

Hőmérsékletkülönbség-hajtotta geofizikai áramlások laboratóriumi modellezése forgatott hidrodinamikai rendszerben

Tudományos Diákköri Dolgozat

Lezárás dátuma: 2013. január 5.

Készítette:
Béni Kornél
Fizika BSc III

Témavezetők:
Dr. Jánosi Imre
Dr. Tél Tamás

ELTE TTK
Fizikai Intézet
Kármán Környezeti Áramlások Laboratórium
2013

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	3
2. Kísérleti elrendezés.....	3
3. A hőkamera.....	6
4. Mérési eredmények.....	7
5. Belső Rossby-sugár, baroklin instabilitás.....	11
6. Időbeli és térbeli variancia	13
7. Coriolis-hatás, Kelvin–Helmholtz-instabilitás, jet	17
8. A turbulencia jellemzése	22
9. Összefoglalás.....	30
10. Irodalomjegyzék.....	31
11. Köszönetnyilvánítás	32

1. Bevezetés

A nagyléptékű légköri és óceáni áramlási rendszer legfontosabb hajtóerői a meridionális (azaz a sarkvidékek és az Egyenlítő közötti) hőmérséklet- illetve sűrűségkülönbség, valamint a bolygónk forgásából származó Coriolis-erő. A Kármán Környezeti Áramlások Laboratóriumában lehetőség nyílik a hidrodinamikai hasonlóság elve alapján ezeket, a valóságban több ezer kilométeres jellemző méretű áramlásokat laboratóriumi skálán, kísérletileg vizsgálni.

A diákköri munka során ilyen, hőmérsékletkülönbség-hajtotta óceáni áramlásokat modelleztünk egy forgatott laboratóriumi kádban. Az egyik oldalán fűtött, másikon hűtött medencében a hőmérsékletkülönbség következtében áramlás jön létre. A forgatás miatt fellépő Coriolis-erő hatására az áramlási kép a légkörnél és óceánoknál megismerthez hasonló jelleget ölt. A vizsgálataink alapja, hogy egy együttforgó infravörös kamerával a felszíni hőmérsékletet mérjük, egytized fokos pontossággal. Az így nyert nyers, nagyfelbontású infravörös felvételeket a méréseket követően digitális képfeldolgozási módszerekkel elemezzük. Ilyen módon jól elkülöníthetővé válnak a vízfelszín azonos hőmérsékletű tartományai és az áramlás mintázata. Eredményeink alapján átfogó képet kaphatunk a légköri és óceáni áramlások természetéről, melyek ismerete alapvető fontosságú a klimatológiai és oceanográfiai kutatások szempontjából.

2. Kísérleti elrendezés

A Flutz-féle kísérlet [1,2] óta ismert, hogy jól megválasztott paraméterek mellett a légköri és óceáni folyamatok néhány dm-es méretben és legfeljebb órás időskálán jól vizsgálhatók laboratóriumban.

A kísérleteket a Kármán Környezeti Áramlások Laboratóriumában hajtottuk végre. A méréshez egy három részre osztott plexikádat használtunk, amelynek a középső részében lévő víz hivatott az áramlásokat modellezni. A lapos aljú kádat $H=10\text{cm}$ vízmélységig töltöttünk fel csapvízzel.

2.1 Meridionális hőmérsékletkülönbség

Az áramlás fő hajtóereje a hőmérsékletkülönbség. A természetben a Napból érkező hőmérséklet-sugárzás térbeni változékonysága hozza létre a hőmérséklet-gradienst. Ezt laboratóriumi körülmények között, a víztömeg hűtésével, illetve fűtésével modelleztük. A hűtésre víz-jég keveréket használtunk, melyet a kádból sárgaréz lemezzel leválasztott részbe töltöttünk. Ennek köszönhetően, akárcsak az északi sarkvidéken, a kád ezen oldalán a víztömeg folyamatos hűtésnek van kitéve. A szemközti falon egy korong alakú fűtőegységet helyeztünk el, amely fűtőszál segítségével egyenletesen és közvetlenül melegíti a középső tartályban lévő víztömeget (lásd: 2.1. ábra). Az egység teljesítménye $P=53\text{W}$, a korong $A=63\text{cm}^2$ területét figyelembe véve ez $0,85\text{W/cm}^2$ hőfluxust jelent.

2.2 Forgatás

A nagyléptékű környezeti áramlások képét jelentős mértékben befolyásolják a Föld forgásából származó tehetetlenségi erők, melyek közül a legjelentősebb a Coriolis-erő. A kísérlet során a vizet tartalmazó medencét egy állítható forgási sebességű asztalra helyeztük, mellyel egyenletesen, $T=3\text{s}$ -os periódusidővel forgattuk az óceáni medence modellezésére szolgáló kádat. A forgatási körfrekvencia így $\Omega=2\pi/T=2,09/\text{s}$. A Coriolis-erő $\vec{\Omega}$ szögsebességgel forgatott vonatkoztatási rendszerben:

$$\vec{F} = 2m(\vec{v} \times \vec{\Omega}).$$

Ha a rendszer pozitív irányban mozog, akkor a Coriolis-erő a sebesség irányához képest jobbra, a sebesség nagyságával és a forgatás szögsebességével arányos erővel téríti el a folyadékelemet.

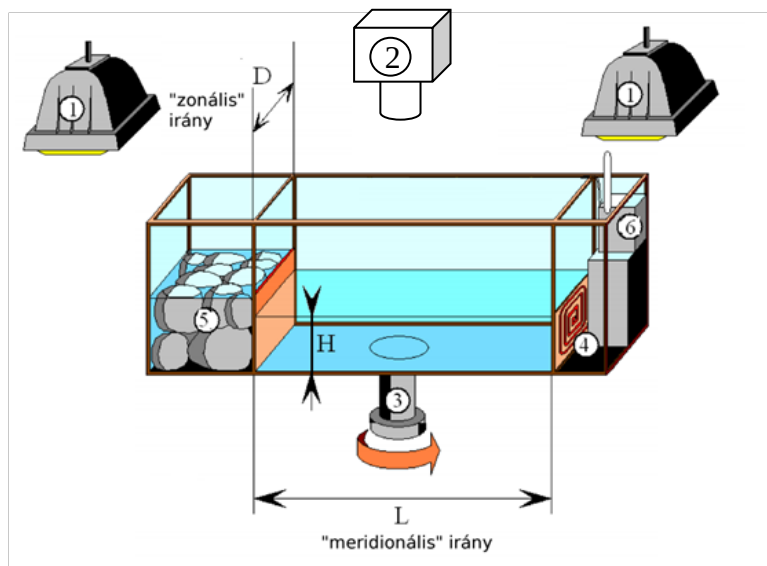
Az elrendezésben egy látszólag jelentős eltérés a Földhöz képest az, hogy a forgástengely a kád közepén található, míg a Föld esetében az északi-sarkpontban. Ennek ellenére elrendezésünk hűen modellezi a Coriolis-hatást, ugyanis a Coriolis-erő egyik tulajdonsága, hogy a kitérítő hatás a szögsebességvektor nagyságától és irányától függ, a forgatás tengelyétől mért távolságtól azonban nem függ.

2.3 Hőmérsékleti zaj

A mérés során az állandó hűtés és fűtés mellett hőmérsékleti zajt vittünk a rendszerbe, két halogénlámpa segítségével. Ezzel az időjárás változékonyságát modellezzük. A lámpák állapota csak diszkrétan változtatható, egy számítógépes program kapcsolja a két lámpát egyszerre ki-be. Egy adott állapot időtartama Gauss-eloszlás szerint változik véletlenszerűen 200s-os várható értékkel, 50s-os szórással.

Ugyan ez az elrendezés szolgált egy nemrég lezárult mérés-sorozat alapjául, melynek célja az úgynevezett Atlanti több évtizedes oszcilláció kísérleti modellezése volt [3]. Ott a hőmérsékletet 9 pontban, a vízfelszín alatt szondákkal mérték, míg most a hőkamerát használjuk, mely kizárólag a közvetlen felszín hőmérsékletét méri az egész felületen.

A 2.1. ábrán látható a kísérleti elrendezés sematikus rajza. A képen ábrázolt medence felénk eső oldala tekinthető az óceán nyugati partvonalának. A hőkamerát a medence fölött rögzítettük a forgóasztalhoz.



2.1. ábra: A kísérleti elrendezés sematikus rajza: (1) a hőmérsékleti zaj keltésére szolgáló lámpák, (2) hőkamera, (3) forgóasztal tengelye, (4) fűtőszál, (5) hűtést szolgáló jég, (6) feszültségforrás. A középső rész hossza $L=68\text{cm}$, szélessége $D=25\text{cm}$, a vízmélység $H=10\text{cm}$.



2.2. ábra: Fénykép a kísérleti elrendezésről.
A hőkamera együtt forog a medencével, a lámpák azonban rögzítettek.

3. A hőkamera

A vízfelszín hőmérséklet-értékeinek meghatározásához egy infravörös tartományban érzékelő hőkamerát használtunk.

A kamera típusa: Thermographic Camera VarioCAM® highresolutionresearch 640 [4]. Felbontása 640x480 pixel, érzékenysége a hőmérséklet $\pm 2\%$ -a $^{\circ}\text{C}$ -ban, ami az általunk mért $20\text{-}30^{\circ}\text{C}$ -os hőmérsékleti tartományban $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$ körüli mérési pontosság. A berendezés -40°C és $+1200^{\circ}\text{C}$ -os mérési határokon belül tud érzékelni. A mérés ideje alatt a laboratórium páratartalma azon páratartalom határok közé esik, amelyben a mérés megbízható (ezen tartomány 5% és 95%-os páratartalom közötti). A kiértékelések egy részéhez, illetve a hőképek megjelenítéséhez a kamerához tartozó PR-IRBIS 3 szoftvert használtuk.

Az általunk használt 120 cm-es távolságból mérve a teljes felbontásból a hasznos (vízfelszínre eső) pixelek száma 514x219. Ennek eredményeképp a kamerával lehetőségünk van egy időpillanatban 112566 számú, $\Delta T = 0,1^\circ\text{C}$ pontosságú hőmérséklet-értéket lemérni és rögzíteni a vizsgálni kívánt vízfelszínről (lásd: 4.1. ábra). Egy pixel a vízfelületen $\Delta x = 1,14$ mm zónális és $\Delta y = 1,14$ mm meridionális távolságnak felel meg. Ezzel a módszerrel tehát $1,3 \text{ mm}^2$ -es vízfelület hőmérséklet értéke mérhető ki, mely felbontás lehetővé teszi a kisebb örvényekkel járó hőmérséklet-ingadozás megfigyelését is. A kamerához tartozó számítógépes program lehetőséget nyújt többek közt a hőmérsékleti kép vizuális megjelenítésére, és egyértelmű leképezést ad a hőmérséklet- és színértékek között. A hőmérséklet adatok táblázatba exportálhatók, amely számos kiértékelési módszert tesz lehetővé.

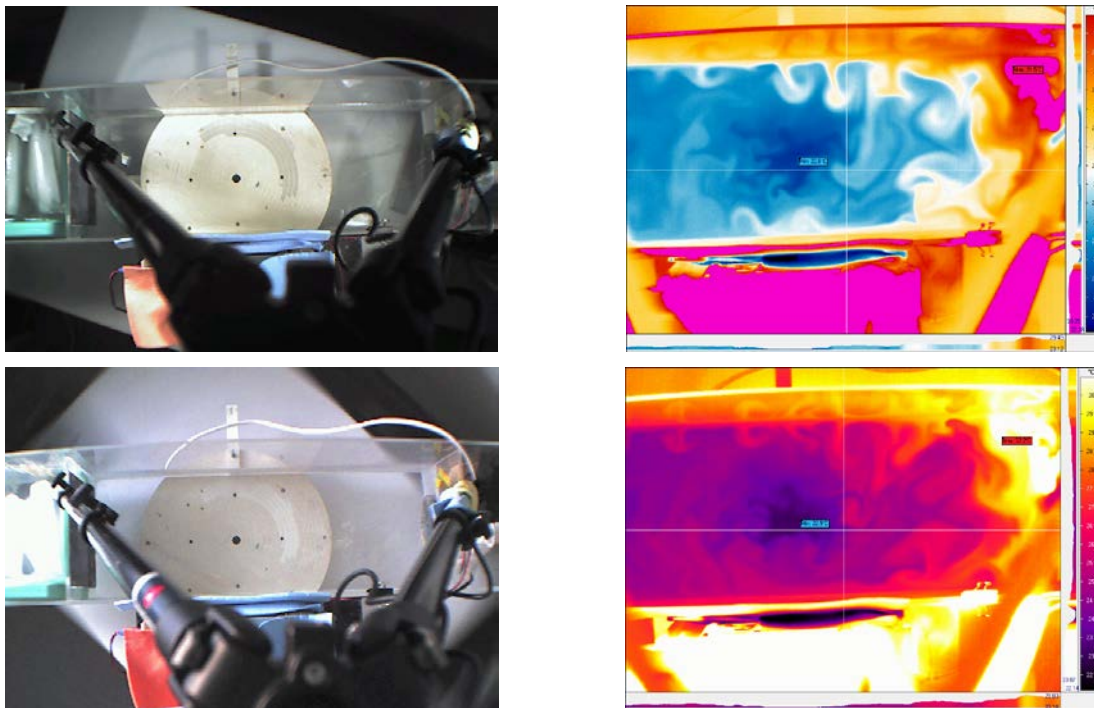
4. Mérési eredmények

A 2.1, 2.2. ábrán vázolt mérési elrendezéssel több mérési sorozatot végeztünk. Ezek hossza 2-4 óra volt, mert a felpörgetéshez és a stacionális állapot beállításához szükséges idő maga körülbelül egy óra. Az itt részletesen bemutatott mérést a forgatás elindítása után fél órával kezdtük el, és 1/4 perces időközönként 959 digitális hőfelvételt készítettünk. Ezekből az utolsó 800 képet értékeltük ki, ami további 40 perc tranziens idő elhagyásának felel meg. A forgási irány pozitív, a képeken a jobb oldal esik a fűtött felülethez közel.

4.1 Első felvételek

A 4.1. ábrán az infrakamera által készített fényképek láthatók. Meglepő, hogy a látható fénytartományban készült és csak átlátszó vízréteget mutató felvételekhez képest (bal oldali képek) milyen gazdag látványban van részünk az infra-felvételeken (jobb oldali képek). A 4.1. ábrán látható infra képei nem teljesen ugyanabból a szögől nyújtanak rálátást a vízfelszínre, a "hagyományos" kamera az infrakamera alatt helyezkedik el, ez okozza a két kép közti eltérést. Érdekes a jobb felső és jobb alsó képek összehasonlítása. A két felvétel között eltelt idő egy perc, az áramlásban nagy változás nem állt be. Mindkét képen jelölve van a minimális (kékkel) illetve a maximális (pirossal) hőmérsékletű tartomány a hasznos mérési területen, ezek helyzete alig változott.

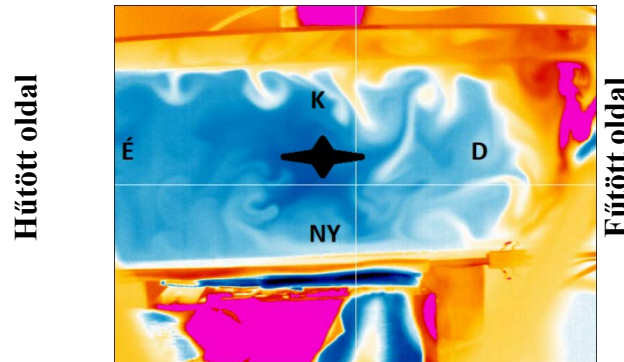
Minden hőmérséklet-intervallumhoz egy-egy színskála rendelhető, melyet a program segítségével változtathatunk. A jobb alsó képen szándékosan egy másik szín-hozzárendelést (színpalettát) választottunk, annak illusztrálására, hogy a nem megfelelő beállítás kevésbé strukturált képekhez vezethet. Egy további érdekesség, hogy a plexi kád tükrözi a hősugarakat is, a felső oldallapok belső felületén megjelenik a vízfelszín hőtükörképe.



4.1. ábra: A hőkamera által készített kép látható fénytartományban (balra) illetve infravörös fénytartományban (jobbra). A felső képpár a forgatás megkezdésétől számított $t=24000$ s időpillanatban, míg az alsó $t=24060$ s időpillanatban készült. A jobb felső képen látható vízfelület minimális hőmérséklet értéke $22,8^{\circ}\text{C}$, a maximális $31,5^{\circ}\text{C}$. Ezek az adatok a jobb alsó kép esetén $22,9^{\circ}\text{C}$, és $32,2^{\circ}\text{C}$.

A kamera által készített hőképeket a hozzá tartozó számítógépes program a 4.1. ábra jobb oldali képein látható módon jeleníti meg. Az infra felvételek jobb szélén, illetve az alján elhelyezkedő sávokról az adott magassághoz illetve szélességhez tartozó átlaghőmérséklet-értékek olvashatók le. A jobb oldali színskálán a hőmérsékletekhez tartozó szín hozzárendelése van definiálva és megjelenítve. A program lehetőséget ad a színhozzárendelés szinte minden tulajdonságának tetszőleges beállítására, akár a felvételek elkészülte után is. Így számos előre programozott színpalettát van lehetőségünk hozzárendelni a hőképekhez, melynek a felbontását, és a konkrét hőmérsékletekhez tartozó színeket tetszőlegesen beállíthatjuk.

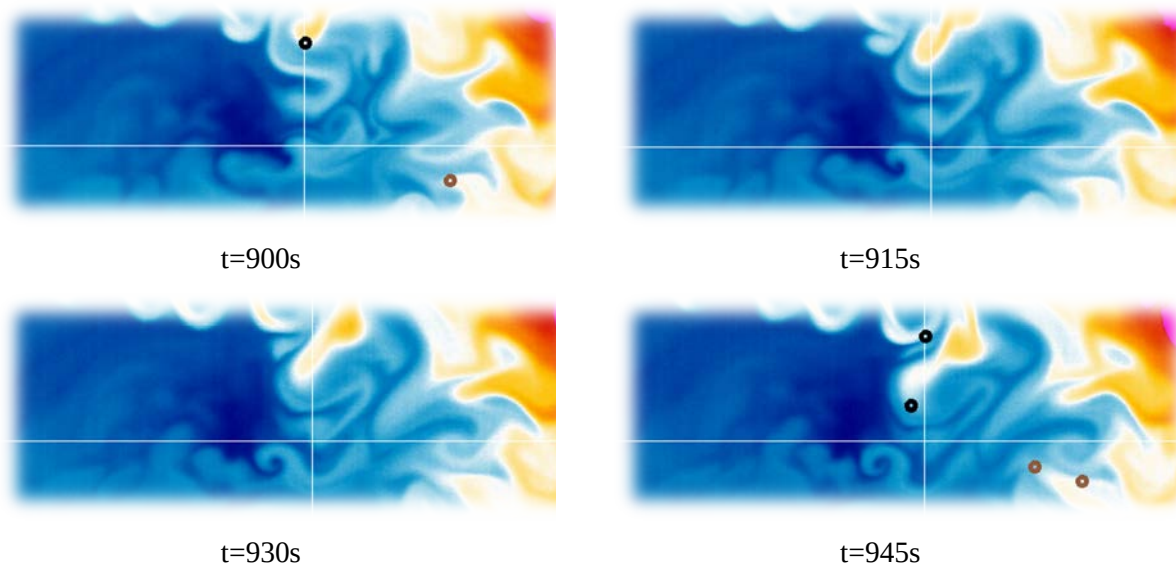
A 4.1.-2. ábrán szereplő képeken a kád jobb oldala a fűtött, bal oldala a hűtött. Ennek értelmében, ha analógiát szeretnénk felállítani a természetben megfigyelhető jelenségek és a kísérlet során látottak között, a medence jobb oldalát kell a déli, egyenlítő környéki területnek értelmeznünk, míg a baloldalt a sarkvidéket szimbolizálja.



4.2. ábra: Az óceáni medencét modellező kád "tájolása"

4.2 Az áramlás időbeni fejlődése

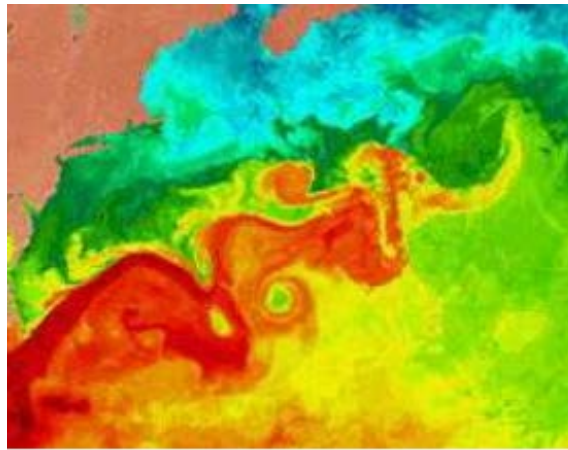
A kialakuló áramlások sebességéről jó képet ad 4 egymás után, $\Delta t=15s$ -os lépésközzel felvétel, melyek a 4.3. ábrán láthatóak.



4.3. ábra: Az áramlás időbeni fejlődése 45s alatt. A kivágott vízfelszín mérete 60x25 cm. A t=900s-ban készült képen a barna és a fekete jel egy-egy áramlás kijelölt pontjait mutatják. A t=945s-ban készült képen, ugyanezen színekkel a kijelölt pontok pillanatnyi és kezdeti helyzete látható.

A felvételek alapján kimérhető az áramlásra jellemző sebességérték nagyságrendje oly módon, hogy egy jellegzetes áramlási mintát nyomon követünk, és lemérjük, hogy a vizsgált időintervallumban hány cm-t mozdult el. A felső-középső részén lefele haladó kacs nagyjából 10 cm-t tesz meg 45s alatt, míg a jobb alsó sarokból kiinduló, fehér nyúlvány nagyjából 8cm-t tesz meg ugyanennyi idő alatt. Ezek alapján a jellemző sebesség $U \approx 0,2 \text{ cm/s}$ körüli érték.

Érdeemes összevetni a kísérlet során készített hőképeket, egy műholdról készített felvétellel az Atlanti-óceánról (4.4. ábra). Jól látható, hogy az óceáni áramlások és a lekicsinyített modellben megfigyelhetőek jelentős hasonlóságot mutatnak az örvények elrendeződését tekintve.



4.4. ábra: Műholdról készült fénykép az Atlanti-óceánról. Az áramlás jellege hasonlít a kísérlet során kialakuló áramlási képre. A piros színű területek 25°C, a zöld 20°C és a kék 15°C körüli hőmérsékletűek. (<http://www.captainphilcharters.com/-img/gulfstream2.jpg>).

A 4.5. ábrán szintén egy áramlási kép látható. Jellegében hasonló az áramlás, nem a különböző hőmérsékletű területeket tudjuk megkülönböztetni, hanem az áramlás által sodort jégtáblákat látjuk.



4.5. ábra: Jégtáblák rajzolják ki a tengeri áramlat jellegét Kamcsatka partjainál.
(<http://eol.jsc.nasa.gov/>)

5. Rossby-sugár, baroklin instabilitás

Minden forgatott és rétegzett közegben létezik egy jellegzetes állandó méret, az ún. Rossby-sugár [5,6,7], melyet a paraméterek egyértelműen meghatároznak. Kifejezése könnyen megkapható dimenziós megfontolások alapján. A Rétegzettségére a $g' = g\Delta\rho/\rho_0$ redukált gyorsulás jellemző, ahol $\Delta\rho$ a jellegzetes sűrűségkülönbség ρ_0 átlagos sűrűségű közegben. A $\sqrt{g'H}$ mennyiség sebesség mértékegységű, ahol H a közeg teljes mélysége. A forgatásra a Coriolis-gyorsulásban fellépő 2Ω paraméter jellemző, mely frekvencia mértékegységű. A két mennyiség hányadosa ezért távolság, s ezt a hányadost nevezzük a Rossby-sugárnak (használatos a belső Rossby-sugár elnevezés is):

$$R = \frac{\sqrt{g'H}}{2\Omega}.$$

A g' redukált gyorsulás kifejezhető a ΔT hőmérsékletkülönbség miatt fellépő $\Delta\rho = \rho_0 \cdot \alpha \cdot \Delta T$ sűrűségkülönbséggel is ahol α a hőtágulási együttható. Így a $g' = g \cdot \alpha \cdot \Delta T$ kifejezést kapjuk. A hőmérsékletkülönbség okozta rétegzettség esetén tehát a Rossby-sugár:

$$R = \frac{\sqrt{g \cdot \alpha \cdot \Delta T \cdot H}}{2\Omega}.$$

Szemléletesen ez az a vízszintes távolság, melyen a forgatás hatása összemérhető a rétegzettség hatásával. (Nem forgatott közegben $\Omega=0$ és $R=\infty$,

homogén közegben pedig $\Delta p=0$ és $R=0$, vagyis Rossby-sugár csakis a forgatott és rétegzett közegekre jellemző.)

Érdemes kitérni a földi szférákat jellemző mennyiségekre, ezért megadjuk a Rossby-sugár becsült értékét a légkörben és az óceánban [5,6,7]:

$$R_{\text{légkör}} = 1000\text{km},$$

és

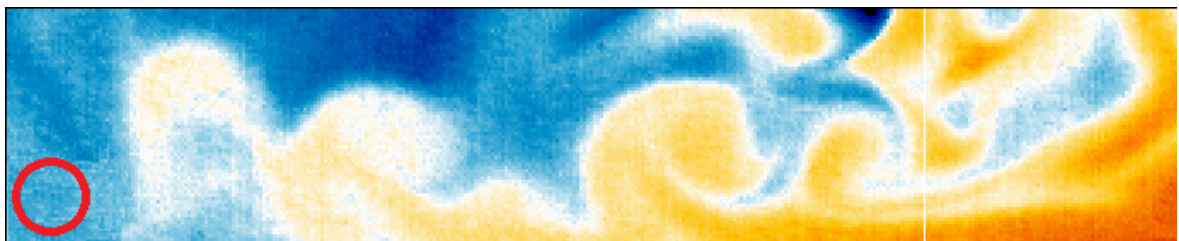
$$R_{\text{óceán}} = 50\text{km}.$$

Az óceáni Rossby-sugár tehát sokkal kisebb, mint a légköri. Figyelemre méltó azonban, hogy - a definíció szerint - R mindkét közegben független az áramlás sebességétől.

A környezeti áramlások elméletének egyik fontos felismerése, hogy az ún. baroklin instabilitás [5] tulajdonságaiból általánosan következik, hogy az instabilitás következtében az áramlásokról nagyméretű örvények szakadnak le forgatott rétegzett közegekben. Ezért igaz, hogy a ciklonok átmérője és az óceáni áramlatokról leváló gyűrűk átmérője is jól becsülhető $2R$ -rel, vagyis tipikusan 2000 km, ill. 100 km.

Kísérletünkben a tipikus hőmérsékletkülönbség a vízben $\Delta T=20^\circ\text{C}$, a vízmélység pedig $H=10\text{cm}$. Az $\alpha=2\cdot 10^{-4}1/^\circ\text{C}$ hőtágulási állandóval és $\Omega=2/\text{s}$ szögsebességgel számolva **$R=1,5\text{cm}$** . A képeken megfigyelhető örvények tipikus átmérője valóban $2R=3\text{cm}$. Mindez azt bizonyítja, hogy forgatott közegünkben -a légkörhöz és az óceánokhoz hasonlóan- lezajlott a baroklin instabilitás, s az annak következtében kialakuló örvények dominálják az áramlási képet.

Az 5.1. ábrán látható kép a medence nyugati partvonalára melletti területet ábrázolja. Az örvények mellett egy $R=1,5\text{cm}$ sugarú kört is berajzoltunk, összehasonlítási alapként.

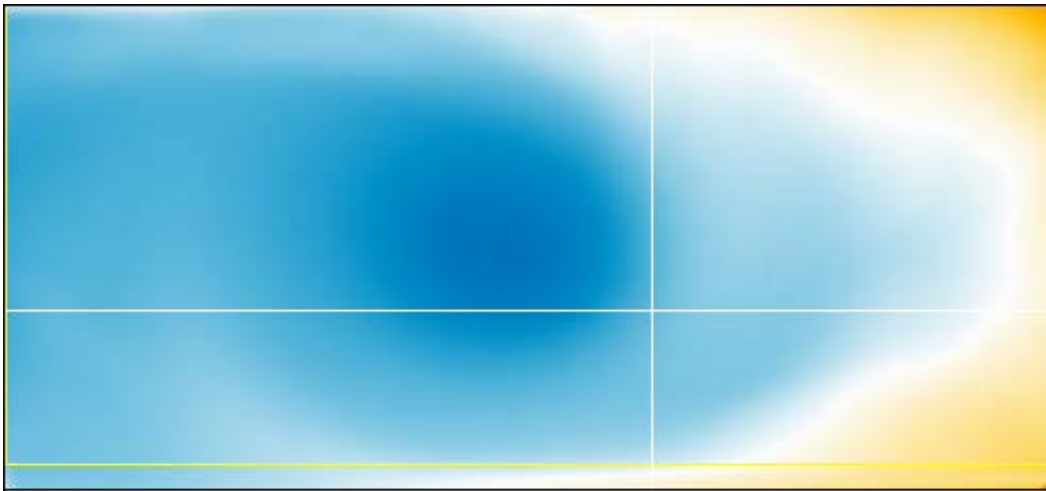


5.1. ábra: A baroklin instabilitás következtében kialakuló örvények. A piros kör sugara $R=1,5\text{cm}$. Az örvények jellegzetes méretét kísérletünkben is a Rossby-sugár határozza meg.

6. Időbeli és térbeli változékonyság

6.1 Térbeli mintázatok

A következőkben a vízfelszín hőmérséklet-ingadozását fogjuk vizsgálni. Minden ponthoz (pixelhez) tartozik egy rá jellemző hőmérséklet-érték, a mérés során abban a pontban felvett hőmérsékletek időbeli átlaga (6.1. ábra)



6.1. ábra: A vízfelületidőben átlagolt hőmérséklete a mérés során pixelenként meghatározva. A kép mérete 514x219 pixel. A minimum hőmérséklet 23°C, a maximum 31°C. A kép térben összeátlagolt hőmérséklete 25,1 °C. A képen megjelenő függőleges és vízszintes vonalakat a hőképeket kezelő számítógépes program állítja elő.

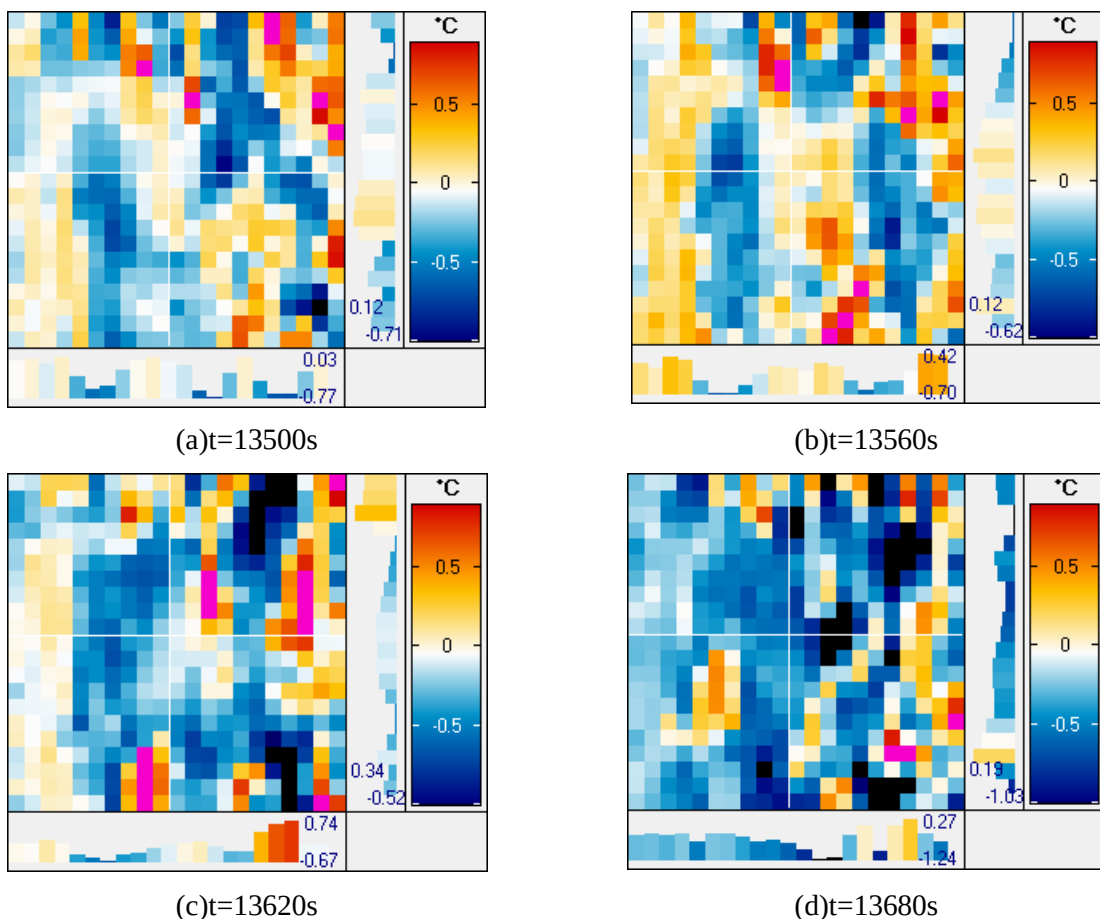
Látszik, hogy a medence közepén a felszínen mindig hideg víztömeg helyezkedik el, a fehér kacsok pedig arra utalnak, hogy egy átlagosan óramutató járásának megfelelő (anticiklonális) örvénylés van jelen a rendszerben.

A részletesebb vizsgálat alapja, hogy nem az adott ponthoz és környékéhez tartozó pillanatnyi hőmérsékletet kísérik figyelemmel, hanem a 6.1. ábrán bemutatott átlagtól való eltérést.

A cm-es skálájúnál nagyobb léptékű térbeli hőmérséklet-ingadozások könnyebb áttekinthetősége érdekében az 514x219 pixel felbontású képet egy térbeli "összemosás"-sal 21x21 pixelesre redukáltunk, vagyis az eredeti pixeleket 25x10-es téglalapjaiból képezzük az új pixelt. Ezek mérete 28,5x11,4mm. A kezdeti, hasznos vízfelületről készült téglalap alakú kép

átlagolására úgy kerül sor, hogy egy téglalapokból álló rácsot fektetünk a vizsgálni kívánt képre, majd a rácsvonalak által meghatározott, adott téglalapon belüli hőmérsékletértékek átlagát vesszük figyelembe. Ennek következtében a kezdetben téglalap alakú képek, színes, szabályos négyzetként jelennek meg, a transzformált adathalmaz hőkamerát kezelő számítógépes programba történő visszaimportálást követően. Az átlagolást balról jobbra, fentről lefele végezzük, a maradék pixelek, amelyek nem esnek bele az utolsó négyzetrácsokba az alsó és jobboldali sorokban elhagyásra kerülnek.

A 6.2. ábra egy, a fenti eljárással készült képsorozatot ábrázol, $\Delta t=60s$ -os időközönként. A vörös az átlagtól melegebb tartományokat, a kék a hidegebbeket jelöli, míg a fehér színű tartományok átlaghőmérséklete megegyezik az arra a területre jellemző átlagos hőmérséklet-értékkel.

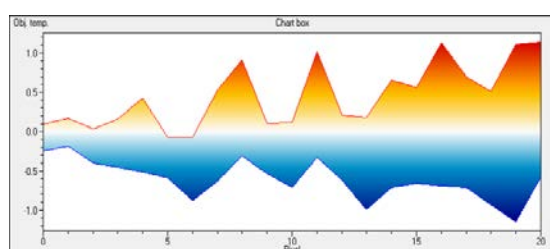


6.2. ábra: Az egyes pontok hőmérsékletének átlagtól való eltérése, az új pixelben átlagolva. A valóságban egy új pixel $324,9mm^2$ -nek felel meg

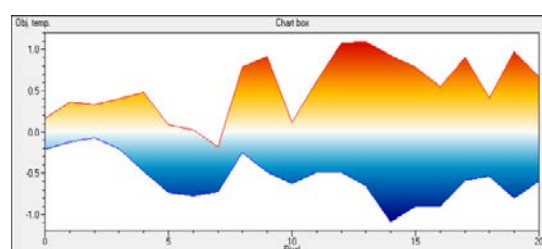
A 6.2. ábrán található képsorozat tanulsága alapján az egy perces időskálán figyelhetők meg először jelentősebb változások az áramlási képben.

6.2 Hőmérsékleti fluktuációk

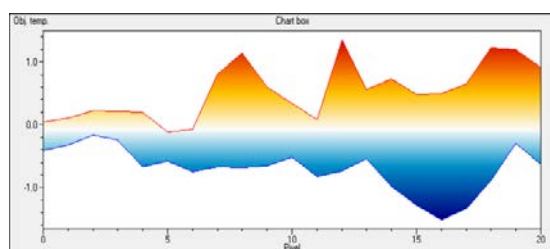
Vizsgáljuk meg a fent kapott eredményeket aszerint, hogy egy zonális (kelet-nyugati) oszlopban (melynek szélessége egy új pixel) milyen hőmérséklet-értékek fordulnak elő! A 6.3. ábrán a függőleges tengely hőmérséklet-értékeket jelöl, mégpedig az adott pixelben vett időátlagtól való eltérés értékét. A vízszintes tengely az meridionális (észak-dél) irányú tengelynek felel meg (pixel egységekben mérve). Egy adott pixelhez tartozó hőmérséklet tartományt a megfelelő "szélességi körön" mért maximális és minimális hőmérséklet-különbség érték feszíti ki.



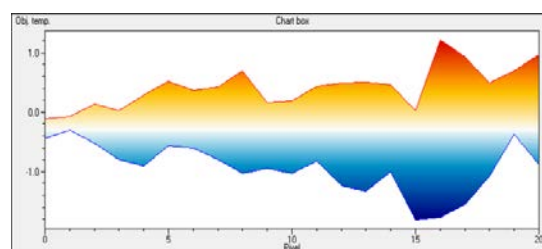
(a) $t=13500s$



(b) $t=13560s$



(c) $t=13620s$



(d) $t=13680s$

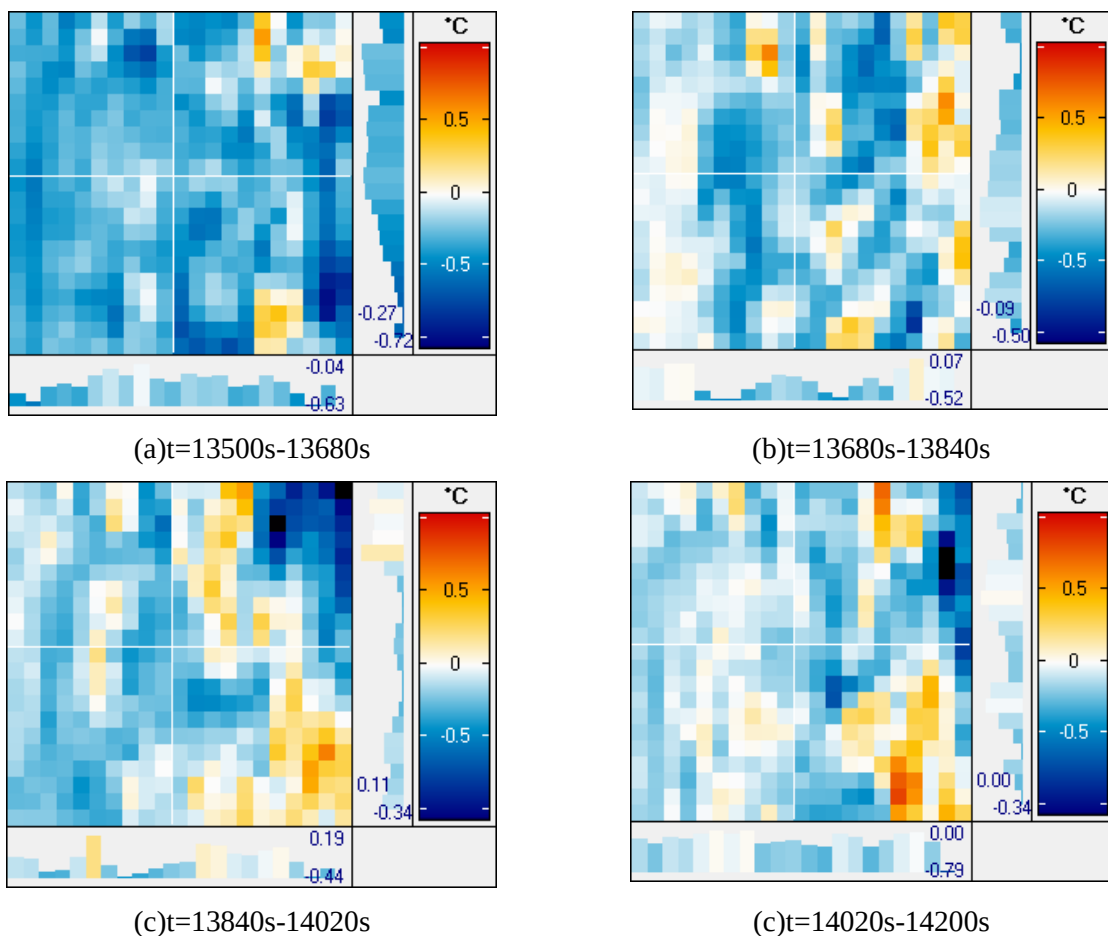
6.3. ábra: A 6.2. ábrán feltüntetett képek adataiból származó hőmérséklet fluktuációk. Az ábra azt mutatja meg, hogy a szélességi körök függvényében milyen tartományban váltakoznak a hőmérséklet értékek.

A 6.2. ábra sugallja, hogy a fűtött, déli tartományok sokkal változékonyabbak mind térben, mind időben. A 6.3. ábra ebben csak megerősít minket, az átlagosnál lényegesen hidegebb vagy melegebb területek mind délebbre találhatók, azaz sokkal erősebb dinamikát figyelhetünk meg itt. A 6.3. ábra (b) részén megfigyelhető egy érdekesség, a 7. pixelhez tartozó "szélességi

körön" végighaladva, csakis az átlagosnál alacsonyabb hőmérsékletekkel találkozunk.

6.3 Időbeli átlagolás

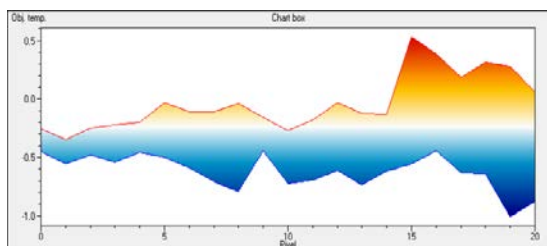
A képsorozat, melyből a 6.2. ábra képei is kiemelésre kerültek, percenként tartalmazza az adott területek hőmérsékletének átlagostól való eltérését, lehetőséget nyújtva a térben nagyobb léptékű jelenségek vizsgálatára. Az időben nagyobb léptékű jelenségek vizsgálatához a hőmérséklet-értékek térbeli átlagolása előtt, egy $\Delta t=4\text{min}$ -es időbeni átlagolást is elvégeztünk, vagyis az átlagtól való helyi eltéréseket leíró adatsor időben egymást követő négy elemét átlagoltuk össze, majd sor került ismételt térbeli átlagolásra. Egy 16 perces folyamat így 4 db képen jelenik meg (6.4.ábra). A szín skálázása megegyezik a 6.2. ábráéval, megkönnyítendő az összehasonlításukat. A 6.4. ábra (a) képe a 6.2.ábra négy adathalmazára átlagként született. Ezeken jól megfigyelhető változást tapasztalunk már négy perc alatt is.



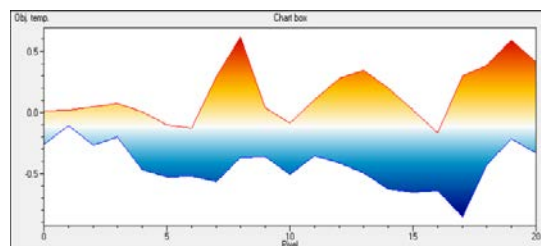
6.4. ábra: Térben és időben is átlagolt hőmérséklet-eltérések

6.4 Az időben is átlagolt értékek hőmérséklet fluktuációi

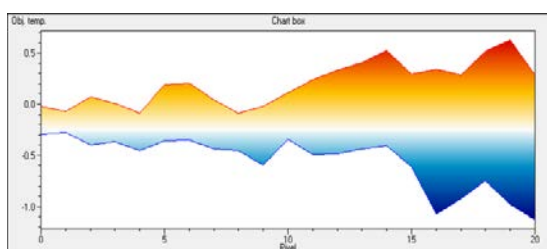
Hasonlóan a 6.2 fejezetben tárgyalthoz, itt is elvégezhető a hőmérséklet fluktuációk vizsgálata. A 6.4. ábra jellegében hasonló a 6.3. ábrához, itt még jobban megfigyelhetők a különbségek az "északi" és "déli" oldal között.



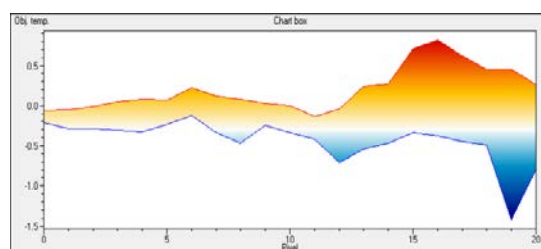
(a) $t=13500s-13680s$



(b) $t=13680s-13840s$



(c) $t=13840s-14020s$



(c) $t=14020s-14200s$

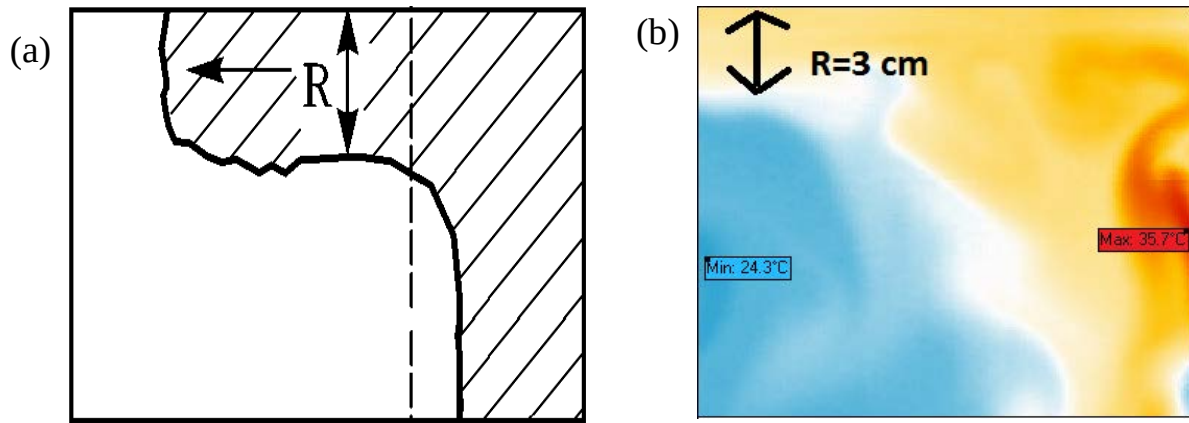
6.5. ábra: A 6.4. ábra térben és időben is átlagolt adataiból származó hőmérséklet fluktuációik a szélességi körök függvényében.

7. Coriolis-hatás, Kelvin–Helmholtz-instabilitás, jet

Az áramlásokat alapvetően a hőmérséklet- illetve sűrűségkülönbségek hajtják mind az óceánokban mind a légkörben, mégis egyediségüket, jellegzetességeiket a Föld forgása, illetve az abból származó tehetetlenségi erők adják. Az áramlások struktúrájának szempontjából legfontosabb a Coriolis-erő [5, 6, 7, 8] eltérítő hatása.

A Coriolis-hatás megnyilvánulása látható a 7.1. ábrán. A bal oldali vázlatos rajz egy könnyű víztömeg felszíni szétterjedésével kapcsolatos front kialakulását mutatja egy derékszögű edényben [9]. Pozitív forgás esetén a folyadékelemek jobbra térülnek el, és a jobb oldali perem mentén egy közelítőleg Rossby-sugárnak megfelelő széles sávban mozognak előre. A jobb oldali ábra infravörös felvétele mutatja, hogy kísérletünkben a fűtés hatására kialakuló áramlásnál

éppen ez történik. A fűtés következtében a déli oldalon felszínre törő meleg (narancssárga) víztömeg északi irányú sebességre tesz szert, ennek következtében a Coriolis-erő a kád keleti pereméhez szorítja. A fénykép közvetlenül a "déli" és "keleti" peremek mentén van kivágva.

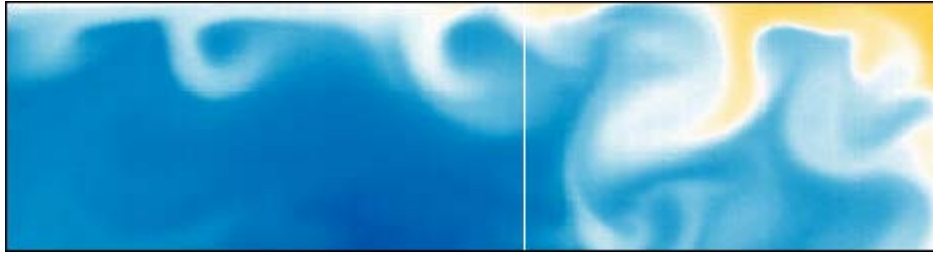


7.1. ábra: A Coriolis-hatás sematikus rajza (a), és a hőkamera felvétele (b). A felvétel a keleti partvonal mentén a $t=4545$ s-ban készült. A képen jelölve van maximális ($35,7^\circ\text{C}$) és minimális ($24,3^\circ\text{C}$) hőmérséklet.

A dél felől északi irányba áramló meleg víztömeg tehát a Coriolis-hatás következtében közvetlenül a partvonal mellett halad, mintegy bepréselődik a part és a nála sűrűbb, hideg víztömeg közé.

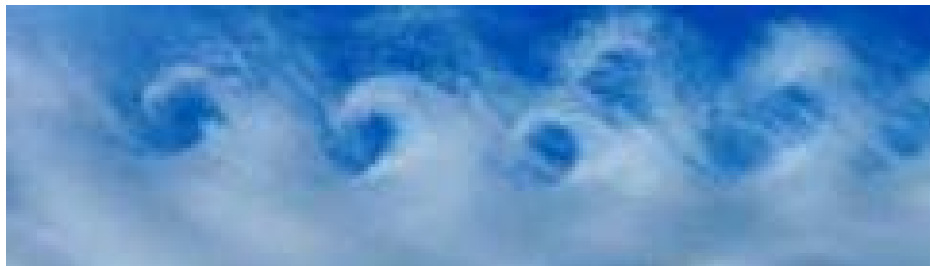
A 7.2. ábrán látható kép közvetlenül a keleti partvonal mellől van kivágva és jóval hosszabb "észak-déli" tartományt mutat mint a 7.1. ábra. Fehér színnel a meleg ($T \approx 27^\circ\text{C}$) északi irányba áramló, míg kékkel a hideg ($T \approx 25^\circ\text{C}$), délre tartó víztömeg látható. Az utóbbi a 6.1. ábrán felismert anticiklonális áramlás következménye.

Amikor két eltérő sűrűségű anyag, jelen esetben a keleti partvonal mentén északra áramló meleg és a délre áramló hideg víz, egymáshoz képest mozgásban van, jellegzetes fodrozódások, alakulnak ki. Már egészen minimális sűrűségkülönbségek esetén megfigyelhetők az ún. Kelvin–Helmholtz-hullámok. Ismert, hogy az egymással szembe áramló folyadéktömegek elválasztó felülete nem marad sima. A felület instabillá válik, begyűrődik és kialakítja a szabályos, megtörő hullámra emlékeztető mintázatokat. A jelenség neve Kelvin–Helmholtz-instabilitás [9].



7.2. ábra: Az ellentétes irányú hideg és meleg áramlás találkozásánál létrejövő Kelvin-Helmholtz-instabilitás a medence "keleti" pereménél. A felvétel időpontja: $t=3090s$. A 7.1 (b) ábra tartománya a függőleges fehér vonaltól jobbra eső résznek felel meg.

A természetben is találkozhatunk a Kelvin–Helmholtz instabilitási jelenséggel, ezt mutatják a 7.3. ábra felhőjében megjelenő hullámok.



7.3. ábra: Kelvin-Helmholtz hullámok felhőben

(<http://www.documentingreality.com/forum/f241/amazing-clouds-89929/>)

A 4.2 fejezetben láttuk, hogy a kísérlet során kialakuló áramlatok lassúak, időben nagyobb léptékűek. Az áramlásra jellemző U sebesség ismeretében meg tudjuk adni, hogy az áramlásra jellemző D vízszintes távolság megtételéhez $T=D/U$ idő szükséges. A folyadék gyorsulása $U/T=U^2/D$ -ként közelíthető. A Coriolis-gyorsulás nagyságrendje $2\Omega U$. Akét gyorsulás aránya a Rossby-szám [2,9]:

$$Ro = \frac{U}{2\Omega D}.$$

A kád $D=25$ cm-es szélességével, a mért $U=2$ mm/s-os jellegzetes sebességgel és $2\Omega = 4$ /s-mal számolva:

$$Ro = \frac{0,002}{4 \cdot 0,25} = 0,002.$$

Ez az érték megegyezik az Atlanti óceán északi medencéjében kialakuló óceáni köráramlásra jellemző Rossby-számmal [7, 9].

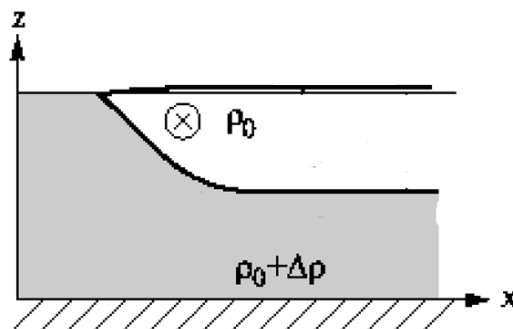
E szám kicsinysége arra utal, hogy az áramlásban fontos a Coriolis-erő szerepe. Ugyanezt látjuk akkor is, ha a baroklin instabilitás következtében megjelenő örvényekre jellemző Rossby-számot határozzuk meg. Az örvényekben a sebesség szintén U -val közelíthető, a méretük viszont $R=1,5\text{cm}$ a hőképek alapján lemérve. Ezekkel az adatokkal:

$$Ro = \frac{0,002}{4 \cdot 0,015} = 0,03.$$

Érdemes felfigyelnünk arra, hogy a légköri ciklonokban illetve a Golf-áramlatról leszakadó gyűrűkre (azaz szintén Rossby-sugár méretű örvényekre) vonatkozó valóságos adatokból számolt Rossby-szám jó közelítéssel szintén ugyanez az érték [6, 8]. Ezzel kvantitatíven is igazoltuk, hogy a laboratóriumi elrendezésünk a légköri és óceáni jelenségek hű modelljét adhatja.

Léteznek olyan áramlások, melyekben a Coriolis-erő és a vízszintes nyomásgradiensből származó erők egyensúlyt tartanak. Ezt az egyensúlyt geosztrofikus egyensúlynak nevezzük [8]. Ilyenkor a két említett erő eredője nem hoz létre gyorsulást az áramlásban. Az ilyen áramlásokat nevezzük geosztrofikus áramlásnak. Arról, hogy egy adott rendszerben létrejövő áramlás tekinthető-e geosztrofikusnak a Rossby-szám ad információt. Ha megfelelően kicsi (kisebb mint 1), használható a geosztrofikus közelítés.

A hőkamera képein jól látható, hogy a hideg- illetve meleg tartományok jól elkülönülnek egymástól, éles határvonalakat képezve. Ez azonban nem csak a felszínen van így, ha oldalmetszetet vizsgálnánk hasonlóan éles határvonalakat láthatnánk. A meleg víz a hideg felszínén terül el, a hideg víz a meleg alá igyekszik, köszönhetően a kettejük közti sűrűségkülönbségnek. Végeredményben a hideg és a meleg víz jó közelítéssel kétrétegű közeget alkot. Használva a korábban tárgyalt geosztrofikus közelítést, kiszámítható a két közeget elválasztó felület meredeksége és a közegek áramlási sebességei közti kapcsolat [9]. A keletre változó külső és belső felület esetén a felső közegeben északra történő áramlás alakul ki, s fennmarad időben állandó, vagy lassan változó formában. Az így létrejövő jet szélessége a jelentős felszíni változások hosszúságskála, vagyis szintén az R Rossby-sugár. A 7.4. ábrán egy ilyen jet áramlás szemléletes képét láthatjuk.



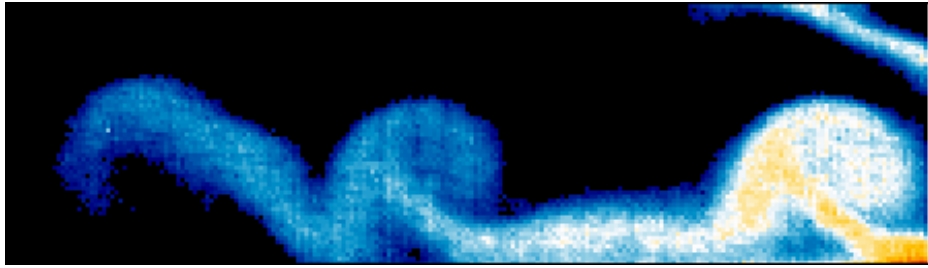
7.4. ábra: Felszín közeli jet geosztrofikus egyensúlyban. A szürke folyadék sűrűsége nagyobb $\Delta\rho$ -val. A könnyebb közegben kialakuló északra mutató áramlásra a bekarikázott x utal.

A 7.5. ábrán egy hasonló jellegű jet látható hőfelvételen. Az ábrán közvetlenül a nyugati partvonal mellől lett kivágva. A sárga színű melegebb vízáramlat hossza 10 cm. Ennek folytatása a már hidegebb, fehérrel jelölt terület, mely hossza még 5 cm. A terület maximális hőmérsékletű pontja a fekete körrel jelölt, hőmérséklete $24,9^\circ\text{C}$, míg a legalacsonyabb hőmérsékletű terület, a fehér jelölt gyűrű, melynek hőmérséklete $22,7^\circ\text{C}$. A hőmérsékletkülönbség $2,2^\circ\text{C}$.



7.5. ábra: A meleg víz jet-szerű áramlása a nyugati partvonalon "észak" felé.
 $t=1230\text{s}$, a maximális hőmérséklet $24,9^\circ\text{C}$, a minimális $22,7^\circ\text{C}$.

A 7.6. ábra egy hasonló melegáramlatot ábrázol, a kép szintén közvetlenül a nyugati perem mellől került kivágásra. A 7.5. ábrán látható, szinte egyenes áramlat időben fejlődik, és az 5. fejezetben említett baroklin instabilitás révén örvények szakadnak le róla.



7.6. ábra: A meleg jet-szerű áramlat instabillá válik, örvények szakadnak le róla. A függőleges fehér vonal megfelel az előző ábrán látható ugyanilyen vonalnak. A felvétel a $t=1455s$ -ban készült.

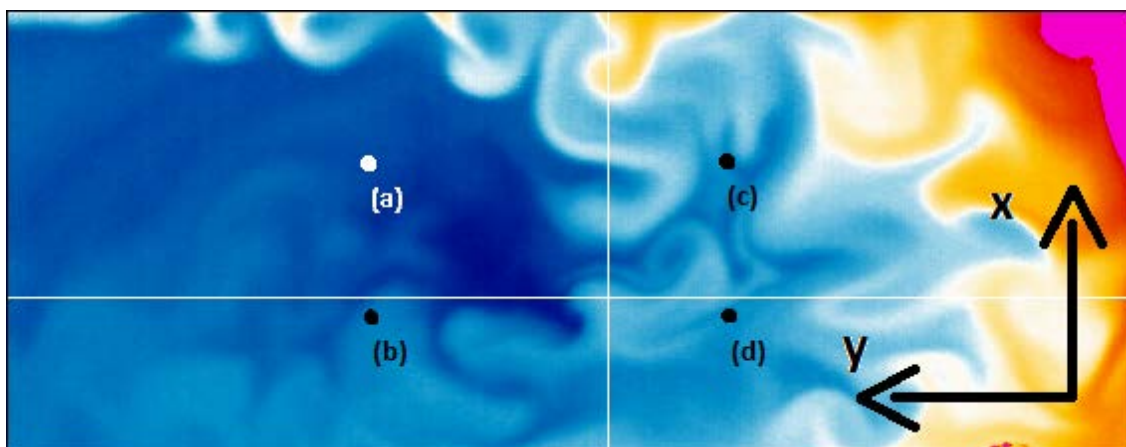
A Golf-áramlat egy erős jet-szerű meleg áramlat az Atlanti-óceánban. Nagy szerepet játszik a térség éghajlatában, köszönhetően a hatalmas hő- és anyagtranszportnak. A 7.6. ábrán látható jet hasonló jellegű, a nyugati partvonal mentén hőt szállít északra. Ennek ellenére nem tudunk szoros analógiát felállítani a képen látható áramlat és a Golf-áramlat között. A Golf-áramlat létrejöttéhez ugyanis szükséges figyelembe venni a Föld görbületét, és azt, hogy a Coriolis-paraméter a földrajzi hely függvényében változik. Ez az úgynevezett β -hatás (melyet kísérleti összeállításunk a lapos aljzat miatt nem modellez). A Golf-áramlat elméleti megértéséhez a β -hatáson kívül megfelelő szélnyírási erő is szükséges [7, 9]. A megfigyelt jet ezért sokkal inkább a *termikus áramlásból* eredeztethető. Az állandó sűrűségű felületeknek ugyanis a felszíni meleg front keleti ponthoz történő torlódása miatt (7.1. (b) ábra) a kád belsejében kelet felé kell lejtjenie. Így a nyugati oldalon egy, a magassággal erősödő északra mutató áramlást várunk. A megfigyelt jet ezért sokkal inkább a légköri jet-stream-ek rokona mint a Golf-áramlaté (annak ellenére, hogy a légkörben függőleges síkban peremfeltételek nem lépnek fel).

8. A turbulencia jellemzése

A turbulencia fő jellemzője, hogy a különböző, áramlást leíró fizikai mennyiségek mind időben, mind térben gyorsan, kaotikusan változnak. A fluktuációk mértéke egy nagyságrendbe esik a vizsgált fizikai mennyiség átlagos értékével, így a fluktuációk korántsem hanyagolhatók el. Emellett fontos megjegyezni, hogy az ingadozások véletlenszerűek [10]. Ebben a fejezetben a felszíni hőmérséklet időbeni változását követjük néhány pontban.

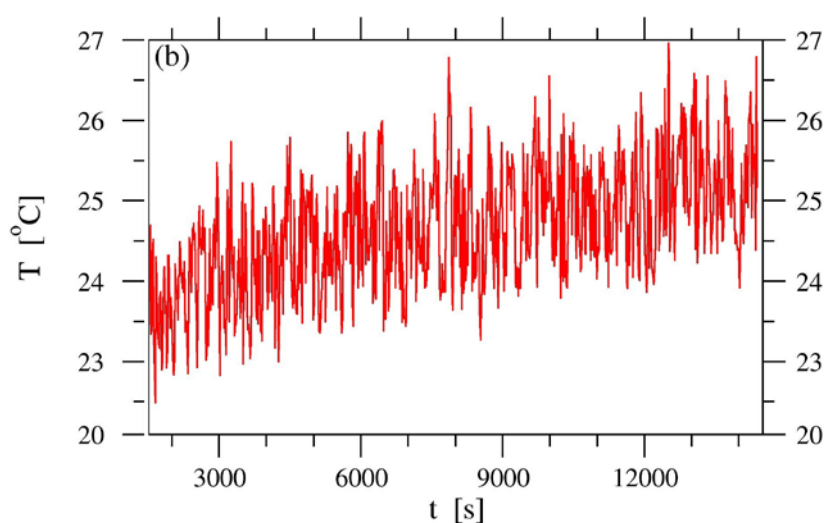
A turbulencia részletes statisztikai vizsgálata érdekében felvettük négy eredeti pixel hőmérséklet-értékét a mérés teljes időtartama alatt az idő

függvényében, $\Delta t=15\text{s}$ -os időbeni felbontással. E négy mérési pont helye a 8.1. ábrán látható.



8.1. ábra: A négy mérési pont helye az áramlási-térben. A kép felső illetve alsó határa megfelel a kád "keleti" és "nyugati" partvonalának, a déli perem megfelel a kép jobb szélének, az északi perem a látóterén kívül található. A mérési pontok x és y koordinátái cm-ben: (a) ÉK: 16, 46 cm (b) ÉNY: 8, 46 cm (c) DK: 16, 13 cm (d) DNY: 8, 13 cm. A koordinátarendszer origója a kép jobb alsó képpontja, a tengelyek az átláthatóság kedvéért feljebb vannak ábrázolva.

A „b” mérési pont hőmérsékletének időfüggését a 8.2. ábra mutatja. Az idősorban enyhe hőmérséklet emelkedés figyelhető meg, melynek feltételezhető oka a jég lassú olvadása.



8.2. ábra: A 8.1. ábra (b) pontjának hőmérséklete a bekapcsolástól mért idő függvényében

A fluktuációk vizsgálatához a hőmérséklet-függvényekből kivonjuk az adatsorra illesztett polinomfüggvényt. A 8.3. ábra az így kapott $\Theta(t)$ detrendált idősorokat mutatja. A (c) és (d) grafikonon, vagyis a DK-i és DNY-i pontok hőmérséklet-idő függvényen egy periodikus ingadozás figyelhető meg. Ennek feltételezhető oka a hőmérsékleti zaj átlagos periodikus váltakozása. A rendszerre ható hőmérsékleti zaj a 2.3 bekezdésben részletezett módon fűtötte a vizet (a lámpák ki-be kapcsolása közti idő várható értéke 200s volt, az időintervallumok szórása 50s). A „déli” periodikus ingadozással szemben az „északi” területeken felvett mérési pontok idősorai korántsem ilyen szabályosak. Az idősorok mellett a fluktuációk mértékében is szembetűnő a különbség: a 8.3. ábra (b) és (d) grafikonján, vagyis az ÉNY-i és DNY-i mérési pontokon a hőmérséklet-értékek az illesztett hőmérsékleti trendhez képest rendre 3 illetve 6°C-ot ingadoznak. Az (a) és (c) vagyis az ÉK-i és DK-i pontok esetében ez mindössze 2°C. Felhívjuk a figyelmet arra, hogy ez a tény nincs ellentmondásban a 6.3. és 6.5. ábrákról leolvasott tendenciával. Az ott látott fluktuációk dél felé haladva erősödnek, azok ugyanis egy szélességi kör menti, tehát térbeli fluktuációkra is vonatkoznak, a 8.3. ábra idősorain viszont kizárólag lokális fluktuációk láthatók.

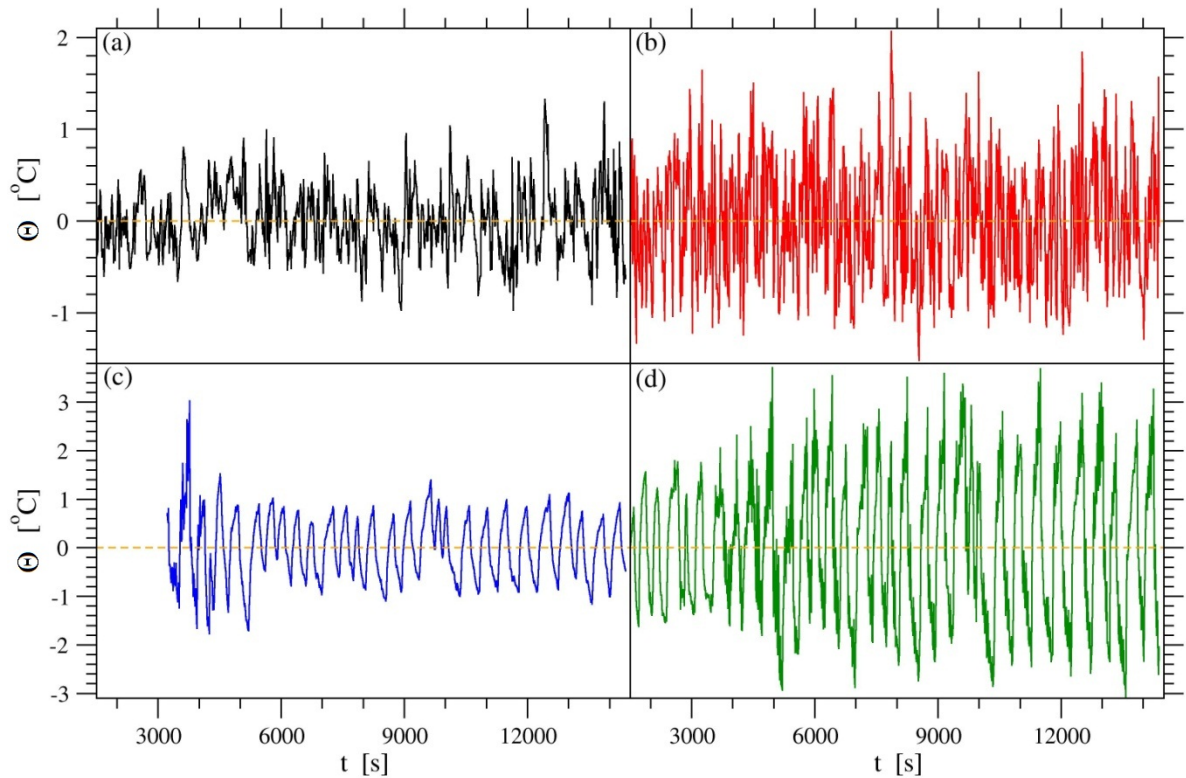
A fluktuációk szokásos, statisztikai vizsgálata szellemében elvégezzük a $\Theta(t)$ detrendált idősorok Fourier transzformációját és kiszámíthatjuk a Fourier-amplitudó $S(t_p)$ négyzetét a t_p periódusidő függvényében (8.4. ábra). Logaritmikus skálán ábrázolva lineáris növekedést látunk, az illesztett egyenesből meghatározható egy m kitevő. A Θ hőmérsékletfluktuációk teljesítmény spektrumára tehát:

$$S(t_p) \sim t_p^m$$

alakú hatvány viselkedést tapasztalunk.

Az (a), (b) és (d) pont esetében a Fourier-spektrumból $m=1,4$ körüli értéket kaptunk. Ezzel ellentétben a (c) pontban az m érték 2,84-re adódik.

Érdemes szót ejteni a $t_p=400s$ -os periódusidőhöz tartozó kiugró értékekről. Ismét jusson eszünkbe a már tárgyalt hőmérsékleti zaj, melyben a különböző állapotok váltása közti idő várható értéke 200s, egy teljes periódus ennek alapján 400s-ra adódik.



8.3. ábra: A hőmérséklet $\Theta(t)$ fluktuációja a detrendálás után a négy mérési pontban

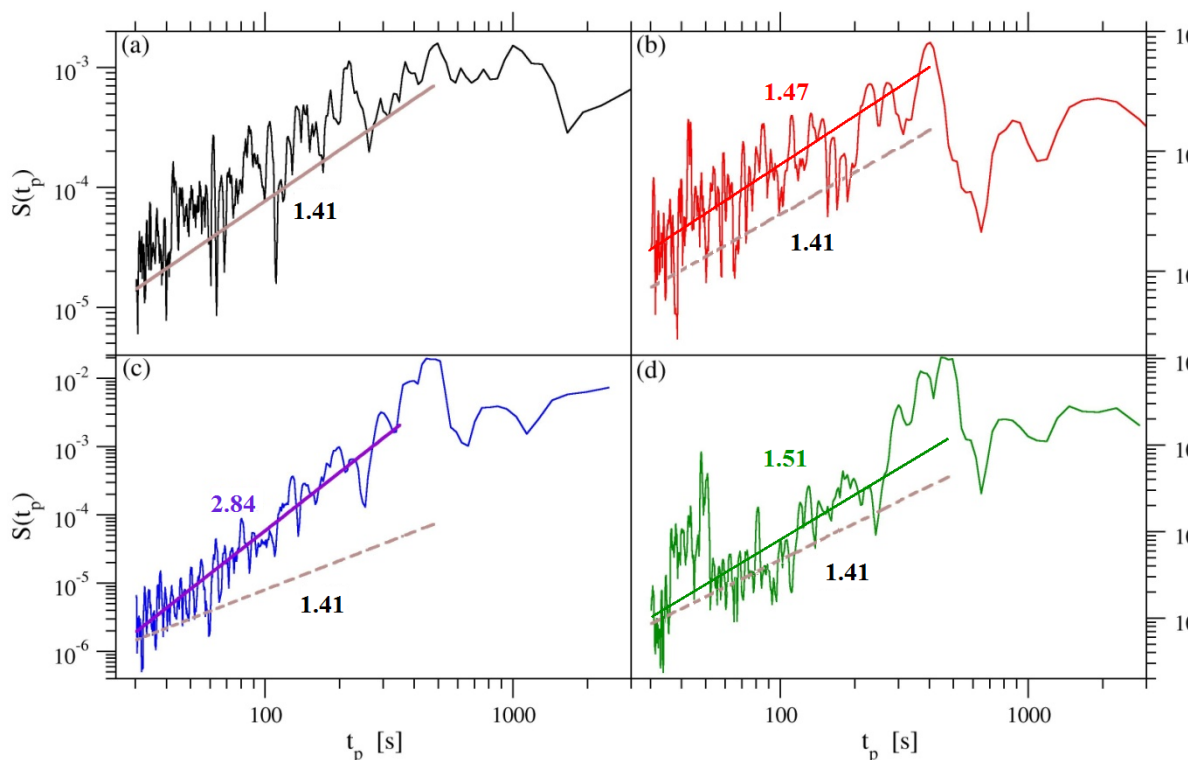
Felidézzük az úgynevezett passzív skalárok turbulens terjedésére vonatkozó elméletet [10]. (Passzív skalár bármilyen sodródó mennyiség lehet, mely nem befolyásolja az áramlást. Bizonyos körülmények között a hőmérséklet is ilyen.) A hőmérséklet térbeli fluktuációját jelölje $\Theta(\vec{r}) = \Theta(x, y)$ az $\vec{r}$ helyen egy adott időpillanatban. Képezzük a Fourier-amplitudó négyzetét a hullámszám függvényében. Izotróp rendszerben ez csak a $\vec{k}$ hullámszám k hullámhosszától függ. A $\vec{k}$ irányára integrálva kapott mennyiséget jelöljük $C(k)$ -val. A teljesen kifejtett izotróp turbulencián alapuló skála-elmét szerint $C(k)$ a hullámszám valamely hatványfüggvénye:

$$C(k) \sim k^{-m'}$$

ahol m' pozitív exponens. Ez az úgynevezett Batchelor-spektrum. A passzív skalár mennyiségekre vonatkozó m' érték nagy skálán (kis k -kra) $5/3$.

A Taylor-hipotézis [12, 13] szellemében feltételezzük, hogy a turbulencia időbeli statisztikája megfeleltethető a térbeli statisztikának. A Taylor-hipotézis akkor alkalmazható, ha egy szonda elegendő gyorsasággal mozog a folyadékban. A szonda által felvett időbeli fluktuációk akkor megfelelnek a térbelinek, hiszen a mérés alatt a vizsgált turbulens mennyiség alig változott időben, mintegy befagyott. Passzív skalárt vizsgálva a $\Theta(t)$ tehát megfelel a

$\Theta(\vec{r})$ -nek adott egyenes mentén véve. Ez a megfeleltetés ezért térben anizotróp. Az izotropiát feltételező $C(k) \sim k^{-m'}$ összefüggés így közvetlenül nem alkalmazható. Csak annyit olvashatunk le, hogy $S(t_p)$ -ben is hatványviselkedést várhatunk. Méréseink ezt valóban alátámasztják (8.4. ábra).



8.4. ábra: A teljesítmény spektrumok (a Fourier-amplitudók abszolútértékének négyzete) a t_p periódusidő függvényében a négy mérési pontban

Mind a négy esetben jó közelítéssel egyenes illeszthető, azaz az $S(t_p)$ -re hatványviselkedést találunk. Az „a” pontban $m=1,41$, az illesztést a barna egyenes mutatja. A többi esetben az 1,41-es meredekségű szaggatott barna vonal az összehasonlítást célozza. Az aktuális illesztést a megfelelő színű egyenesek mutatják. A „b” és „d” pontban $m=1,47$, illetve $m=1,51$, alig térnek el a másik két esettől, de illusztrálják hogy az m kitevő helyfüggő lehet. A „c” pont esetén a keresett hatványkitevő lényegesen eltér a többi vizsgált pontnál találttól, $m=2,84$. Az eltérés arra utal, hogy itt a fluktuációk sokkal intenzívebbek mint a medence távolabbi tartományaiban. Ezt azzal magyarázhatjuk, hogy a medence DK-i negyede az, ahol a legintenzívebb szembeáramlás és örvényképződés figyelhető meg. Amint az előző fejezetben láttuk, itt találkozunk a keleti partvonal mentén északra terjedő front a belső anticiklonális áramlással.

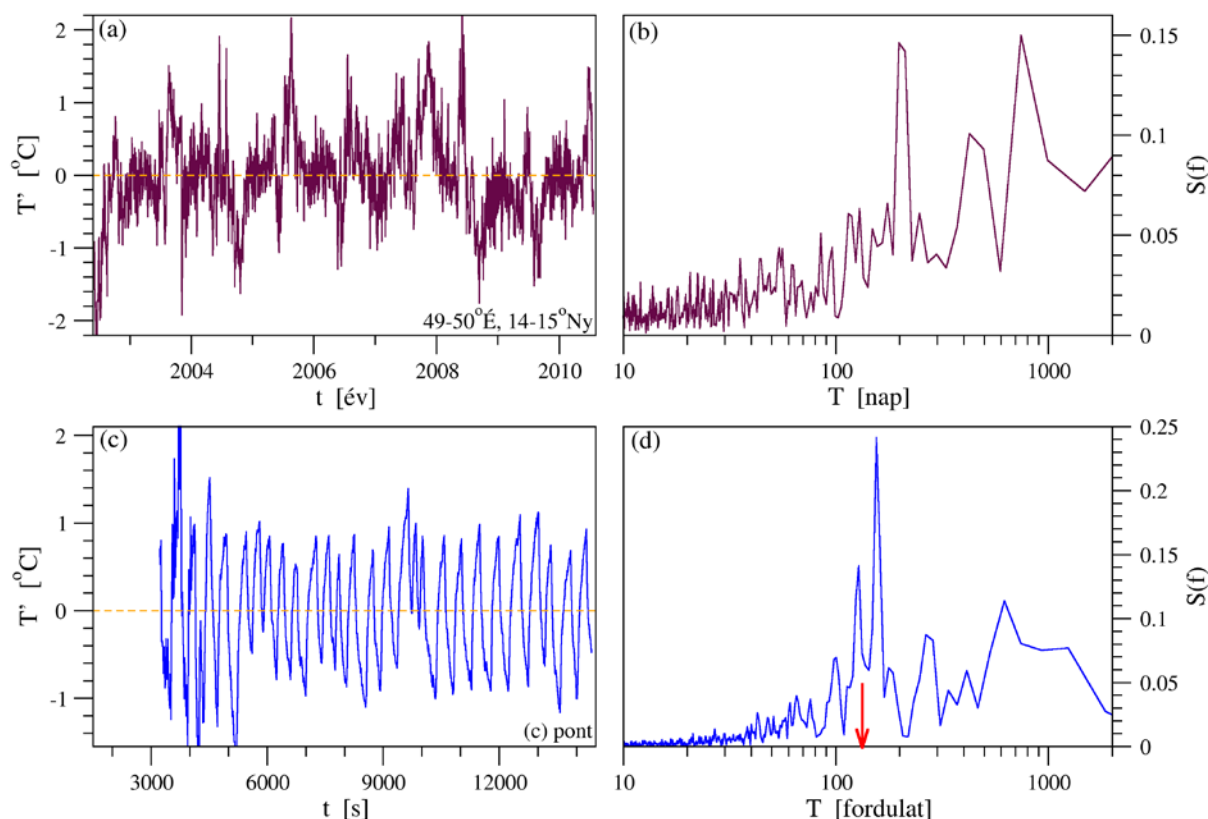
A teljesség kedvéért megvizsgáltuk a „c” pont környezetét is. A „c” ponttól északi irányban 5 mm-es lépésközzel vettünk fel mérési pontokat, és ezeknek a hőmérséklet-idősortát hasonlítottuk össze a „c” pont fluktuációival. Mindenütt a 2,84-hez közeli m értékeket találtunk, mely igazolja hogy ez az intenzív viselkedés egy kiterjedt tartományra jellemző. Ha az Atlanti-óceánt vesszük alapul, egy pixel földrajzilag körülbelül 4,5 km-nek felel meg. Így a mérési pontok távolsága földrajzilag 13-14 km-re vannak egymástól. A 16 mérési pontos sorozattal észak-déli irányban 216 km-es kiterjedést vizsgálunk.

Arra is kíváncsiak voltunk, hogy a hőmérséklet-izscillációnak lehet-e egy ellenfázisa, ha távolodunk a „c” ponttól. Amennyiben az ingadozást örvények keltik, és az áramlás észak-déli irányú, az örvények jellemző méretével északabbra érdemes elkezdni az ellenfázis keresését. Az örvények jellemző mérete az 5. fejezet alapján a belső Rossby-sugár, így felvettük a hőmérséklet-idősort egy „c” ponttól 1,5cm-re északra elhelyezett mérési ponton. A hőmérséklet-oszcillációkat azonos fázisban találtuk. Érdekes módon ugyan ezt tapasztaltuk a többi 14 pontban is: ellenfázist nem találtunk. Ebből arra következtethetünk, hogy a vízfelszín „délkeleti” részére a méréseink szerint 330 s-os periódusú oszcilláció jellemző és ez helytől függetlenül azonos fázisban van jelen. Ez feltehetőleg a hőmérsékleti zaj keltésére szolgáló lámpák jele.

8.1 Összehasonlítás óceáni adatokkal

Az előző fejezetekben a kísérleti eredmények vizsgálata közben egyaránt találtunk hasonlóságokat légköri és óceáni jelenségek között. A következőkben kizárólag az óceán-modellezés valósághűségének vizsgálatára szorítkozunk.

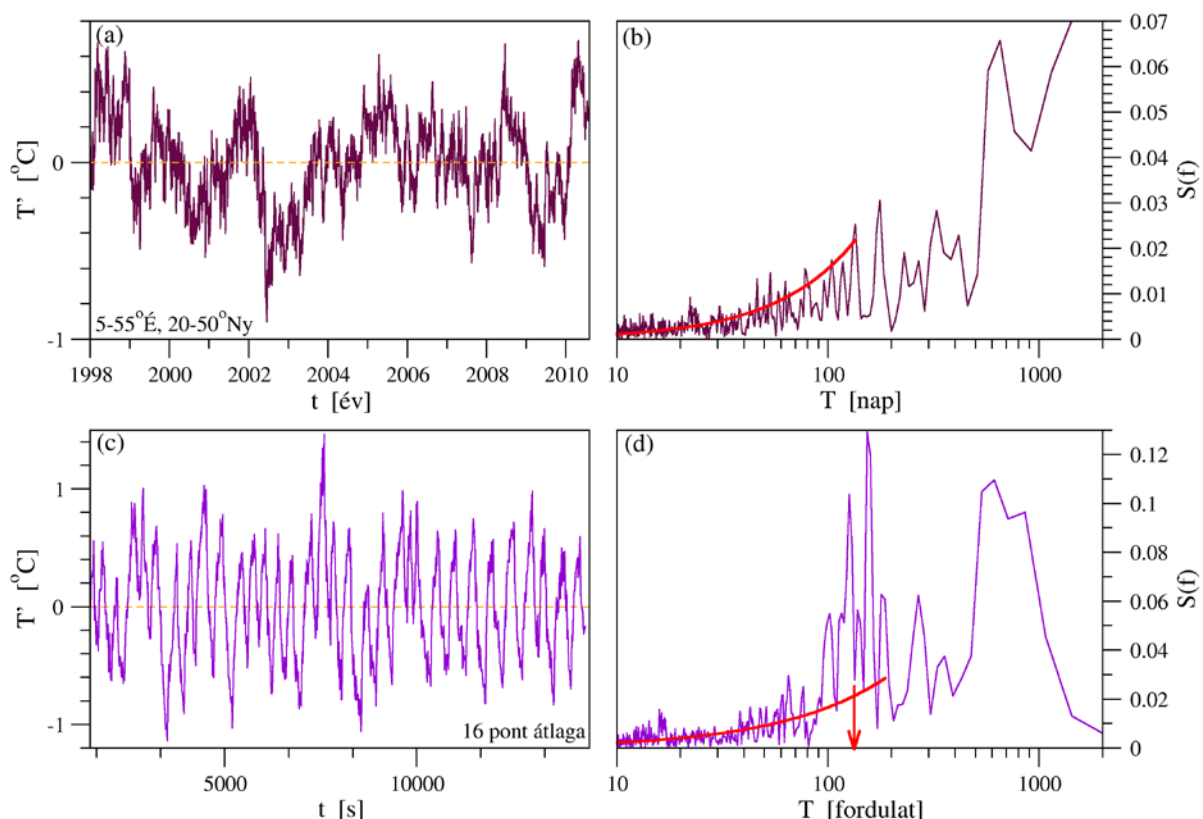
A kísérletünkben mért spektrumokat és kitevőket érdemes összehasonlítani az Atlanti-óceánban, műholddal mért hőmérséklet adatokkal. Ezeket a holland meteorológiai szolgálat a Climate Explorer honlapon [14] mindenki számára hozzáférhetővé teszi. A 8.6. ábra a „c” pont hőmérséklet-idősorának összehasonlítását mutatja egy, az Atlanti medence keleti partjánál lévő mérési pont idősorával. Megfigyelhető hogy mind az idősor mind a teljesítmény spektrum jellegében sok hasonlóságot mutat a laboratóriumi eredménnyel. Az óceáni teljesítmény spektrum kitevője $m=1,6$, ami közel esik az „a”, „b” és „d” pontokban kapott eredményeinkhez.



8.6. ábra: Összehasonlítás óceáni adatokkal; Az (a) grafikon egy keleti partnál lévő mérési pont hőmérséklet anomália-idő grafikonja, műholdas mérés eredménye [14]. A (b) grafikon ennek teljesítmény spektruma-az eddigiektől eltérően - nem a periódusidő, az f frekvencia függvényében. A (c) grafikon a c mérési pont hőmérséklet anomália-idő függvényét mutatja, mellette (d) ennek teljesítmény spektruma. A „fordulat” a forgó asztal periódusidejének megfelelő időtartam, vagyis egy modellezett nap. A piros nyíl a hőmérsékleti zaj (330s-os) periódusidejét mutatja, az időjárási változékonyságot modellezi. Ennek az óceáni spektrumban egy 200 nap körüli csúcs felel meg, mely hozzávetőlegesen fél éves ingadozások periódusa.

A (d) grafikonon kettő markáns csúcs látható a 100 és 200 napos periódus között, míg a (b) grafikonon egy szélesebb, melynek 200 napos periódusnál van a maximum-értéke. A (d) grafikonon a kisebb csúcs feltehetőleg a kisebb csúcs a hőmérsékleti zaj következménye. Egy-egy jellemző lassabb periódusú csúcs is megfigyelhető, a valós adatok esetén 800, a mért adatok esetén 600 napos periódusnál. Ahogy a térben és időben nagyobb skálájú jelenségek esetén is találtunk természeti megfelelőt, az óceáni áramlások turbulenciája is vizsgálható laboratóriumi körülmények között, jellegük megegyezik, bár eltérések is találhatók.

Érdekes összevetni eredményeinket egy nagy tartományra vonatkozó óceáni adatsorral is. Az egyszerűség kedvéért, az ellenfázis keresése során vizsgált 16 ponton kimért hőmérséklet adatok átlagát vesszük, melyek alapjául szolgálnak egy olyan összehasonlításnak, amely nem csak egy pontról, hanem egy összefüggő tartományról ad információt. A 8.7. ábra (a) grafikonja az Észak-atlanti medencére vett átlag anomália időfüggését mutatja, a (c) grafikon a „c” pont és 15 szomszédja által alkotott környezetének átlag anomáliáját.



8.7. ábra: Összehasonlítás óceáni adatokkal; Az (a) grafikon az Észak-atlanti medencére vett napi átlag anomália időfüggése [14], és ennek teljesítmény spektruma a frekvencia függvényében (b). A (c) grafikon a „c” pont környezetében felvett 15 mérési pont átlag anomáliája az idő függvényében, és ennek teljesítmény spektruma. A piros nyíl szintén a hőmérsékleti zaj átlagos periódusidejét jelöli, mely az éves hőmérsékleti változékonyságot modellezi. A (b) és (d) ábrák piros görbéi a teljesítmény spektrumra illesztett hatványfüggvények.

A 8.7. ábra spektrumaira illesztett hatványfüggvény kitevői $m=2,16$ az óceánban és $m=1,8$ a kísérletben. Itt is, hasonlóan a 8.6. ábrához a 100 és 200 napos periódus között két-két csúcs vehető ki, továbbá egy markáns csúcs látható a 700 napos periódusnál, amely feltehetőleg a felszíni óceáni vízkörzés következménye. Vegyük észre, hogy a nagyobb területre vett átlagértékek összehasonlításánál pontosabb az egyezés az óceánban és a kísérlet során mért eredmények között, mint a pontszerű mérés esetén, melyből arra

következtethetünk, nagyobb vízfelület együttes vizsgálata vezet valóság hűbb eredményre.

9. Összefoglalás

A tapasztalataink alapján az infravörös elektromágneses hullámhossztartományban érzékelő hőkamera alkalmas a hőmérsékletkülönbség-hajtotta áramlások vizsgálatára. Mind a térbeli felbontása, mind a hőmérsékletmérés érzékenysége megfelelő, hogy segítséget nyújtson az áramlások természetének vizsgálatára. A bemutatott kísérleteken túl számos lehetőséget rejt magában ez a mérési módszer. Hátránya, hogy csak a vízfelszín közvetlen felszínét láthatjuk vele, valamint hogy egy üveg- vagy plexilap, de akár egy celofán átláthatatlan a kamerával.

Ezen megkötés ellenére a felszíni viselkedésről igen értékes információk nyerhetők. Az áramlási sebesség becslésén kívül számos környezeti hidrodinamikai jelenség megfigyelhető egy néhány dm méretű forgatott kádban. Külön figyelemre méltó, hogy a felbontás olyan jó, a hőmérséklet térbeli és időbeli fluktuációi részletesen vizsgálhatók olyannyira hogy a teljesítményspektrumba másfél nagyságrenden keresztül megfigyelhető a turbulenciára jellemző hatvány-viselkedés.

Amellett, hogy a hőkamerás mérési módszer lehetővé teszi a vízfelszín hőmérsékletének pontos mérését, és az áramlások jellegének vizsgálatát egy forgatott kádban, kísérleti elrendezésünk több tekintetben az óceánt és a légkört is hűen modellezi. A valódi, óceánban mért adatokkal történő összehasonlítás alapján azt is elmondhatjuk, gyakorlatilag egy „kis óceánunk” forog a laboratóriumban.

10. Irodalomjegyzék

- [1] <http://www-news.uchicago.edu/releases/02/020731.fultz.shtml>
- [2] J. Marschall, R. A. Plumb, Atmosphere, Ocean and Climate Dynamics, Elsevier, 2008
- [3] Miklós Vincze, Imre M. Jánosi, Eszter Barsy, Tamás Tél, and Anita Várai An experimental study of the Atlantic variability on interdecadal timescales. Nonlin. Process. Geophys., 19, 335–343 (2012).
- [4] http://www.jenoptik.com/en_50420_variocam_high_resolution_research_640
- [5] J. Pedlosky, Geophysical Fluid Dynamics, Springer, 1987
- [6] G.K Vallis, Atmospheric and Oceanic Dynamics, Cambridge, 2006
- [7] Jánosi I., Tél T., Bevezetés a környezeti áramlások fizikájába, Typotex, Bp., 2012
- [8] Götz G., Rákoczy F., A dinamikus meteorológia alapjai, Tankönyvkiadó, Bp., 2003
- [9] Tél T, Környezeti áramlások, kézirat, ELTE, Bp, 2003
- [10] P. K. Kundu, I. M. Cohen, Fluid Mechanics, Academic Press, 2008
- [11] R. T. Pierrehumbert, Lecture 6: The Batchelor spectrum and tracer cascade
(<http://www.whoi.edu/files/server.do?id=21747&pt=10&p=17312>)
- [12] B. Li et al., Statical Testes of Taylor's Hypothesis: An Application to Precipitation Fields, J. Hydrometeorol. 10, 254, 2009
- [13] A. Cenedese, G.P. Romano, Experimental testing of Taylor's hypothesis by L.D.A. in highly turbulent flow, Exp. in Fluids 11, 351 1991
- [14] <http://climexp.knmi.nl>

11. Köszönetnyilvánítás

Szeretnék köszönetet nyilvánítani témavezetőimnek, Dr. Jánosi Imrének és Dr. Tél Tamásnak, akiktől a diákköri munka során nagyon sokat tanulhattam, és mindig segítőkészen irányították a dolgozat létrejöttét.

Köszönet illeti Várai Anitát és Vincze Miklóst akik figyelemmel követték a munkát, és tanácsaikkal, segítségükkel nagyban hozzájárultak a dolgozat megszületéséhez.

Köszönöm továbbá Lakatos Dórának, Sándor Bulcsúnak, Sándor Máté Csabának és Szécsényi Istvánnak a segítségüket, támogatásukat.