ráadásul, a világoceán egyik legfontosabb oxigéntermelő központjáról is beszélhetünk egyben (ld. 1.1. ábra).



1.1. ábra: (a) A Drake-átjáró az ABCDEF határpontokkal, amelyek az 1984-es Béke és Barátság Szerződés (ún. „Treaty of Peace and Friendship”) nevében jelzik a Chile és Argentína közötti tengeri határokat. (b) A képen, egy 2016 nyarán készült műholdfelvételt láthatunk a Drake-átjáróról, s megcsodálhatjuk a területre ilyenkor jellegzetes fitoplankton virágzást.

© GMT (OMC) base map modified by Giovanni Fattori, CC-BY-SA 3.0, Wikimedia Commons

A Déli-óceán jelenleg a meteorológiai és oceanográfiai jellegű kutatások kiemelt célpontja. Egyes modellszimulációk szerint (University of Tasmania) például a Déli-Óceán fitoplankton állománya 2100-ra akár meg is duplázódhat (Boyd *et al.*, 2015), míg mások (University of Washington) arra hívják fel a figyelmet, hogy a jelenleg ott zajló folyamatok jelentősen befolyásolhatják a jövőben a légköri rendszert a felhőképződéshez szükséges dimetil-szulfid megnövekedése révén (McCoy *et al.*, 2015).

Cox (1989) például egy egyszerű fizikai modell segítségével megmutatta, hogy a Drake-átjáró kinyílása esetén létrejövő ACC elszigeteli a déli pólust a közepes szélességek óceánjaitól, míg az átjáró bezáródása erősödő termohalin cirkulációt okoz az Antarktiszhez közeli mélyvíz képződése révén, ami ily módon bekerül a világóceán körforgalmába. Mindezekből láthatjuk, hogy bolygónk éghajlatának vezérlése szempontjából rendkívüli fontosságú ez a kiemelt terület.

Az 50-es évek óta elterjedt gyakorlat az óceáni és légköri áramlások nagyléptékű szerkezetét, rendkívül bonyolult és komplex, csatolt áramlástani rendszerét egyszerűsített laboratóriumi modellekkel, asztalon elférő forgó tartályok segítségével vizsgálni (Hide, 1958; Hide és Mason, 1975). Ez a vizsgálati módszer azért alkalmazható, mert a különböző fizikai és geometriai paraméterek (pl. forgási sebesség, folyadék mélysége, hőmérsékleti kontraszt) megfelelő beállítása lehetővé teszi az áramlási rendszert jellemző dimenziótlan paraméterek (pl. a *termikus-Rossby-szám*¹ (Tél, 2003)) alkalmas megválasztását. Így lehetővé válik, hogy laboratóriumi körülmények között kis méretekben vizsgálhassunk nagyskálájú légköri és óceáni mozgásrendszereket a hidrodinamikai hasonlóság elve alapján (bővebben ld. 3.1 fejezet).

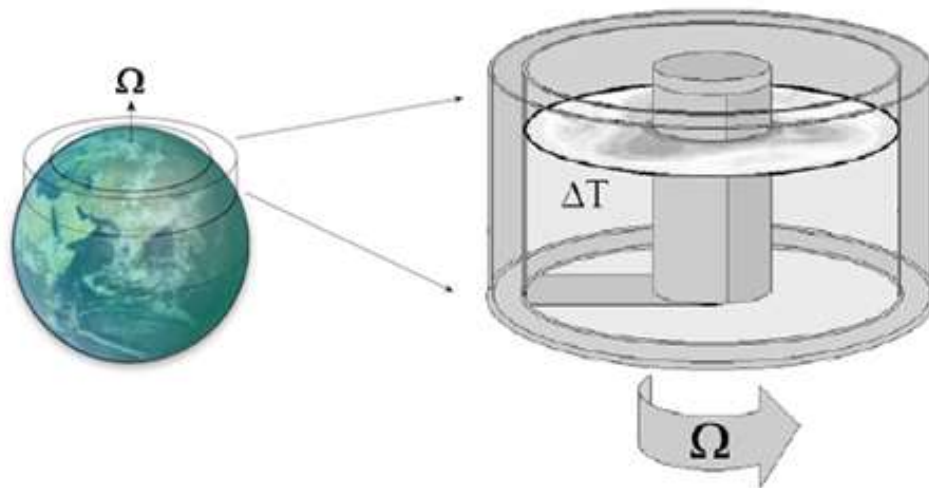
Az 1.2. ábrán látható klasszikus kísérleti elrendezést a mérsékelt égővi légköri és óceáni vízkörzés „minimálmodelljének” is szokás nevezni. Ebben az ún. baroklin hullámkádban a sekély folyadékrétegben létrejövő nagyskálájú planetáris hullámokat vizsgálhatjuk, az ezeket leginkább meghatározó fizikai folyamatok (Föld tengely körüli forgása, illetve az Egyenlítő és a pólusok között fennálló meridionális hőmérsékletkülönbség) imitálásával.

¹A *termikus Rossby-szám* (Ro_T) - amit a szakirodalomban „Hide-szám”-nak is neveznek - az észak-déli (kísérletben sugárirányú) hőmérsékletkülönbség-hajtotta (ΔT) áramlásokat jellemző mértékegység nélküli paraméter.

$$Ro_T = \frac{\alpha g \Delta T D}{(2\Omega)^2 L^2}$$

A képletben, α megadja a térfogati hőtágulási együtthatóját a folyadéknak; D a folyadékoszlop vertikális, L pedig a horizontális karakterisztikus mérete; Ω a forgatás sebessége; míg g a folyadéktérfogatra ható nehézségi gyorsulás.

Ez a kísérleti elrendezés korábbi kutatások során – egyszerűsége ellenére – számos légkördinamikai folyamat meglepően hiteles modelljének bizonyult: a laboratóriumi mérések helyesen reprodukálták a napi hőmérséklet-idősorok fluktuációinak statisztikai tulajdonságait (Gyüre *et al.*, 2007), passzív jelzőrészecskék szétterjedésének dinamikáját (Jánosi *et al.*, 2010), vagy a ciklogenezis során kialakuló kiskálájú tehetetlenségi-gravitációs hullámok gerjesztését (von Larcher *et al.*, 2018). A baroklin hullámkádát kontrollkísérletként időjárás-előrejelző numerikus modellek validálásához és finomhangolásához is sikerrel alkalmazták (Vincze *et al.*, 2015), valamint ebben az elrendezésben végeztek a világon elsőként sokaság alapú laboratóriumi klímaváltozás-modellkísérleteket is (Vincze *et al.*, 2017).

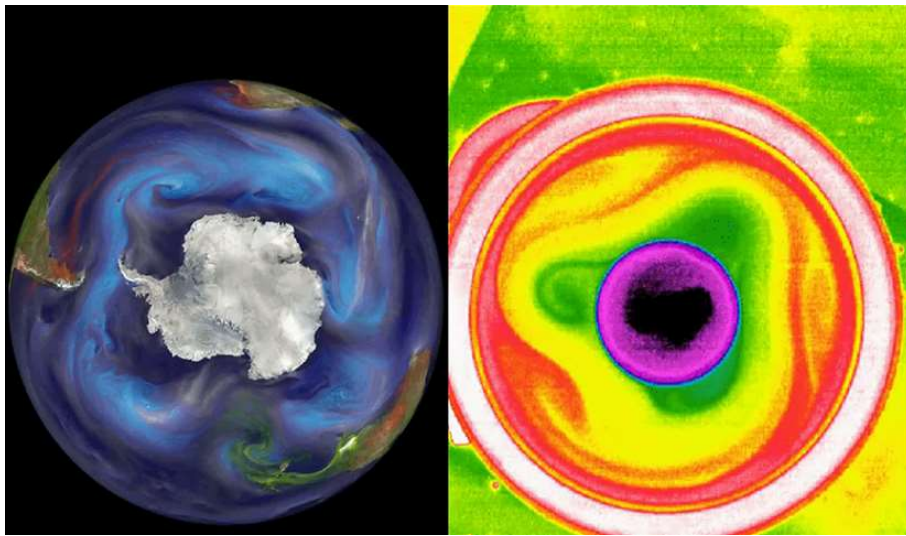


1.2. ábra: Sematikus ábra a közepes földrajzi szélességek légkörének és óceáni vízkörzésének modellezésére használt; forgatott (Ω) és meridionálisan termikusan gerjesztett (ΔT) henger alakú tartályról.

A földtörténet során, az eocén-oligocén korszakhatáron (körülbelül 36-38 Ma) kezdődött meg a mai Dél-Amerika és az Antarktisz szétválása, ami a most ismert Drake-átjáró kialakulásához (körülbelül 34 Ma) vezetett. Ez a lemeztectonikai folyamat lehetőséget teremtett a déli féltekén egy zonális áramlás, a már korábban említett ACC kialakulásához, amely a Földön egyedülként, akadálytalanul folyja körbe a déli pólust (ld. 1.3. ábra).

Egy csatolt numerikus éghajlati modellel való szimulálás eredménye szerint (Chu *et al.*, 1998) a Drake-átjáró bezáródása a meridionális irányú termohalin vízkörzés erősödését okozta, ami megnövekedett észak-déli irányú hőtranszportot és kiegyenlítődő tengerfelszín hőmérsékleteket („sea surface temperature”, röviden *SST*), azaz csökkenő *SST*-gradienst eredményezett az óceáni medencében.

Kísérleteinkben a fentebb említett baroklin hullámkád-elrendezés egy módosított változatában vizsgáltuk teljes vízmélységre kiterjedő, radiális („meridionális”) irányú, függőleges válaszfalak hatását a kialakuló áramlási rendszerre. Modellünkben az akadályal blokkolt köráramlás feleltethető meg a Drake-átjáró kinyílása előtti szituációnak, melyet összevetettük a „nyitott átjárós” kontrollkísérleteinkben megfigyelt helyzettel. Kísérleti eredményeink kvalitatívan megegyeznek a numerikusan kapott képpel. A bezárt átjáró esetén csökken a tartályban mért meridionális hőmérsékleti gradiens, ugyanakkor az akadály egyik oldala mentén a kialakuló áramlás nyomán megjelenik egy meleg anomáliájú terület, ami erős fluktuációt mutat az idő függvényében.

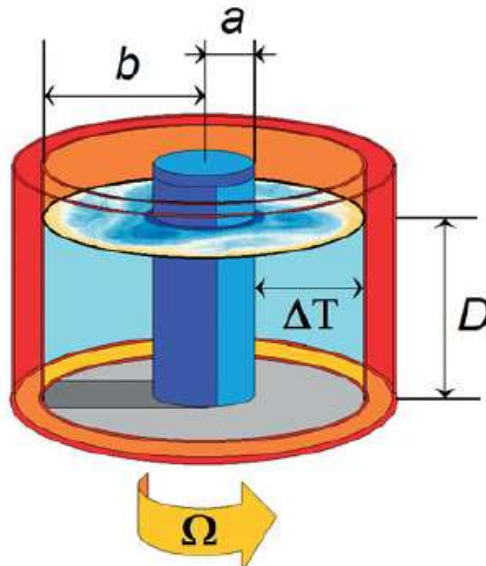


1.3. ábra: A déli-pólus körül, a Földön egyedülként ezen a területen kialakuló cirkumpoláris áramlás (légköri mozgásokat leszámítva), azaz az ún. „Antartic Circumpolar Current” (röviden ACC) látható a bal oldali képen. A jobb oldali infratartományban készített felvételen, ennek laboratóriumi reprodukálása figyelhető meg.

2. FEJEZET

Kísérleti elrendezés

A méréseinkhez használt forgóasztalon elhelyezett baroklin hullámtartály vázlatát és fényképét a 2.1. és a 2.2. ábra mutatja. A tartály három koaxiális, vízzel feltöltött hengerből áll, melyek közös szimmetriatengelye megegyezik a tartály (függőleges) forgástengelyével. Az elrendezés főbb geometriai és fizikai paramétereit a 2.1. táblázatban foglaltuk össze. A legbelső hengeres részt vízzel töltöttük fel, e tartomány közvetlen hőkontaktusban áll a hűtő termosztát által keringtetett hideg vízzel, mely a kontrollált hűtést biztosította. A henger fala a jó hővezetés érdekében sárgarézből készült. Modellünkben ez a régió biztosítja az áramlás számára a hideg sarkvidéki területnek megfelelő hőmérsékleti peremfeltételt. A belső hengert körbevevő közbülső, gyűrűszerű tartományt $D=5$ cm magasságig vízzel töltöttük fel: ez alkotja a tulajdonképpeni óceán-modellt. A víztömeg a belső peremen a hűtő hengerrel, a külső, szobahőmérsékletű hengerpalást mentén pedig a környezettel áll a hőkontaktusban, így radiális irányú hőmérsékletkülönbség áll fenn.

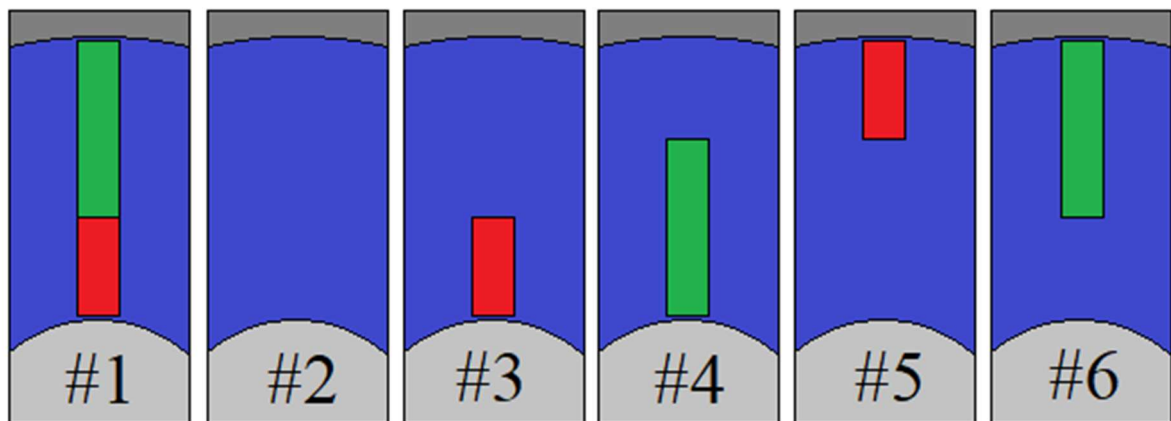


2.1. ábra: Vázlatos rajz a forgatott tartályról, s annak néhány geometriai és fizikai paramétereiről. Látható a két legfontosabb fizikai hajtóerő a légköri és óceáni mozgások létrejöttéhez; a meleg egyenlítő és a hideg poláris területek közötti meridionális hőmérsékleti kontraszt (ΔT), illetve a Föld szögsebessége (Ω). Továbbá feltüntettük a folyadékoszlop magasságát (D), és az egymásba foglalt kör alakú belső (a) és középső (b) henger sugarát is, ahol az utóbbi kettő különbsége megfelel a megjelenő áramlás horizontális kiterjedésének



2.2. ábra: *Néhány kép a kísérletről és a mérési eszközök elrendezéséről.*

A „Drake-átjárót” elzáró topográfiai akadályt egy sugárirányban behelyezett, (hőszigetelő) farostlemezből készült függőleges fal segítségével szimuláltuk. A válaszfal moduláris szerkezetű, vagyis a radiális irány mentén két, külön-külön kiemelhető elemből áll, így összesen hat különböző elzárási geometria válik vizsgálhatóvá (ld. 2.3. ábra).



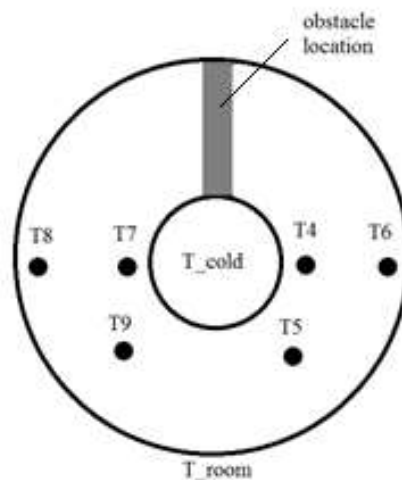
2.3. ábra: *A Drake-átjáró elzáródásának kísérleti szimulálása egy moduláris válaszfal segítségével. Az ábrán ennek a két független darabra szerelhető falnak a különféle konfigurációit láthatjuk.*

A kísérleteink között az akadály geometriája mellett változtattuk továbbá a forgatási szögsebesség irányát („prográd”, ill. „retrográd” forgatás) és a meridionális hőmérsékletkontraszt értékét is (a belső henger kontrollált hőmérsékletének beállításával). A tartály forgatásának szögsebességét minden kísérletünkben a $\Omega = \pm 2,1$ rad/s értékre állítottuk be.

A méréseket legalább 6 óráig végeztük, amelyek során az sarkokat jelképező középső tartály hőmérsékletét 5 vagy 10 °C-ra hűtöttük le egy számítógépesen vezérelt, desztillált vizet keringtető termosztát segítségével (amelyet $\pm 0,2$ °C-os pontossággal konstans alacsony hőmérsékleten tartott), míg a külső tartály hőmérsékletét szobahőmérsékleten (~ 25 °C) hagytuk a szélességi körök mentén fennálló meridionális hőmérsékletkülönbség szimulálásához.

A hőmérsékleti adatsorokat egy ALMEMO nevű mérőeszköz NiCr szenzorjai szimultán szolgáltatták, amelyek 1 Hz-es mintavevő sebességgel és 0,05 K-es relatív felbontással valós időben szolgáltatják az adatokat a tartályon elhelyezett ALMEMO 8590-9-es modulból Bluetooth adó segítségével.

A tartállyal együtt forgó hőmérőket (8 db) úgy helyeztük el, hogy 6 db a középső tartályban mozgó folyadék felső 0,5 cm-es tartományából szolgáltatson adatokat, míg a másik 2 a hűtött és a szobahőmérsékleten tartott tartály hőmérsékletét mérte, amiknek különbsége (ΔT) a mozgó folyadékban létrejövő mozgásokat fenntartó hőmérsékleti kontrasztot mutatja meg (ld. 2.4. ábra).

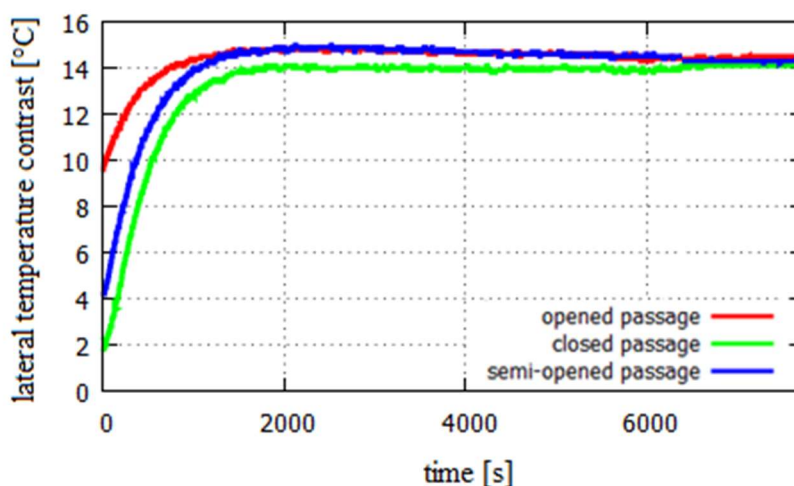


2.4. ábra: A képen a „Drake-átjáró”-t bezáró akadály szokásos helye, valamint a forgótartályba elhelyezett hőmérők elhelyezkedése látható. 6 db (T4-T9) a középső hengerben lévő áramló folyadék felső 0,5 cm-es részéből szolgáltatott adatokat, míg a maradék 2 (T_{room} , T_{cold}) a hőmérsékleti peremfeltételeket rögzítette.

A forgó tartály középső részében elhelyezett hőmérők lényegében különböző „szélességekről” mért jelekként interpretálhatóak, s tekintve, hogy topográfiai akadályoktól (pl. szárazföld) eltekintettünk, a fluktuáló hőmérsékleti adatsorok statisztikai jellemzői az azimut szögtől („földrajzi szélességtől”) függetlennek vehetők teljesen nyitott „Drake-átjáró” esetén. Ilyenkor a különböző szélességeken mért hőmérsékletek átlagai jó

közelítéssel visszaadják a globális átlagot, amint azt infravörös kamerával kinyert vízfelszíni hőmérséklet-adatok is igazoltak.

A 2.5. ábrán a meridionális hőmérsékleti gerjesztés időfüggését figyelhetjük meg nyitott („opened passage”), zárt („closed passage”), illetve félig zárt („semi-opened passage”) esetekben. A mérések összehasonlíthatósága miatt, az adatok kiértékelésekor a stacionárius szakaszra, tehát például ebben a három mérésben a 8000s utáni idősorra korlátoztuk a további vizsgálatainkat.



2.5. ábra: A külső és belső hengerbe helyezett hőmérők által mért hőmérsékleti kontraszt 3 egymást követő nap, különféle konfigurációk által elvégzett mérés során.

A fentebb részletezett, hőmérők által való közvetlen laboratóriumi mérések kiegészítése végett, végeztünk infrakamerával való vizsgálatokat is. Ezeknek a méréseknek nagy előnye, hogy képesek térbeli, az egész tartályról szimultán információt szolgáltatni adott pillanatban, szemben a hőmérőkkel, melyek csak az adott pontbeli (esetünkben 6db) vízhőmérsékletről mutatnak adatokat.

Az általam a mérésekhez használt eszköz, egy 7,5-11 μm közötti infravörös tartományban mérő műszer. Szokás még infravörös hőmérőnek is nevezni. Az infravörös hőmérőnek köszönhetően a távoli, forró, vagy esetleg mozgó tárgyak hőmérsékletét is megtudjuk mérni. Az égboltot vizsgálva például a troposzféra átlaghőmérsékletét mérhetjük, ezáltal információt kapva, többek között az üvegházhatásról, vagy éppenséggel a települések hő- és fényszennyezéséről, ami akár 170 km-ről is detektálható (Duriscoe et al., 2007). Ugyanakkor a felhők hőmérsékletét vizsgálva például a vízgőz kondenzációját figyelhetjük meg, ami a harmatpontra szolgáltat adatokat.

A műszer érzékelője az objektum által kibocsájtott, valamint az általa visszavert sugárzást érzékeli, amit hőmérsékletértékekké alakít át. Az égboltot vizsgálva például, mivel a hőmérséklet változik a magassággal, a hőmérő által befogott kúpos térrészből számított érték egy átlagérték, a levegő hőmérsékletének az átlaga, azaz egy effektív hőmérséklet.

A kamera paraméterei a következők: 640×480 -as felbontásban tud infravörös képet rögzíteni, ahol az optika látószöge 30° vízszintesen és 23° függőlegesen. A mért hőmérséklet abszolút pontossága ± 1 K, de a pixelek egymáshoz viszonyított relatív pontossága jobb, mint $0,08$ K (Czelnai, 2016).

2.1. táblázat: A kísérletünkben használt legfontosabb paraméterek és a hozzájuk tartozó értékeket összefoglaló táblázat.

paraméter		szimbólum	érték
fizikai	termikus Rossby-szám	Ro_T	0,002-0,036
	Taylor-szám	Ta	$4,05 \times 10^9$
	szögsebesség	Ω	2,1 rad/s
	belső henger hőmérséklete	T_{cold}	5 °C 10 °C
geometriai	folyadékoszlop magassága	D	5 cm
	folyadék vízszintes kiterjedése	L	10,5 cm
	belső henger sugara	a	4,5 cm
	középső henger sugara	b	15 cm

3. FEJEZET

Elméleti háttér

3.1 A laboratóriumi modellezés alapjai

Célunk, egy laborasztalon, a földi (vagy akár más bolygókon megjelenő) légkör és óceán nagyléptékű jelenségeinek reprodukálása. Ebből kifolyólag, ahogy már a bevezetőben is említettem, az 50-es években végeztek forgókádas kísérleteket, melyek megalapozták azokat a fundamentális összefüggéseket, amelyeket a folyadékdinamikai kísérleteink során azóta is használunk.

Tekintsünk (*Rayer et al.*, 1998) egy összenyomhatatlan, kémiaailag homogén összetételű folyadékot a tartály \mathbf{r} helyvektora által meghatározott R pontban, t időpillanatban, melynek a sűrűségét

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \bar{\rho}[1 + \theta(\mathbf{r}, t)] \quad (3.1)$$

alakban adhatjuk meg. Mivel, az egyenletben szereplő $\bar{\rho}$ egy helytől és időtől független átlagos sűrűséget jelöl, ami egyedül a hőmérséklet függvénye, így az ezzel lenormált perturbációs tag:

$$\theta(\mathbf{r}, t) = -\alpha[T(\mathbf{r}, t) - \bar{T}] \quad (3.2)$$

alakban írható, ahol α a hőtágulási együttható, \bar{T} pedig az átlagos hőmérséklet.

Egy ilyen tulajdonságokkal bíró folyadékra (ahol a forgatás sebessége Ω ráadásul az időtől független) a tömegmegmaradás, momentum és hőtranszport egyenletei a következő formában írhatók fel:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (3.3)$$

$$\dot{\mathbf{u}} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} = -\nabla(P + V) + \theta\nabla V + \nu\nabla^2\mathbf{u}, \quad (3.4)$$

valamint

$$\dot{\theta} = \kappa\nabla^2\theta - q, \quad (3.5)$$

ahol $\dot{\mathbf{u}} \equiv \partial \mathbf{u} / \partial t + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}$ a teljes hidrodinamikai időderiváltja a sebességnek; $P(\mathbf{r}, t) \equiv p(\mathbf{r}, t) / \bar{\rho}$; $-\nabla V$ a gravitáció és a centrifugális erő miatt fellépő erősűrűségek a folyadékban; $\theta \nabla V$ a felhajtóerő (buoyancy hatás); ν a kinematikai viszkozitási együttható; κ a termikus diffúziós együttható; q pedig a forrás tag.

A (3.4)-es egyenlet (ami a folyadékelem mozgásegyenlete) nablával való keresztszorzásával bevezethetjük az örvényességi egyenletet:

$$\dot{\xi} - ((\xi + 2\Omega) \cdot \nabla) \mathbf{u} - \nu \nabla^2 \xi = \nabla V \times \nabla \theta \quad (3.6)$$

alakban, ahol $\xi = \nabla \times \mathbf{u}$ az örvényvektor, $\dot{\xi} \equiv \partial \xi / \partial t + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \xi$ pedig az örvényvektor teljes hidrodinamikai időderiváltja, míg $\nabla V \times \nabla \theta$ a szolenoidális hatást jelöli.

Megfelelő perem-, és kezdeti feltételek megadása esetén a fenti nemlineáris (3.1) – (3.5) egyenletek megoldásokat szolgáltatnak az áramlási tér minden \mathbf{r} és t pontjában lévő P, θ, T változókra és mindhárom \mathbf{u} komponensre.

Legyenek $(\mathbf{u}_0, P_0, \theta_0, stb.)$ a (3.3) – (3.5) megoldásai, $\Omega=0$ esetben, és $(\mathbf{u}_0 + \mathbf{u}_1, P_0 + P_1, \theta_0 + \theta_1, stb.)$, ha $\Omega \neq 0$. A (3.4) és (3.6)-os egyenletek ezen változókkal való kifejezése és megfelelő átalakításai, valamint $\mathbf{u}_1=0$ behelyettesítése után a következő feltételeket kapjuk ahhoz a speciális esethez, hogy a tartályban egyedül meridionális irányú áramlás jöjjön létre, annak ellenére, hogy a tartály forog ($\Omega \neq 0$):

$$2\Omega \times \mathbf{u}_0 = -\nabla P_1 + \mathbf{g}\theta_1, \quad (3.7)$$

valamint

$$2(\Omega \cdot \nabla) \mathbf{u}_0 = \mathbf{g} \times \nabla \theta_1. \quad (3.8)$$

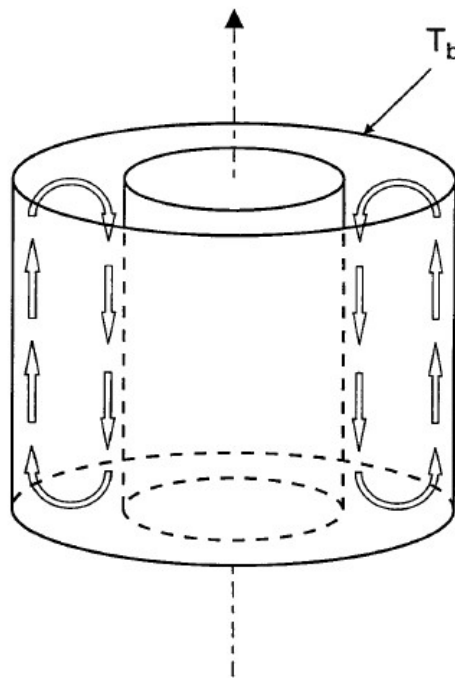
Ezek alapján, a (3.7) és (3.8) egyenleteket tetszőlegesen megválasztott, z magasságban lévő folytonos zárt C görbe mentén integrálva, (ahol $\hat{\mathbf{k}}$ a növekvő z tengely irányába mutató egységvektor) azt kapjuk, hogy:

$$2\Omega \hat{\mathbf{k}} \cdot \oint_C \mathbf{u}_0 \times d\mathbf{c} = -V_0 \oint_C \nabla \theta_1 \cdot d\mathbf{c} = 0, \quad (3.9)$$

és

$$2\Omega \frac{\partial}{\partial z} \oint_C \mathbf{u}_0 \cdot d\mathbf{c} = -g \hat{\mathbf{k}} \oint_C \nabla \theta_1 \times d\mathbf{c}. \quad (3.10)$$

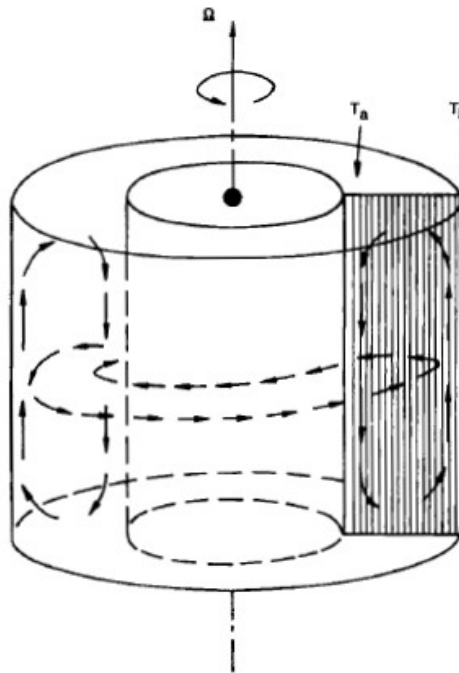
A 3.1. ábra a tartály belső és külső széle között fenntartott hőmérsékletkülönbség által generált meridionális cirkulációt szemlélteti, ha nincs forgatás, azaz $\Omega=0$. Abban az esetben, ha $\Omega \neq 0$, a (3.10) egyenletnek nem lehet megoldása \mathbf{u}_0 , azaz nem teljesülhet a (3.7) –es feltétel integrális alakja, ami ahhoz a speciális helyzethez kell, hogy a tartályban ne legyenek más, csak radiális mozgások, hiszen lehetséges olyan C görbét találni (pl. forgástengely körüli koncentrikus körök), melyre az egyenlet nem megoldható. A forgatás hatására fellépő Coriolis erő tehát meggátolja a meridionális irányú mozgásokat a folyadékban az advektív hőtranszportot lecsökkentve, és a folyamat során egy azimutális irányú \mathbf{u}_ϕ áramlás jön létre ϕ irányban. Ennek az átlagos nagysága lineárisan nő a forgatás szögsebességével, amíg Ω kicsi, ám egy maximum érték elérése után már Ω^{-1} -val csökken tovább, nagyobb Ω értékek esetén. Eközben egy kritikus érték elérése után (Ω_R), a forgótartályban létrejövő áramlás (ún. „sloping convection” vagy „baroclinic waves”) elkezd megváltoztatni a pólusok felét tartó advektív hőtranszportot is (Hide, 1958; Hide és Mason, 1975), bár ez mindig kisebb lesz, mint $\Omega=0$ esetben.



3.1. ábra: Forgatás nélküli ($\Omega=0$) tartályban kialakuló radiálisan alábukó zárt cellás cirkulációt láthatunk, amit a horizontális hőmérsékletkülönbségek ($T_b > T_a$) hajtanak meg. (forrás: Rayner et al., 1998)

Tekintsük most azt az esetet, ha az áramlási tér le van zárva radiálisan egy áthatolhatatlan fallal (ld. 3.2. ábra). Ilyen feltételek mellett, könnyen belátható, hogy bármely az akadályt nem metsző zárt C görbe mentén az (3.10) egyenletet kielégíti \mathbf{u}_0 , akkor is, ha $\Omega \neq 0$. Hide felvetése szerint ugyanis, az akadály két oldala mentén ilyenkor létrejön egy azimutális

irányú dinamikus nyomási gradiens mező, amely kiegyenlíti a Coriolis erő hatását a folyadék részecskére. A folyamat eredményeként létrejövő mozgás, amit előidézünk tisztán meridionális irányú ($\mathbf{u}_1=0$) lesz. Fontos látni ugyanakkor, hogy ez az eset, bár elméletben helytálló, a tapasztalatok szerint a gyakorlatban, talán nagyon kis Ω értékeken kívül nem valósul meg! Ezzel a kitekintéssel is az volt a céloom, hogy lássuk mennyire érdekes és szokatlan helyzetek adódhatnak elméleti megfontolások nyomán.



3.2. ábra: Egy forgatott ($\Omega \neq 0$) és meridionálisan termikusan gerjesztett ($T_b > T_a$) tartályban létrejövő áramlási mező egyszerűsített képe látható, turbulens örvények jelenléte nélkül. Megfigyelhetjük, hogy a radiálisan alábukó zárt cellás cirkuláció mellett (ún. „ η -cirkuláció”) megjelenik egy azimutális irányú áramlás (ún. „ ζ -cirkuláció”) is. (forrás: Rayer et al., 1998)

A valóságban a tartályban kialakuló áramlásnak alapvetően 3 fő komponense van: (1) egy sugárirányú alábukó áramlás, (2) egy horizontális (elhanyagolható vertikális struktúrával rendelkező) cirkuláció, és (3) egy kis skálájú örvényekből álló járuléék. Egyszerűsítve, azt mondhatjuk, hogy a létrejövő áramlás felfogható két féle mozgás; egy sugárirányú (ún. „ η -cirkuláció”) illetve egy horizontális (ún. „ ζ -cirkuláció”) szuperpozíciójaként, ahogy a 3.2. ábra is mutatja.

A légkör és az óceánok bevezetőben már említett összetettségének csak szűk keretei ragadhatók meg a 2. fejezet-ben bemutatott laboratóriumi méréseinkkel. Nem vagyunk arra képesek, hogy a nagyskálájú jelenségeket leíró mozgásegyenletek teljes pontossággal megjelenjenek a kísérleti elrendezéseink során. Ugyanakkor, „hasonlóvá” tehetjük a laborkísérleteinket, a legfontosabb, a közegre jellemző karakterisztikák arányából képzett

paraméterek beállításával, azon matematikai megfontolás alapján, hogy a mozgásegyenletek számunkra releváns részei felírhatók egy paraméter-kombináció függvényeként (ld. (3.11) *egyenlet*).

Az általunk vizsgált mozgások egy másik jelentős „hasonlósági kritériuma”, a korábban már említett termikus Rossby-szám mellett, az ún. „Froude-szám”² (Fr), ami forgatott súrlódásmentes folyadékokban a gravitációs gyorsulás (g) relatív nagyságáról tájékoztat, valamint a „Reynolds szám”³ (Re), ami a viszkózus erő nagyságát méri (Tél, 2003).

Ezek alapján átírhatjuk a (3.4) mozgásegyenletet, a dimenziótlan paraméterű tagokkal behelyettesítve:

$$\dot{\mathbf{u}} = -Ro^{-1}(\pm \mathbf{n} \times \mathbf{u} + \nabla p) - Fr^{-2}\mathbf{n} + Re^{-1}\nabla^2\mathbf{u} \quad (3.11)$$

alakban (Provenzale et al., 2016).

Két különböző áramlást tehát akkor mondhatunk dinamikáját tekintve hasonlóknak, ha a geometriai hasonlóság mellett a fentebb definiált dimenziótlan paramétereik is megegyeznek.

Vegyük példának a planetáris skálájú hullámokat! Laboratóriumi reprodukálása céljából, a (3.11) egyenlet figyelembevételére alapján járhatunk el, felhasználva, hogy az egyenlet első tagja a domináns ($Ro \rightarrow 0$), a nehézségi ($Fr \rightarrow \infty$) és súrlódási tagok ($Re \rightarrow \infty$), elhanyagolhatók, csakúgy mint vertikális gyorsulás, a közegben kialakuló geosztrofikus egyensúlynak megfelelően.

Összefoglalva, a kísérlet fizikai és geometriai jellemzői („termikus cirkuláció” sebessége (U); forgatás szögsebessége (Ω); áramlás horizontális kiterjedését leíró paraméter (L), stb.) önmagában nem, csak az ezek meghatározott aránya determinálja az áramlás jellegét és dinamikáját.

²A Froude-szám (Fr) a rétegzett folyadék mozgását jellemző dimenziótlan paraméter:

$$Fr = \frac{U}{\sqrt{gL}}$$

ahol U az áramlás sebessége; g a nehézségi gyorsulás, L pedig az áramló folyadék vízszintes kiterjedése. (Tipikus értéke nagyskálájú környezeti (légköri és óceáni) áramlásokban 0,1 vagy annál kisebb.)

³A Reynolds-szám (Re),

$$Re = \frac{UL}{\nu}$$

alakú mértékegység nélküli mennyiség. Az áramlás sebességén és horizontális méretén kívül függ a közegre jellemző kinematikai viszkozitási tényezőtől (ν) is. (A Földön a 10^{11} és 10^{13} közötti tartományban jellemző.)

Ezért elmondható, hogy a kísérlet ún. „hasonlósági paraméterei” azok a paraméterek, melyekkel a kísérlet kimenetelét bizonyos légköri és óceáni folyamatok reprodukálásának érdekében szabályozni lehet. Ha sikerül úgy megadnunk, hogy megegyezzen a földi légkör (vagy óceán) tipikus értékeivel, hasonló áramlási képet kaphatunk lekicsinyítve a laborasztal méretskáláján.

A fenti paraméterek szabályozásával (például Ω vagy U révén) a laborasztalon, a kialakuló áramlási kép tehát tetszőlegesen megválasztható. Ennek értelmében, amikor $\Omega=0$, a létrejövő meridionális cirkuláció tisztán tengelyszimmetrikus, és ennek megfelelően egy egycellás toroid ($Ro_T=\infty$). A kísérletben a forgatás bekapcsolásával (Ω kicsi), egy zonális áramlat megjelenését kapjuk, amely ráakódik az előző áramlásra, s a kettő szuperpozíciója egy, a földi légkörzésből már ismert, tipikus Hadley-cellát hoz létre (Ro_T nagy). A forgatási szögsebesség növelésével azt vesszük észre, hogy az impulzusmomentum megmaradása miatt, a valóságban túlságosan nagy sebességek lépnének fel, ezért a Hadley-cella nem tud benyomulni a közepes szélességek övezetébe, s kialakul egy „jet”-szerű gyűrű alakú áramlás (ún. „Rossby-hullám” vagy „planetáris hullám”) a cella határvonala mentén, mely egyben a két eltérő hőmérsékletű folyadék, a polárfront mentén húzódik. Amennyiben, Ω elég nagy, a hullámalakzatok többé nem stabilak, a „jet” felaprózódik, minél gyorsabb a forgás, annál apróbb örvényekké, azaz egy bizonyos kritikus Ro_T érték alatt a zonálisan tengelyszimmetrikus mozgások tartományából a folyadék átlép a turbulens, forgás-tengelyre nézve aszimmetrikus ún. „Rossby-rezsim”-be.

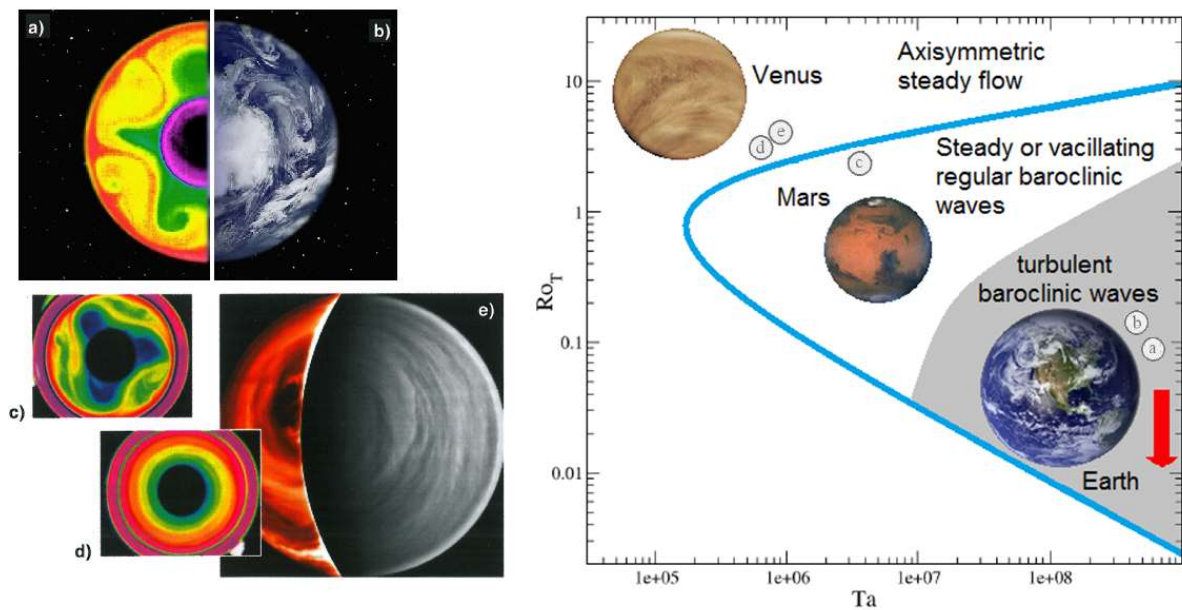
Tehát, elmondható, hogy termikusan hajtott és mechanikusan forgómozgást végző rendszerekben, még zonálisan homogén viszonyok esetén is (pl. feltéve, hogy a Föld felszíne tökéletesen sima és homogén) kialakulnak a folyadékrendszerben (ez esetben a Föld légkörében) zárt hullámalakzatok, azaz Rossby-hullámok (ld. 3.2 fejezet).

Az időjárás előrejelzése szempontjából a Rossby-hullámok kulcsfontosságúak. Ugyanis, a nagy méret, lassú mozgás, és hosszú (átlagosan 6 napos) élettartalmuk miatt a közepes földrajzi szélességek időjárását napokon át nagy területen befolyásolják (). Hatásaik, a közép-, és felsőtroposzférában, azaz 2-10 km-es magasságok között a legerősebbek (ugyanis lejjebb a kisebb skálájú mozgásrendszerek elfedik őket).

A fentiek mellett, fontos megemlíteni az ún. „Taylor-szám”⁴-ot (Ta) is, amely egy áramló közegben a forgatás erősségét méri (Tél, 2003). Másik jelentősége abban áll, hogy a kinematikai viszkozitása az adott közegnek (ν) szintén fontos szerepet játszik a közeg

instabilitásában (Provenzale et al., 2016); hatására a nem túl erős termikus szelek disszipálódnak, valamint meggátolja a túlságosan nagy hullámszámok kialakulását is!

Az előző gondolatmenet egy fontos következménye, hogy az áramlás által felvett Ta illetve Ro_T értékek alapján megkülönböztethetünk különböző típusú tartományokat a meridionális hővezetéssel gerjesztett, forgatott rendszerek (planetáris légkörök, óceánok, vagy a laborasztalon reprodukált minimálmodelljei az előző kettőnek) paraméterterében. A következő 3.3. ábrán a fenti két dimenziótlan paraméter által definiált fizikai térnek és a hozzá tartozó rezsimnek a vázlatos képe látható. A különböző tartományokban elhelyezkedő betűk jelzik az ott kialakuló tipikus áramlatokat.



3.3. ábra: Áramlási mintázatok változása a termikus Rossby-szám (Ro_T) és a Taylor-szám (Ta) függvényében. Földünk légkörére a turbulens örvények jelenléte a jellemző (a) ($Ro_T \approx 0,01$), hasonlóan a laborasztalon reprodukált kísérletekhez (b). A meridionális hőmérsékleti gradiens növelésével és/vagy a forgás P periódusidejének csökkentésével (c) szabályos hullámszerű viselkedést figyelhetünk meg az áramlás jellegében ($Ro_T \approx 0,2$). Még nagyobb Ro_T értékek elérése esetén pedig (d) hengerszimmetrikus áramlás alakul ki, ami a Vénusz légkörében (e) is megfigyelhető ($Ro_T \approx 1000$). (forrás: ESA)

⁴A Taylor-szám (Ta),

$$Ta = \frac{\Omega^2 L}{g}$$

felírható a forgatás erősségének (Ω), az áramlás horizontális méretének (L), és a nehézségi gyorsulásnak (g) a függvényeként. (Tipikus értékei: 10^7 nagyságrendűek a Földön létrejövő nagyskalájú mozgásrendszerekben.)

A vastag vonal választja el a stabil forgásszimmetrikus áramlás tartományát a hullámszerű viselkedéstől, ahol a termikus áramlás többé nem stabil (lényegében a baroklin instabilitás határgörbéje). A baroklin tartományban kialakuló hullámok nagy amplitúdójú nemlineáris mozgások. Az időben eleinte növekvő amplitúdót ugyanakkor a tartály geometriája megállítja, stabilizálva a termikus áramlást. A *3.3b ábra* egy műholdas kompozit felvételt mutat a bolygónk déli pólusáról (Antarktisz felülnézetből). Megfigyelhető, hogy a képen látható turbulens baroklin örvények (ciklonok, anticiklonok) nagyon hasonlítanak, egy a laborasztalon, forgótartályos kísérletben reprodukált és infravörös tartományban rögzített kamera felvételeivel (ld. *3.3a ábra*; Brandenburgi Műszaki Egyetem, Cottbus, Németország). A Ta paraméter csökkentésével, illetve az Ro_T növelésével, (körülbelül 2 nagyságrendben) átléphetünk abba a tartományba, ahol a hőmérsékleti-, és sebességmező struktúrája megoldást szolgáltat a szélességi körök mentén haladó szabályos baroklin hullámoknak. Az *3.3c ábra* egy ilyen esetet mutat, abban az esetben, ha a tipikus hullámszám 3. A kialakuló áramlás hőmérsékleteloszlása szabályos, állandó sebességgel mozgó hullámszerű anomáliák jellemzőek rá, változatos, de könnyen előrejelezhető „időjárással”. Továbbmenve, *3.3d* és *3.3e* azokat a tengelyszimmetrikus eseteket mutatja, melyek a csökkenő Ta paraméter, valamint a meridionális hőmérsékletcsökkentés (azaz, növekvő Ro_T) hatására következnek be. Ilyenek például a lassan forgó bolygók (Vénusz légköre) esetei, ahol a baroklin instabilitás nem játszik szerepet, vagy az Egyenlítő mentén kialakuló stabil zonális áramlások.

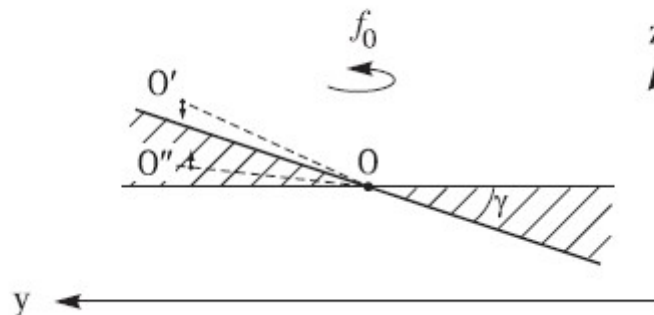
Az ábra alapján általánosan elmondható, hogy nagy Ta értékekkel bíró közegekben, Ro_T növelésével a hideg örvények száma egyre csökken, majd elérkezünk egy stacionárius fázisba, ahol a hőmérséklet egyedül a „földrajzi szélesség” függvénye, feltéve, ha $Ro_T \gg 1$. Ekkor a kialakuló áramlás hőmérsékleteloszlása szimmetrikus lesz a forgástengelyre. Ugyanakkor, $Ro_T \ll 1$ esetben, a kialakuló mozgás dinamikáját a Coriolis erő fogja meghatározni. A Földünk légköre, ehhez az utóbbihoz hasonló viselkedést mutat a nehezen előrejelezhető időjárásával, ugyanis a termikus-Rossby-szám becsült értéke bolygónkon 0,01.

3.2 Baroklin instabilitás és Rossby-hullámok

Az általunk vizsgált nagyskálájú mozgásrendszerekben kialakuló áramlások első közelítésként egyensúlyi mozgásokként írhatók le. A kialakuló geosztrofikus szél nagysága

és iránya a horizontális nyomási gradiens függvénye, ezért a magasság növekedésével, változást figyelhetünk meg benne. Tekintve, hogy a horizontális bárikus gradiens a légtömegek hőmérséklet eloszlásának inhomogenitása miatt alakul ki, a baroklin közegben létrejövő, függőleges szélnyírással rendelkező, azaz a magassággal erősödő geosztrofikus szelet „termikus szél”-nek nevezik.

Látjuk, hogy a Föld forgásának hatására fenntartott ferde rétegzettségű, ún. „baroklin” közegben (ld. 3.4. ábra) is létrejöhet geosztrofikus egyensúly, annak ellenére, hogy ez az állapot nem felel meg a potenciális energia megmaradásának (, ami a vízszintes rétegzettséghez tartozik). Ugyanakkor, ezek a geosztrofikus megoldást szolgáltató észak felé emelkedő állandó sűrűségű felületek nem feltétlenül stabilak (Tél, 2003)!



3.4. ábra: Baroklin instabilitás megjelenése folytonos rétegzettségű sekély folyadék rétegben. A vízszintessel és a döntött sűrűségfelülettel bezárt tartományba eső perturbáció, a kiindulási helyzettől való eltávolodással jár, tehát a mozgás instabil.
(forrás: Tél, 2003)

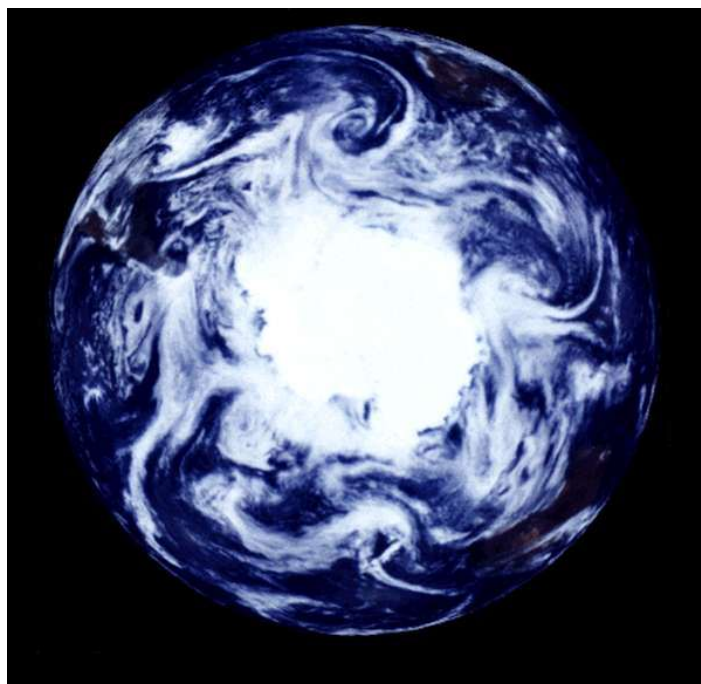
Az instabilitás lehetősége könnyedén belátható egy egyszerű példával. Az ábrán látható folyadék részecskét kimozdítva egyensúlyi helyéből észak felé és vertikálisan az azonos sűrűségű felületek γ dőlésszögénél nagyobb szögben, azt látjuk, hogy a részecske egy kisebb sűrűségű közegbe érkezik (ábrán O' pont), amiért lefelé mozdul el, közelebb kerülve kiindulási állapotához, amely stabil. Más a helyzet, azokra az elmozdulásokra, amik γ szögnél kisebbek. Ekkor a sajátjánál nagyobb sűrűségű közegbe kerül a folyadékelem (O'' pont), ezért a felhajtóerő hatására elindul felfelé, s közben távolodik az eredeti állapotától. A folyamat hajtóereje a döntött sűrűségfelületekben felhalmozott helyzeti energia, amely elegendően lapos zavaráramlás hatására felszabadul, baroklin hullámok kialakulására vezet.

A közepes földrajzi szélességeken tehát a *hidrodinamikai instabilitás*⁵ nyomán szinoptikus skálájú baroklin zavarok jönnek létre. Adott körülmények fennállása esetén ezek a baroklin

hullámok amplitúdója megnő, labilissá válnak és ciklongenezishez vezet a folyamat. A folyamat elindítója, hogy a Föld egyenlítői tartományában sugárzási többlet, míg a pólusoknál sugárzási hiány alakul ki, ami egy meridionális hőmérsékleti gradienst és egyben az átlagos zonális felhasználható potenciális energia növekedését okozza.

A kialakuló áramlási mezőnek, a zonális termikus szélnek, a növekvő baroklin instabilitása olyan perturbációk kifejlődését okozza, melyek hőt szállítanak a pólusok felé. Ezek a baroklin hullámok addig erősödnek, amíg a sugárzási hiánnyal rendelkező területek veszteségét már fedezni tudják. Ekkor a hőközlés meridionális gradiensének növekedése megáll, a kialakult perturbációk potenciális energiája kinetikus energiává alakul, fenntartva a légköri mozgásokat.

A kialakuló mozgásformák csak eleinte tartják meg a hullámalakot, a nagy amplitúdójú mozgások, nemlineáris dinamikájú, begyűrődő vagy meanderező áramlásokká válnak, melyekről nagy örvények (ún. „eddy”-k), mint például a ciklonok, válnak le (ld. 3.5. ábra).



3.5. ábra: A képen az Antarktisz körül hullámzó Rossby-hullám és az arról leszakadó cikloncsalád felhőzete figyelhető meg. Galileo űrszonda felvétele.
(forrás: NASA)

⁵A légkörben a zonális alapáramlatra rakódó perturbáció hullámok keletkezéséhez vezet. Ezt a meridionális zavart a zonális hőháztartásbeli különbségből eredő meridionális (É-D) hőmérséklet-különbségek hozzák létre. A kiegyenlítő perturbációs mozgások célja, hogy hőszállítás révén a fennálló energetikai viszonyokat megszüntesse, és az alapáramlást visszaállítsa.

4. FEJEZET

Mérési eredmények

4.1 Azimutális irányú hőmérsékletkontraszt

Kísérleti tapasztalatok alapján (*Rayer et al.*, 1998) ismert tény, hogy egy forgótartályba radiálisan behelyezett akadály hatására, nemcsak az áramlás jellege változik meg, hanem a közeg olyan fizikai karakterisztikái is, mint például a hőmérséklet eloszlása adott szélességi kör mentén. A sugárirányban behelyezett fal két oldalán ugyanis kiépül egy hőmérsékleti gradiens ΔT_B mező, amelynek nagysága erősen függ a forgatás sebességétől (Ω) és a hőmérsékleti gerjesztés nagyságától (ΔT). Jellemzően, állandó ΔT mellett ez a ΔT_B lineárisan növekszik Ω függvényében, majd egy kritikus Ω^* elérésre után, pontosabban, a meridionális hőmérsékleti gerjesztés 20-25%-ának elérésével állandó értéket vesz fel.

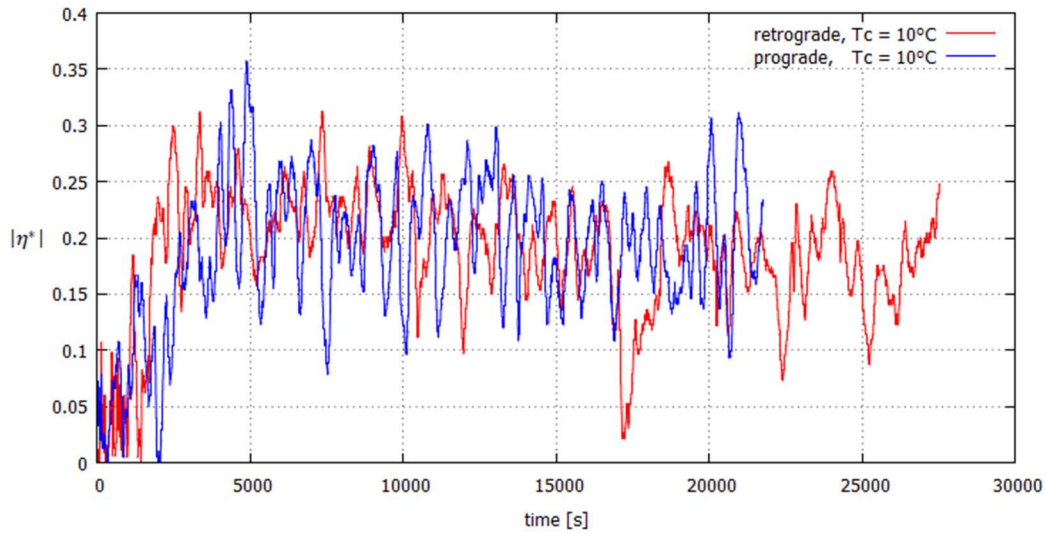
Tekintve, hogy a külső hengerpalást a környezettel, azaz a szoba hőmérsékletével áll termikus kapcsolatban, a gerjesztési hőmérséklet ($\Delta T = T_{room} - T_{cold}$) másnak adódott az általunk elvégzett minden egyes kísérlet során. Ebből kifolyólag, *Rayer et al.*, (1998) nyomán, a 2.4. ábra jelölésrendszere alapján definiáltunk egy, a meridionális gerjesztéssel (ΔT) lenormált, dimenziótlan hőmérsékleti paramétert (η^*), ami az akadály két oldalán lévő térfél átlagos hőmérsékleteinek $\Delta T_B = (T_8 + T_7)/2 - (T_4 + T_6)/2$ gradiensét mutatja meg:

$$\eta^* = \Delta T_B \cdot \Delta T^{-1}. \quad (4.1)$$

Különféle, a 2. fejezetben ismertetett konfigurációk szerint elvégezve a kísérletet, a kapott η^* értékek jól látható egyezést mutatnak a szakirodalomban is olvasott, s fentebb említett összefüggésekkel. Míg ugyanis, nyitott átjáró esetén η^* értékei hosszabb időskálán 0 körül ingadoznak (ami érthető, hiszen az akadály hiányában ΔT_B nem tud kialakulni), addig zárt esetben szisztematikusan egy $\pm 0,2$ átlag körüli fluktuációt figyelhetünk meg (a forgatás irányától függően). Mindez arra enged minket következtetni, hogy az általunk használt forgatási szögsebesség ($\Omega = \pm 2,1$ rad/s) a fentebb említett kritikus Ω^* felett kellett, hogy legyen.

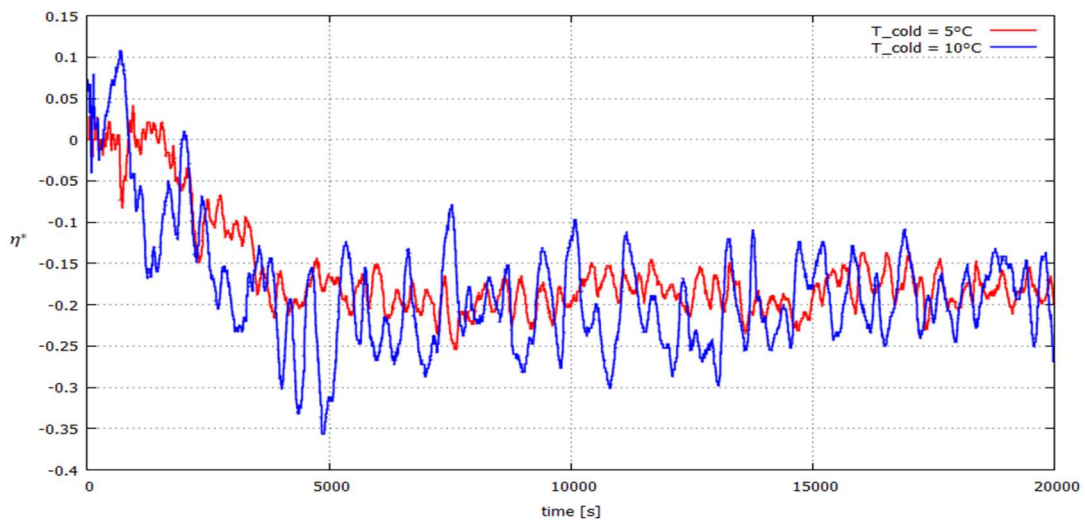
A 4.1 ábrán az látható, hogy teljesen zárt esetben prográd és retrográd forgatástól függetlenül, azt adatsorból számolt η^* értékek abszolútértékei (az abszolútértéknek a

szükségessége, hogy a retrográd, prográd adatokat is egybe lehessen nézni.) szépen egymáshoz simulnak, felvéve az elméletileg lehetséges legnagyobb értéket.



4.1. ábra: Zárt átjáró esetén számolt tipikus $|\eta^*|$ értékek menete a mérés kezdetétől a kísérlet végéig. A belső henger hőmérséklete mindkét esetben $T_{cold}=10^\circ\text{C}$; pirossal a retrográd, késsel a prográd forgatás esetei láthatóak.

Hasonlóan, zárt és prográd eseteket vizsgálva is azt tapasztaljuk, hogy az η^* paraméter értékei együtt haladnak, $-0,2$ -es értékek körül ingadozva. Látszik, hogy különféle gerjesztésektől ($T_{cold}=5$ vagy 10°C) a felvett értékei függetlennek vehetők (ld. 4.2. ábra). Ugyanakkor, a fluktuációban tetten érhetőek jelentős különbségek (nagyobb T_{cold} esetén sokkal jobban szóródnak η^* értékei).

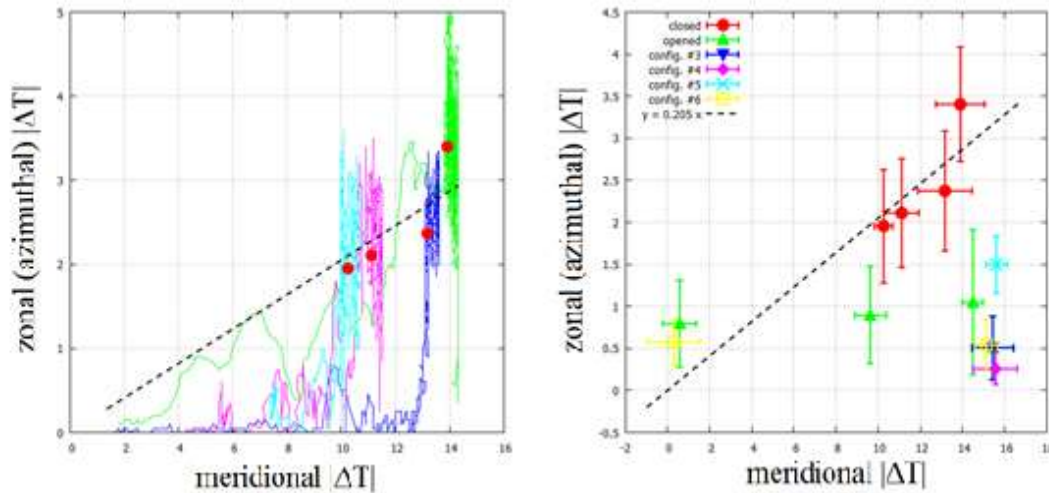


4.2. ábra: Zárt átjáró és prográd irányú forgatás esetén η^* értékeinek az alakulását láthatjuk különféle hőmérsékleti gerjesztések esetén ($T_{cold}=5$ vagy 10°C).

A meridionális hőmérsékleti peremfeltételek függvényében vizsgálva az akadály két oldalán lévő féltérben kialakult átlagos hőmérsékleti gradiens abszolútértékét $|\Delta T_B|$, a 4.3. ábrához jutunk, ahol

$$\Delta T_B = |\eta^* \cdot \Delta T|, \quad (4.2)$$

alakban írható fel, a (4.1) egyenlet alapján.



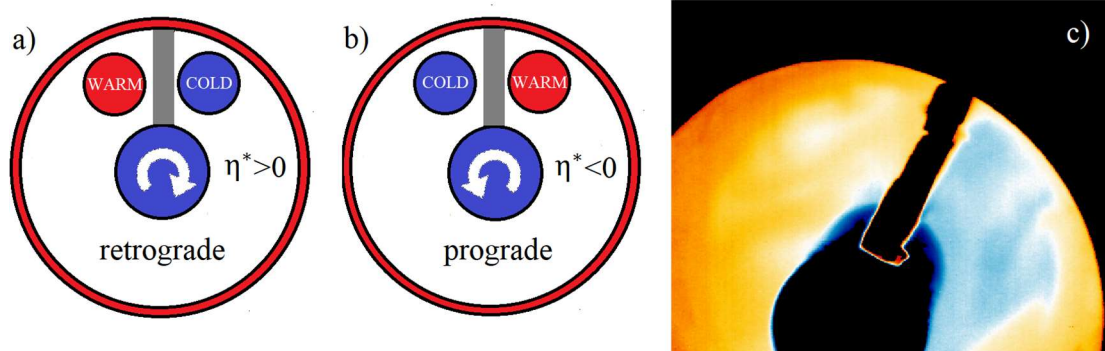
4.3. ábra: A meridionális hőmérsékleti gerjesztés (ΔT) és a zonális hőmérsékletkülönbség (ΔT_B) kapcsolata. A bal oldali ábrán a teljesen zárt „Drake-átjáró”-s kísérletek esetén a rendszer által felvett értékeket (színes vonalak), valamint a tranziens szakasz után kialakuló átlagos értékeket láthatjuk (piros pontok). Ugyanakkor a jobb oldali panel, csak az átlagos értékeket mutatja meg (a hozzájuk tartozó változékonysággal), viszont a teljesen zárt eseteken kívül a nyitott és félig-nyitott (2.3. ábra sorszámozása alapján) esetekről is tájékoztat. A szaggatott vonal, a zárt esetekre (piros pontok) illesztett egyenes.

A bal oldali panel négy mérés időfejlődését mutatja a teljesen zárt konfigurációban. A piros pöttyök ezen „trajektóriák” időátlagát jelölik. A szaggatott vonal az ezekre illesztett egyparaméteres egyenes, melynek meredeksége (és az illesztés hibája) $m=0,205\pm 0,01618$ (7,891%) értékek körül mozog.

Az a tény, hogy egy egyenesre fekszenek a végpontok jól mutatja, hogy a kvázistacionárius állapotot valóban jól jellemzi η^* (teljesen zárt esetben). Az is látszik viszont, hogy maguk az egyes trajektóriák nem követik a 0,2 meredekségű egyenest, vagyis a meridionális ΔT kezdeti változásai (a tranziens) túl gyorsak ahhoz, hogy „adiabatikusnak” tekinthessük, vagyis a rendszer nem egyensúlyi állapotokon halad végig időfejlődése során.

A jobb oldali ábra az egyes mérések során, ugyanakkor csak a rendszer által felvett állapotok átlagértékeit mutatja (a piros pontok ugyanazok, mint a bal oldali panelen), a hozzájuk tartozó szórásokkal. A különböző színek a különböző akadály konfigurációit jelölik (ld. 2.3.

ábra). Látható, hogy nincsen szisztematikus függés a többi mérési elrendezésnél, vagyis ezt a stabil hőmérsékleti anomáliát csak a teljesen lezárt esetben tapasztalhatjuk.



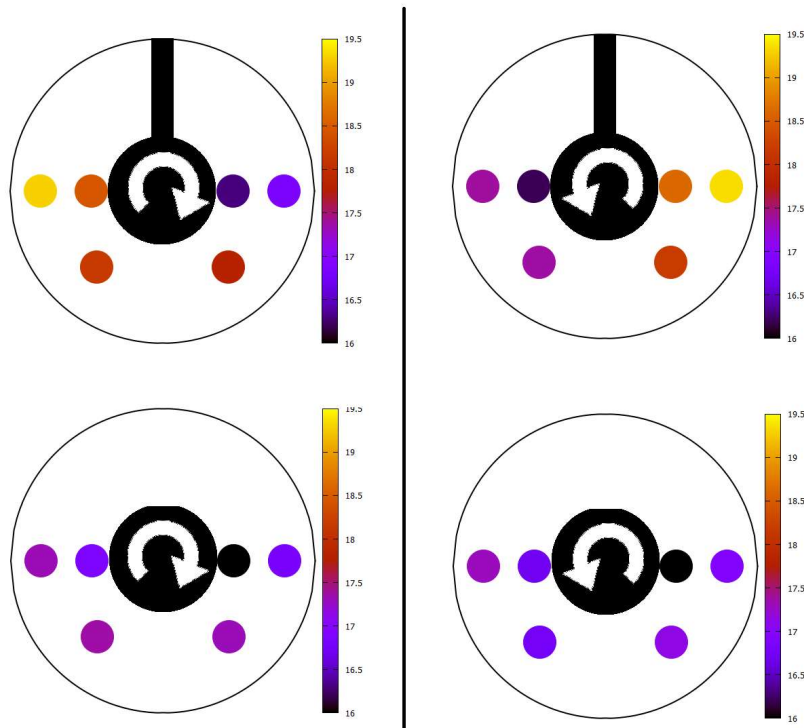
4.4. ábra: Vázlatos rajz a forgótartályban a behelyezett akadály két oldalán kialakuló hőmérsékleti állapotokról. Az (a) és (b) ábrákon jól látható, hogy a forgatás szögsebességének irányával van összefüggésben, hogy a behelyezett fal melyik részén alakul ki a hideg és meleg terület (ld. 4.2 fejezet). Ennek értelmében η^* definíciójából adódóan változtatja az előjelét a forgatás függvényében. A (c) ábra egy retrográd forgatású kísérletről készült infravérvételt mutat.

A méréseink során azt vettük észre, hogy a forgatás irányával (retrográd vagy prográd) összefüggésben, zárt esetben, a behelyezett akadály két oldalán szisztematikus, ellentétes előjelű időben változóan fluktuáló hőmérsékleti anomáliák alakulnak ki. A jelenséget megfigyelhetjük, az infravörös tartományban készült felvételeken is; jól láthatók az adott szélességi kör mentén, az akadály két oldalán kialakuló hőmérsékletkontrasztok. Ennek a jelenségnek egy vázlatos rajza látható a 4.4-es ábrán.

A 4.5. ábra a tartályban kialakuló tipikus átlagos hőmérsékleteket mutatja a mérés megkezdése utáni 10000-15000 s szakaszban, tehát amikor az áramlás már egyensúlyi állapotba került, különféle geometriai (zárt, nyitott) és forgatási (prográd, retrográd) konfigurációk esetén.

A hőmérsékletskála ugyanaz minden képen, jól látszódik, hogy egy nagy meleg anomália alakul ki az akadály mellett a 4.4. ábrán ismertetett sematika szerint a megfelelő oldalon. Ilyen meleg területet ugyanakkor az akadály nélküli esetben vagyis az alsó képeken egyáltalán nem látunk.

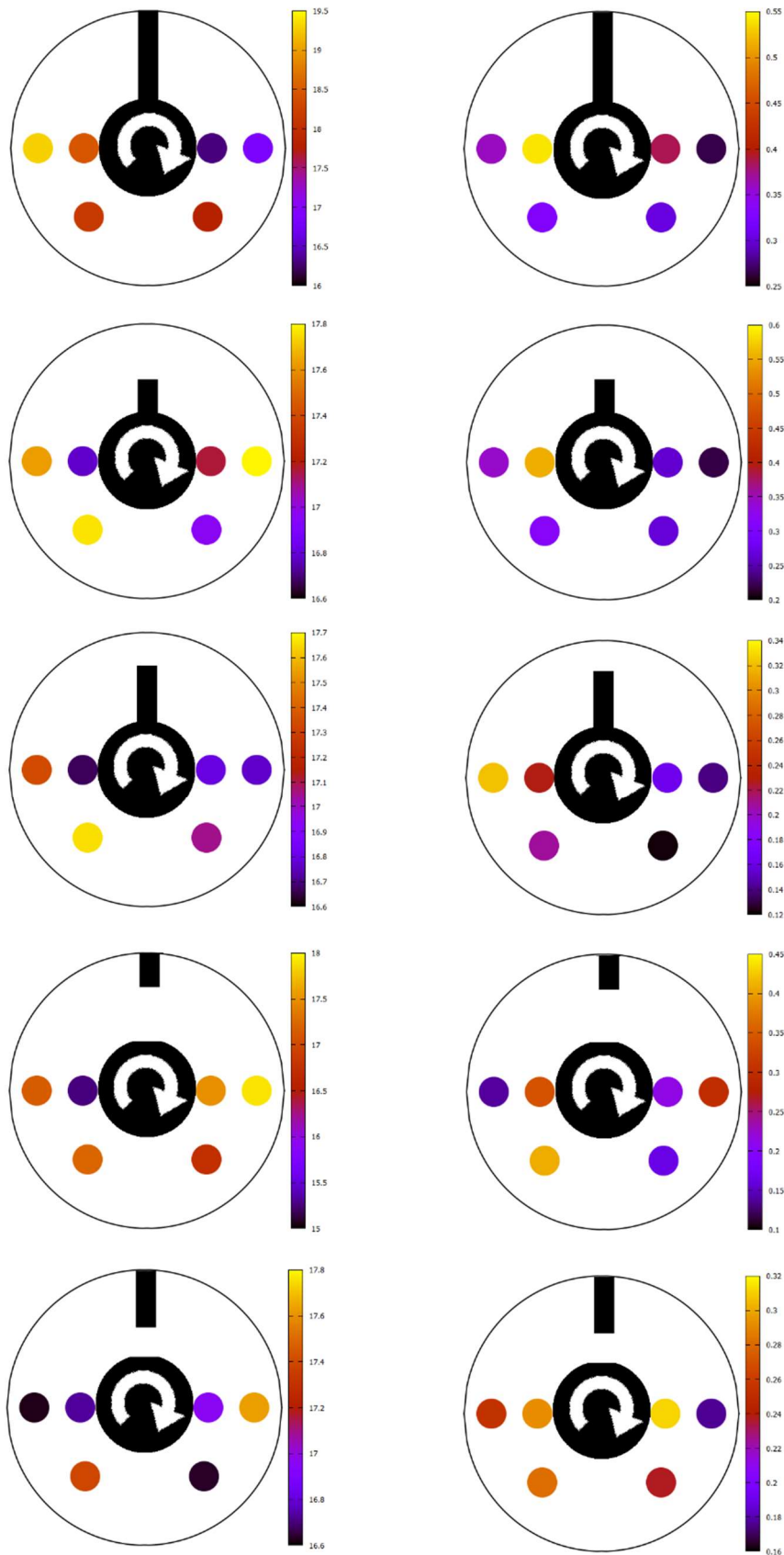
Az ábrán továbbá nagyon szépen kirajzolódik, a korábban, az η^* paraméternél már bemutatott, forgatási iránytól független szimmetria az adatokban. Látszik, hogy milyen szépen teljesül a tükrözés a prográd-retrográd összevetésben.



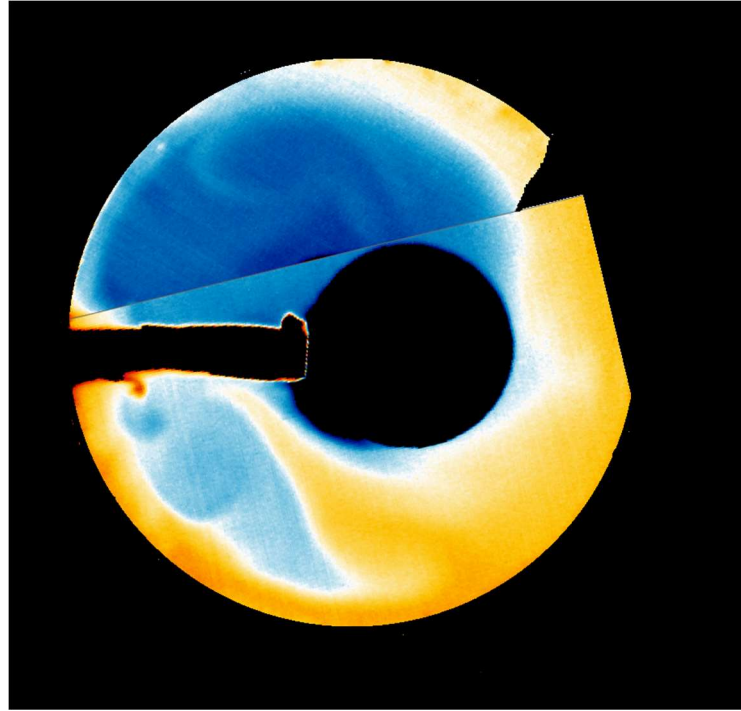
4.5. ábra: A méréseink során kialakuló átlagos hőmérséklet a mérési pontokban. Zárt illetve nyitott, valamint prográd és retrográd konfigurációkat láthatunk. A belső henger hőmérséklete $T_{cold}=10\text{ }^{\circ}\text{C}$.

A 4.6. ábra csupa retrográd kísérletet mutat (és csak azokat ahol van valamekkora akadály, vagyis a teljesen nyitottakat nem). A felső sor, a 4.5. ábrához hasonlóan a tranziens periódus kihagyásával, a mérés megkezdése utáni 10000-15000s szakasznak az átlagát jelöli, míg az alsó az ezekhez tartozó szórást. Látható, hogy a szórások az akadály „mögötti” térfélben a legnagyobbak, és az is jellemző, hogy minden esetben a „hideg” henger közelében van az adatok legnagyobb fluktuációja.

A 4.4. ábrán bemutatott, és 4.5. ábránál is tárgyalt, az akadály hatására kialakuló hőmérsékleti „meleg” anomáliák fluktuációjának kialakulására adhatunk első körben magyarázatot, ha figyelembe vesszük a 4.7. ábrát, ami 2 db képből, pár perc időkülönbséggel infratartományban készített panorámafelvétel. A képen megjelenik az akadály meleg oldalán egy hideg kitüremkedés, aminek oszcilláló viselkedése előidézhetheti a területen mért hőmérsékletek rendkívül fluktuáló viselkedését.



4.6. ábra: A képen azt láthatjuk, hogyan alakul az áramlási térben (retrográd forgatás; $T_{cold}=10$ °C) a hőmérők által mért hőmérsékleti értékek átlaga (baloldali oszlop) és szórása (jobboldali oszlop) az egyes geometriai elrendezések (zárt „Drake-átjárós” helyzetek) függvényében.



4.7. ábra: A forgatott tartályban felépülő hőmérsékleti mezőről (teljesen zárt, retrográd forgatás, $T_{cold}=5^{\circ}C$) készült infrakamerás felvételek megszerkesztett „panorámakép” változata.

A kérdés, hogy ezeknek a szórásoknak mik az időbeli korrelációs mintázatai. Ennek vizsgálatára EOF-analízist végeztünk el. (ld. 4.2 fejezet).

4.2 A hőmérsékletfluktuációk mintázata

A tartályban mért hőmérsékleti fluktuációk magyarázatának céljából ún. „Empirical Orthogonal Function” (EOF)- analízist (*aka* „Principal Component Analysis” (PCA)) alkalmaztunk. Az EOF-analízis egy, a térben és időben változó struktúrájú fizikai terek (500Z, SST, stb.), és különféle nagytérségű éghajlati oszcillációs folyamatok (ENSO, NAO) elemzésére használatos módszer. Lényege, hogy megkeresi a térbeli és időbeli változékonyság mintázatát és megméri, hogy mennyire „fontosak” az egyes mintázatok.

A mezősorok legnagyobb fluktuációval terhelt állapotai („módusai”) megjelenítése alapján, különféle struktúrák mutathatók ki a fizikai terekben az adott fázishoz kapcsolódóan. Az analízis során a hőmérsékleti mezőt egymástól független, korrelálatlan (ortogonális) módusok segítségével építjük fel, azaz empirikus ortogonális függvényeket használunk a sajátvektorok felírásakor, azzal a céllal, hogy minél kevesebb adatból rekonstruáljuk az adatsor változékonyságát.

Ezeknek az EOF-módusoknak a legnagyobb és legkisebb értékei jelölik ki a fizikai terek akciócentrumait. S míg, a magasabb sorszámú sajátvektorok a hőmérsékleti mező finomsztruktúráját írják le, a mező lényeges vonásaiért, ahogyan azt látni fogjuk, az első néhány sajátvektor a felelős!

Maga a feladat visszavezethető a kovarianciamátrixra felírt sajátértékprobléma megoldására (Navarra és Simoncini, 2010):

$$RC = C\Lambda, \quad (4.3)$$

ahol $R = F^t F$ a megfigyelésekből (n db megfigyelés, p db mérési pontban) előállított F adatsor kovarianciamátrixa; Λ egy diagonális mátrix ($p \times p$), ami tartalmazza λ_i sajátértékeket R -nek; c_i oszlopvektorai C mátrixnak ($p \times p$) pedig a megfelelő λ_i -ikhez tartozó sajátvektorokat jelölik. Az eredmények értelmezéséhez érdemes felírunk a kovarianciamátrixot:

$$R = \lambda_1 c_1 c_1^t + \lambda_2 c_2 c_2^t + \dots + \lambda_p c_p c_p^t \quad (4.4)$$

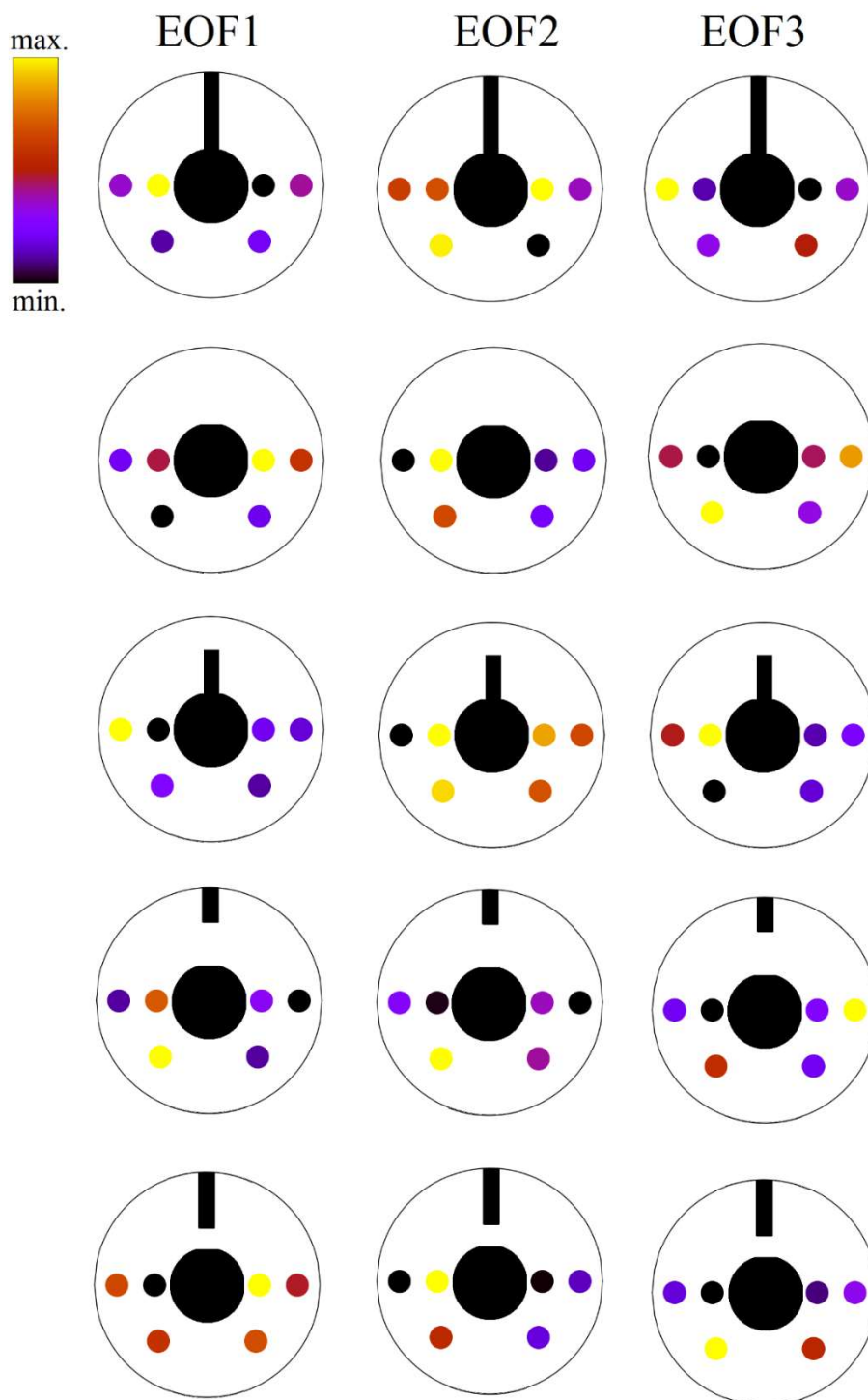
alakban, sajátértékek és sajátvektorok lineáris kombinációjaként. Látható, hogy minden egyes λ_i sajátérték azt fejezi ki, hogy az adott módus mekkora részben írja le az adatainkban található változékonyságot. (A meteorológiai és oceanográfiai jelenségeknél, jellemzően az csak az első néhány $k \ll p$ módus jelentős!)

A 4.8-as ábrán (retrográd forgatás, $T_{cold}=10^\circ\text{C}$) különböző geometriai konfigurációk mellett az EOF-analízissel számolt sajátvektorok (EOF) képe (míg a 4.9-es ábrán a hozzájuk tartozó sajátértékek kumulatív összege ($\lambda_i / \sum \lambda_i$)) látható. (Hasonlóan az előzőkhöz, itt is a mérési adatainknak a 10000-15000s közötti tartományban készült részét vizsgáltuk.)

Megfigyelhető, hogy a (legalább részben) zárt konfigurációk esetén jellemzően a legjelentősebb EOF (EOF1) ellentétes előjelű értéket vesz föl a 8-as és a 7-es hőmérő helyén (ld. 2.4. ábra). Vagyis a korábban tárgyalt meleg anomália megjelenése az akadály „mögött” együtt jár ugyanezen tartományban a meridionális irányú korrelált különbség felerősödésével, mely arra utal, hogy az alábukó („overturning”) vízkörzésben is erős fluktuációk jelentkezhetnek itt.

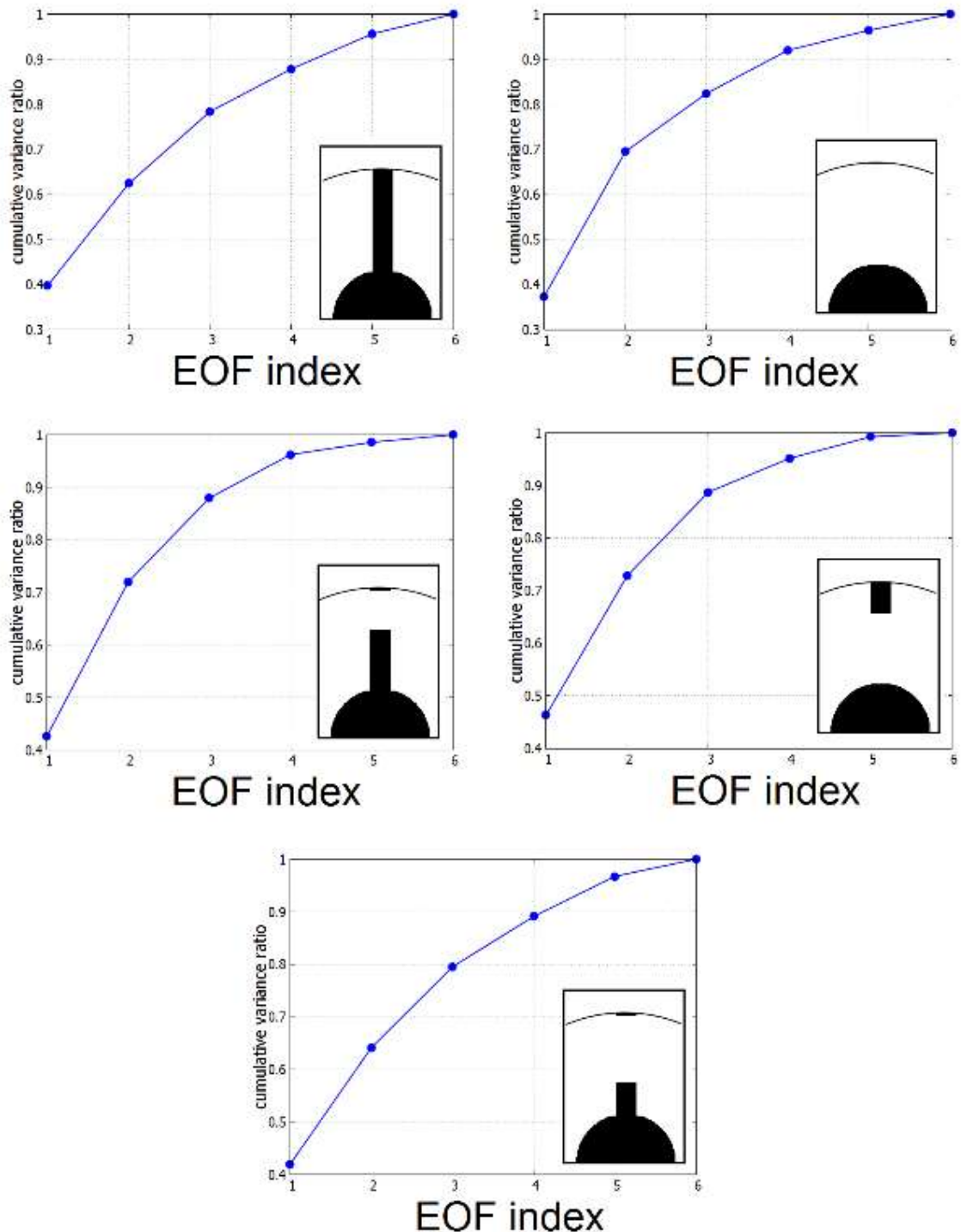
Megvizsgáltuk a különböző EOF-ekhez tartozó időfüggő „kifejtési együtthatók” időbeli fejlődését is. A 4.10-es ábra a legnagyobb változékonyságot hordozó EOF1 főkomponensének (ún. „principal component”, PC) standardizált idősorát mutatja a teljesen

zárt (főnt) és a nyitott (lent) konfigurációk esetén (minden esetben $T_{cold}=10\text{ °C}$ -ot állítottunk be). Mindkét esetben retrográd (piros görbék) és prográd (szaggatott kék görbék) kísérletekből származó idősorokat is ábrázolunk. Jól látható, hogy alapvető különbség jelentkezik a két konfiguráció között: a teljesen zárt esetben megjelenik egy 1000 s-os karak-

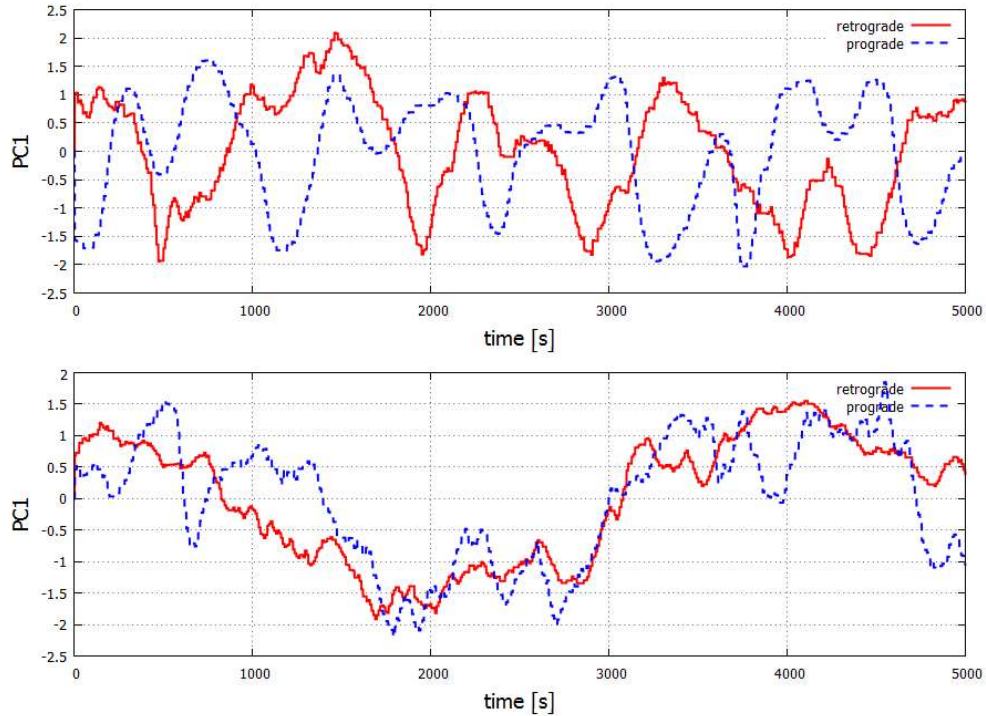


4.8. ábra: Az EOF-analízis eredményeképpen, (retrográd forgatás, $T_{cold} = 10\text{ °C}$) különféle geometriai konfigurációira (teljesen zárt, teljesen nyitott, félig zárt) kapott 3 legfontosabb módus (EOF1, EOF2, EOF3) térbeli mintázatát láthatjuk.

terisztikus idejű változékonyság, míg a teljesen nyitott esetben egy sokkal hosszabb, körülbelül 4000s –os periódusidőt láthatunk.



4.9. ábra: Számszerűsítettük, hogy az egyes konfigurációkban a 4.8. ábra összes ilyen „korreláció mintázata” (6db) kumulatív mekkora részben járul hozzá a teljes változékonyságához az adatoknak. Az ábra alapján egyértelműen látszik, hogy gyakorlatilag az EOF1, EOF2, EOF3 módusok sikerrel magyarázzák az adatsor fluktuációjának döntő részét és tekintve, hogy a többi sajátvektorhoz tartozó sajátérték kicsi, zajként interpretálhatóak.



4.10. ábra: A hőmérsékleti fluktuációkat legnagyobb mértékben leíró EOF1 módus „súlytényezőiből” készült standardizált időszora a hőmérők által (6 db) mért jelnek; zárt (felül) és nyitott (alul) esetekben.

A fentiekhez hasonló PC-idősorokból előállított, diszkrét Fourier spektrumokat készítettünk a vizsgált akadálykonfigurációkhoz, melyeket a 4.11-es ábra mutat. Jól látható a teljesen zárt eset (piros görbe) markáns csúcsa 1000 s-nál és az is, hogy ebben a 800 s és 1800 s közötti periódusidő-tartományban minden részlegesen zárt konfiguráció nagyobb amplitúdókat mutat, mint a nyitott eset (vastag zöld szaggatott vonal).

Ezek az oszcillációk olyan áramlási módusok megjelenésére utalnak, melyek a „klasszikus” teljesen nyitott elrendezésben - ahol a peremfeltételek nem teszik lehetővé a tartós, azimutális irányú hőmérsékletgradiens kialakulását - nem alakulnak ki.

Rendszerünkben az áramlás jellemző U sebessége megbecsülhető (Provenzale et al., 2016) egy egyszerű formula alapján:

$$U \approx \alpha g \Delta T D \cdot (2\Omega r_0)^{-1}, \quad (4.5)$$

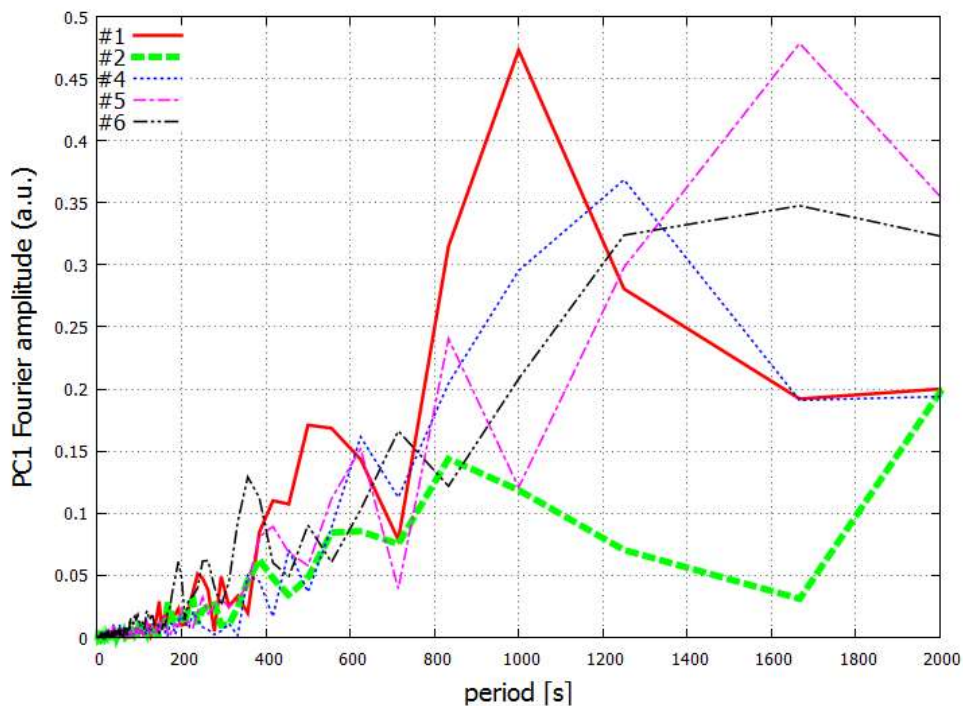
ahol $\alpha = 4,3 \times 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ a víz hőtágulási együtthatója, D a vízmélység (5 cm), a rendszer karakterisztikus méretskáláját, az $r_0 = 2\pi(a+b)/2$ kerületnek vettem, amire 61 cm adódik. A ΔT helyére írjuk be az azimutális hőmérsékletkülönbség jellemző értékét (ld. 4.3. ábra), ez legyen pl. 2°C .

A becslés arra vezet, hogy az áramlás jellemző sebessége $U \sim 0,0012$ m/s, vagyis mm/s-os nagyságrendű. Vagyis az azimutális irányú „körbeérési idő” jellemzően $t = 0,61 \text{ m} / (0,0012 \text{ m/s}) \sim 500$ s.

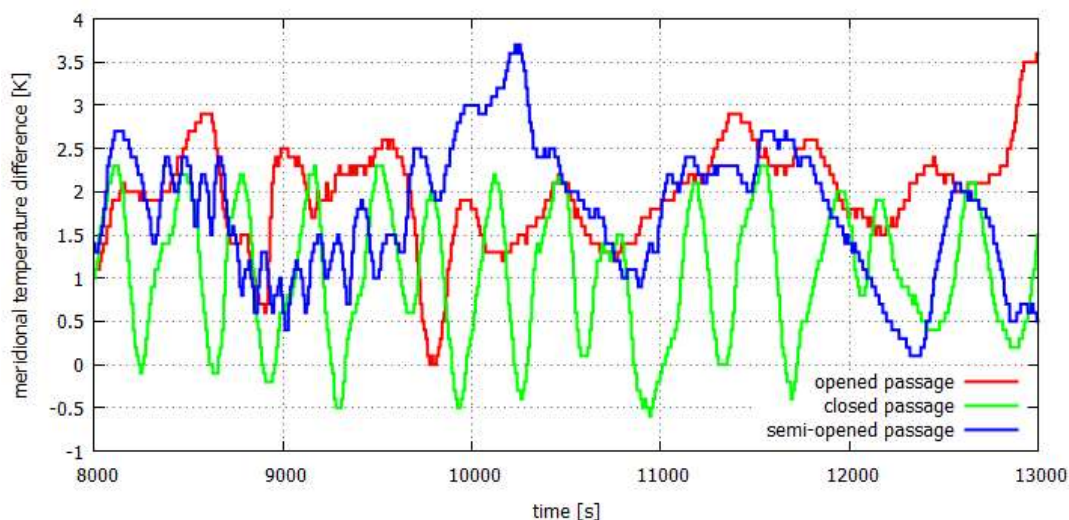
Ezt a nagyságrendet igazolják a megfestéses Lagrange-i folterjedési vizsgálataink is, ahol azt találtuk, hogy az akadály helyével átellenben levő pontból indított festékfoltok teljesen zárt (#1) konfigurációban 6-10 perc alatt érték el az akadályt a rendszerben.

A teljesen zárt esetben megjelenő EOF1-mintázat oszcillációjának időskálája tehát arra utal, hogy ez a változékonyság a meleg anomália térbeli haladásával lehet kapcsolatos.

A vízfelszín közeli meridionális hőmérsékletkülönbség (T4-T6, ld. 2.4. ábra) mérésekből (4.12. ábra) minden úgy tűnik, hogy monoton módon változik; nyílt átjárós esetben (piros vonal) a legnagyobb az átlagos hőmérsékleti kontraszt, majdnem 1°C fokkal nagyobb, mint zárt átjáró esetén (zöld vonal). Ez a tapasztalati eredmény is alátámasztja a szakirodalomban is olvasott, és korábban már említett jelenséget (Chu et al., 1998), miszerint egy radiális akadály kivételének hatására, az áramlási térben (aka Drake-átjáró kinyílása a valóságban) felerősödő ACC, növekvő meridionális hőmérsékleti gradienst hoz létre.



4.11. ábra: A 4.10-es ábra PC-idősoraiból készült Fourier transzformációk láthatóak a tartály különböző geometriai konfigurációi alapján (ld. 2.4. ábra).



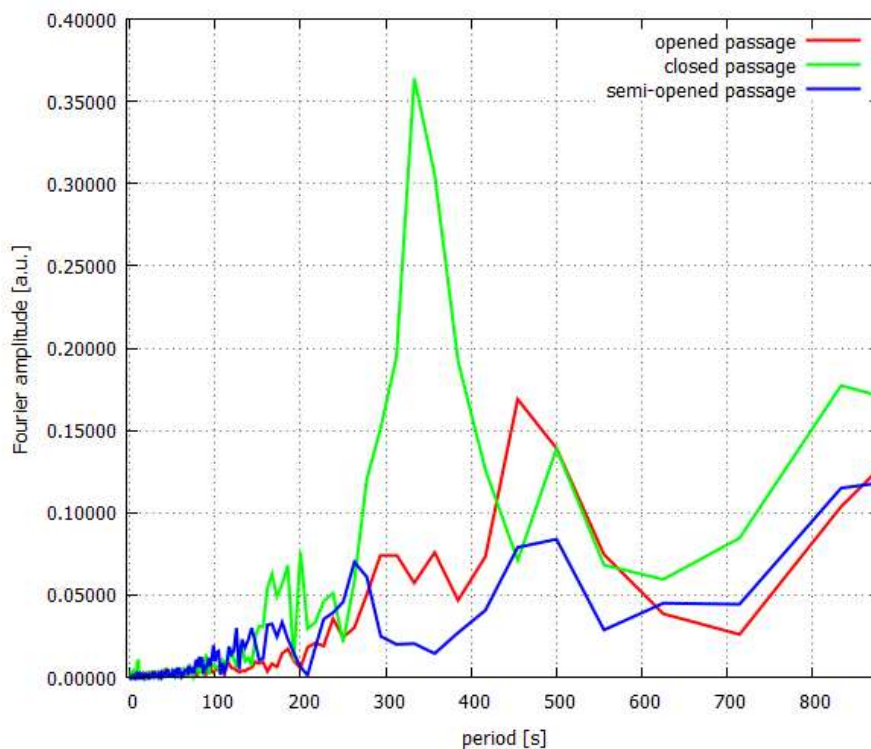
4.12. ábra: A meridionálisan elhelyezett (2.4. ábra alapján) hőmérők által mért különbségek ($T_4 - T_6$) a stacionárius állapot elérése utántól, különféle „záródási” konfigurációk esetén (prográd esetben, $T_{cold} = 5^\circ\text{C}$)

Ugyanakkor fontos észrevétel, hogy a zártabb elrendezésekhez tartozó kisebb hőmérsékletkülönbségek nagyobb varianciát is eredményeznek egyben a mért adatsorban.

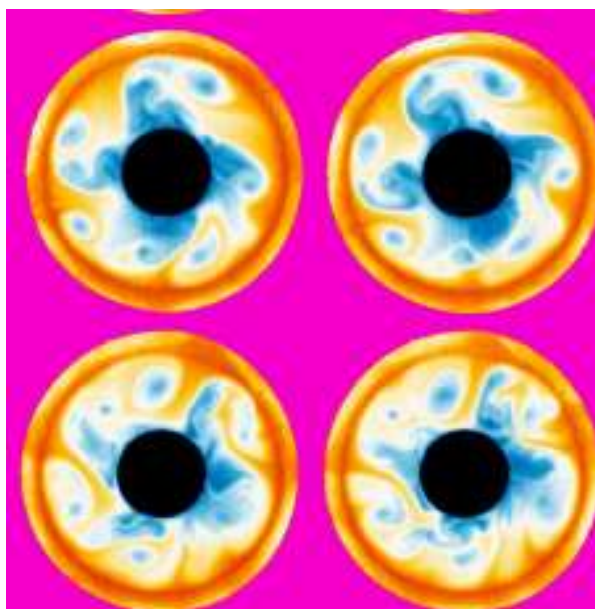
Az adataink meridionális hőmérsékletkülönbségeinek Fourier transzformációját elvégezve (ld. 4.13. ábra), egy feltűnően nagy Fourier csúcsot figyelhetünk meg kis periódusidőknél (334 s). A nagyobb periódusidőknél (450-470 s) is mindig van csúcs, ugyanis ez feleltethető meg a baroklin instabilitásból származó planetáris hullámoknak (ld. 4.14. ábra).

4.1. táblázat: A különböző „szélességi körökön” mért hőmérsékleti adatokból nyert meridionális hőmérsékletkülönbségek számszerű statisztikai legfontosabb jellemzőit összefoglaló táblázat különböző konfigurációkban.

	opened passage	closed passage	semi-opened (#6) passage
átlag	1.93 °C	1.0261 °C	1.7721 °C
szórás	0.5743 °C	0.7792 °C	0.7612
legnagyobb Fourier csúcs helye	455 s	334 s	475 s (263 s másodlagos csúcs)



4.13. ábra: A 4.12-es ábrához kapott adataink Fourier transzformációja során nyert diagram, különféle konfigurációk esetén.

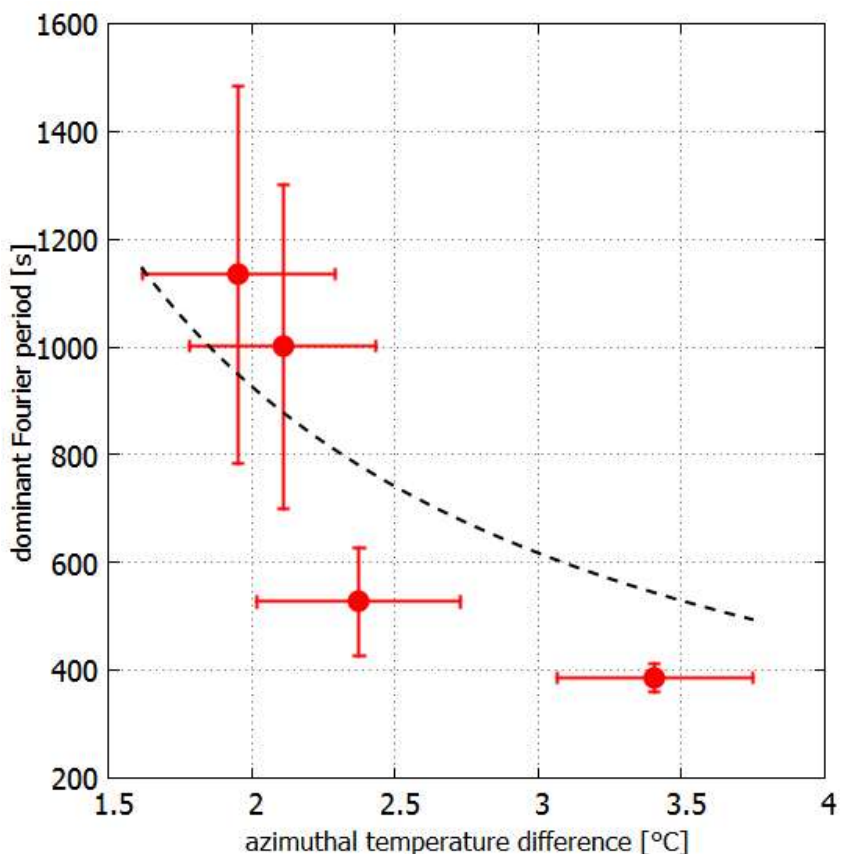


4.14. ábra: Infravörös felvételek sorozata a forgatott tartályban kialakuló planetáris hullámokról. A képek (a korábban mutatottakhoz szerint) egy ún. VarioCam nevű készülékkel készültek. A kivehető mintázatok a folyadék tetején létrejövő hőmérsékleti struktúrákat mutatják, tekintve, hogy a kamera által használt 7,5 - 14 μm -es tartomány kevesebb, mint 1 mm-es mélységbe tud csak behatolni a vízfelszínen. (forrás: Kherlenzaya, 2016)

Megvizsgáltuk, hogy a teljesen zárt konfiguráció esetén az EOF1 főkomponens jellemző periódusideje hogyan függ az akadály két oldala között fennálló azimutális hőmérsékletkülönbségtől.

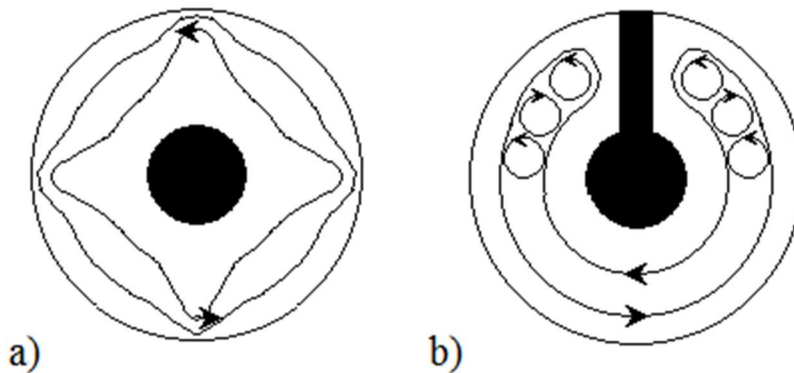
A periódusidők az 4.11. ábrán látott legnagyobb Fourier-csúcsokhoz tartozó értékek, hibának pedig e csúcsok félértékszélességét adtuk meg. Az azimutális hőmérsékletkülönbség fluktuációját a 4.3. ábrához hasonlóan az idősorok ΔT_B szórásából állapítottuk meg. Eredményeinket a 4.15. ábrán foglaltuk össze. A domináns periódusidők a nagy hibahatárok ellenére is egyértelmű csökkenő trendet mutatnak, kvalitatív egyezésben a (4.5) formulával, mely alapján a közepsugárral számolt kerületen vett körbeérési idők és a hőmérsékletkülönbség között fordított arányosságot várnánk $O(1000)$ nagyságrendű arányossági tényezővel.

Az adatpontokra az $y = a/x$ hiperbolát illesztve (fekete szaggatott görbe) annak együtthatójára valóban $a=1852 (\pm 248) \text{ } ^\circ\text{C}\cdot\text{s}$ adódik, mely az említett nagyságrendbe esik.



4.15. ábra: A 4.11. ábra legnagyobb Fourier amplitúdóihoz tartozó periódusidők függése látható a meridionális hőmérsékleti gerjesztés (ΔT) függvényében.

Egy radiális akadály behelyezésével az áramlási térbe (Drake- átjáró bezáródása) megfigyelhető, hogy a kör mentén haladó geosztrofikus áramlás visszafordulásra kényszerül az akadály mentén (ld. 4.16. ábra), s ennek hatására megjelennek kisebb örvények elsősorban az akadályhoz közel, melyek hatása periodikusan modulálja a hőmérsékletkülönbség idősorát (ld. 4.12. ábra). Ezen jellegzetessége a kísérletünknek jó egyezést mutat a szakirodalomban olvasott korábbi cikkekkel (Chu et al., 1998; Marshall és Read, 2017).



4.16. ábra (a): Az északi féltekén forgó cirkumpoláris áramlás sematikus 2D-s ábrája. (b): Az óceáni medence elzáródása nyomán módosuló cirkumpoláris áramlat, illetve az arról leszakadó turbulens örvények idealizált képe.

Összefoglalás

Munkánk során egy körülbelül 34 Ma végbement földtörténeti esemény, a Dél-Amerika és az Antarktisz között húzódó Drake-átjáró kinyílásának hatásait vizsgáltuk az óceáni vízkörzésre, az ELTE Kármán Tódor Laboratóriumában. A forgótartályos kísérleteinkben, egy idealizált, szárazföldek nélküli ún. „minimálmodell”-jét alkottuk meg a nagyskálájú légköri és óceáni folyamatoknak, s az adatok statisztikai elemzésével a következő észrevételekhez jutottunk:

- *Rayer et al.*, (1998) nyomán definiáltunk egy ún. η^* paramétert, amely felírható a tartályban lévő akadály két oldalán kiépülő azimutális irányú ΔT_B –nek függvényeként. Láttuk, hogy az előzetes várakozásoknak megfelelően, η^* értéke a kísérleteinkben a tranziens szakasz lecsengését követően megegyezik a meridionális gerjesztési hőmérséklet abszolútértékének $|\Delta T|$ körülbelüli 20%-ával, valamint, hogy ennek nagysága független ΔT -től és a forgatás irányától.
- Az infraképeken megfigyelhető, hogy a forgatás irányának (retrográd, prográd) függvényében, az akadály egyik oldalán egy meleg, a másikon pedig hideg anomália alakul ki. Az áramlási térben elhelyezett hőmérők adataiból szépen kirajzolódik, hogy a meleg anomália területén jelentős fluktuáció érhető tetten.
- Ezeknek a változásoknak a tér és időbeli alakulásainak vizsgálatára EOF-analízist és diszkrét Fourier-transzformációt hajtottunk végre. Az eredményekből világosan látszik, a meleg oldalon kialakuló, belső tartályhoz közelebbi, és távolabbi pontok között létrejön egy meridionális irányú negatív korreláció, amely dominálja az EOF1 módus időfejlődését, 1000s –os periódusidejű változékonyságokat generálva. Lagrange-i folterjedési vizsgálataink arra engednek minket következtetni, hogy ezen terület erős fluktuációja nagyságrendileg megegyezik a meleg anomália térbeli haladásával, amit az infrakamerás képeink megerősítenek.
- Eredményeink összhangban vannak a nyári gyakorlat keretében elvégzett laborméréseinkkel. Az adatok Fourier spektrumából megfigyeltük, hogy nagyobb hőmérsékleti gerjesztések esetén a (4.5) képlettel összhangban, gyorsabban terjedő hullámok, azaz kisebb periódusidejű fluktuációk lépnek fel ilyenkor a hőmérsékleti idősorainkban.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretném megköszönni Vincze Miklósnak, a sok segítséget, amit témavezetőként nyújtott a jelen dolgozat megírásához. Kitartó támogatása és segítsége nélkülözhetetlen volt a dolgozat befejezéséhez és nagyban hozzájárult a szakmai fejlődésemhez.

További köszönet dr. Tasnádi Péter tanár úrnak, a hasznos tippekért a dolgozat megírásával kapcsolatban.

Irodalomjegyzék

- Boyd, P. W., P. W. Dillingham, C. M. McGraw, E. A. Armstrong, C. E. Cornwall, Y.-y. Feng, C. L. Hurd, M. Gault-Ringold, M. Y. Roleda, E. Timmins-Schiffman and B. L. Nunn, 2015: Physiological responses of a Southern Ocean diatom to complex future ocean conditions. *Nature Climate Chang*, 6, 207.
- Chu, P. C., S. H. Lu and Y. Chen, 1998: Effects of Drake passage on the global climate change. Ninth Conference on Global Change, American Meteorological Society, 261-265.
- Cox, M., 1989: An idealized model of the world ocean. Part I: the global scale water masses. *J. Phys. Oceanogr.* 19, 1730-1752.
- Czelnai, L., 2016: Felhőtlen égbolt infravörös sugárzásának vizsgálata. Szakdolgozat, ELTE Meteorológiai Tanszék, Budapest (témavezető: dr. Jánosi Imre Miklós). 45p.
- Duriscoe, D. M., Ch. B. Luginbuhl, Ch. A. Moore, 2007: Measuring night-sky brightness with a wide-field CCD camera. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 119, 192-213.
- Gyüre, B., I. Bartos, and I.M. Jánosi, 2007: Nonlinear statistics of daily temperature fluctuations reproduced in a laboratory experiment. *Physical Review E*, 76, 037301.
- Hide, R. & P.J. Mason, 1975: Sloping convection in a rotating fluid. *Advances in Physics*, 24:1, 47-100.
- Hide, R., 1958: An experimental study of thermal convection in a rotating liquid. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 250, 441-478.
- Jánosi, I. M., P. Kiss, V. Homonnai, M. Pattantyús-Ábrahám, B. Gyüre, and T. Tél, 2010: Dynamics of passive tracers in the atmosphere: laboratory experiments and numerical tests with reanalysis wind fields. *Physical Review E*, 82, 046308.
- Kherlenzaya, A., 2016: Infrakamerás mérés. Jegyzőkönyv, ELTE Fizikai Intézet, Kármán Laboratórium, Budapest (mérésvezető: dr. Jánosi Imre Miklós).
- Larcher, T. Von, S. Viazzo, U. Harlander, M. Vincze, A. Randriamampianina, 2018: Instabilities and small-scale waves within the Stewartson layers of a thermally driven rotating annulus. *Journal of Fluid Mechanics*, 841, 380-407.
- Marshall, S. D., P. L. Read, 2017: An experimental investigation of blocking by partial barriers in a rotating baroclinic annulus. *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics*.
- McCoy, D. T., S. M. Burrows, R. Wood, D. P. Grosvenor, S. M. Elliott, P.-L. Ma, P. J. Rasch, D. L. Hartmann, 2015: Natural aerosols explain seasonal and spatial patterns of Southern Ocean cloud albedo. *Science Advances*.
- Navarra, A., V. Simoncini, 2010: *A Guide to Empirical Orthogonal Functions for Climate Data Analysis*. Springer Science+Business Media B. V.
- Provenzale, A., et al., 2016: *The Fluid Dynamics of Climate*, CISM International Centre for Mechanical Sciences, Udine.
- Rayer, Q. G., D. W. Johnson & R. Hide, 1998: Thermal convection in a rotating fluid annulus blocked by a radial barrier. *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics*, 87:3-4, 215-252.
- Tél, T., 2003: *Környezeti áramlások*. ELTE Elméleti Fizikai Tanszék, Budapest.

- Vincze, M., S. Borchert, U. Achatz, T. von Larcher, M. Baumann, C. Liersch, S. Remmler, T. Beck, K. D. Alexandrov, C. Egbers, J. Fröhlich, V. Heuveline, S. Hickel, U. Harlander, 2015: Enchmarking in a rotating annulus: a comparative experimental and numerical study of baroclinic wave dynamics. *Meteorologische Zeitschrift*, 23 (6), 611-635.
- Vincze, M., ID. Borgia, U. Harlander, 2017: Temperature fluctuations in a changing climate: an ensemble-based experimental approach. *Scientific Reports*, 7 (1).