

A sűrűség-hajtotta óceáni vízkörzés és mélységi konvekció numerikus és laboratóriumi modellezése

Készítették:

Várai Anita, Barsy Eszter

V. éves környezettudományi szakos hallgatók

Témavezetők:

Vincze Miklós

Dr. Jánosi Imre

Dr. Tél Tamás

ELTE TTK

Fizikai Intézet

Kármán Környezeti Áramlások Laboratórium

Budapest, 2010

Kivonat

Bolygónk hőtranszportjának körülbelül felét az óceánok végzik. A Világóceán különböző medencéinek és rétegeinek vízcseréjét az úgynevezett nagy óceáni szállítószalag (Great Ocean Conveyor – GOC) biztosítja, mely összekapcsolja a felszíni, jellemzően meridionális hőfluxuskülönbség-hajtotta áramlásokat az ellenkező irányú aljzati visszaáramlással.

A GOC hajtómotorja a lesüllyedés. A felszíni és a mélyóceán között csak akkor alakulhat ki vízcseré (Deep Water Formation, DWF), ha az óceáni medencének van olyan területe, ahol a felszíni víznek lehetősége van nagyobb sűrűséget elérni, mint a legalul lévő víztömegé. Ez a helyzet csak magas földrajzi szélességeken állhat elő, és csak az Atlanti-óceán északi és déli végén valósul meg ténylegesen.

A dolgozatban bemutatott kutatás során azt a kérdést tettük fel, hogy ezeken a pontokon milyen felszíni hőfluxus-peremfeltételek mellett süllyedhet le az aljzatig az óceáni víztömeg. Továbbá próbára tettünk egy érdekes, újszerű feltevést. Azon észrevételünk alapján, hogy a lesüllyedési pontok olyan területeken helyezkednek el, melyek alatt az aljzati hőáram magasabb értékei fedezhetők fel (hot spotok, szubdukciós zónák mögött kialakuló vulkáni tevékenység), megvizsgáltuk, hogy ez mennyiben befolyásolhatja a mélységi átkeveredést.

Numerikus szimulációk segítségével a lesüllyedési pontok alapvető fizikáját modelleztük. Ennek során egy kádat vizsgáltunk, melynek felszínén és oldalfalain különböző hőmérséklet-eloszlásokhoz relaxáltattuk a rendszert. Sikerült igazolnunk, hogy a hideg és meleg oldal (a természeti analógiában a pólus és az Egyenlítő) közötti hőmérsékletkülönbségre a rendszer rendkívül érzékeny. Ezek után aljzati hőforrás módosító hatásait vettük szemügyre. Megmutattuk, hogy a magasabb hőmérséklettel rendelkező aljzati pontok fölött létrejövő turbulens keverés segítheti a víz teljes lesüllyedését, vagyis már kisebb meridionális hőmérsékletkülönbség mellett létrejöhet a teljes mélységi átkeveredés.

Következtetéseink alapján laboratóriumi kísérletekben megfigyeltük a két konvekciós állapotot, ezzel kvalitatíve ellenőrizve a numerikus modell egyes eredményeit.

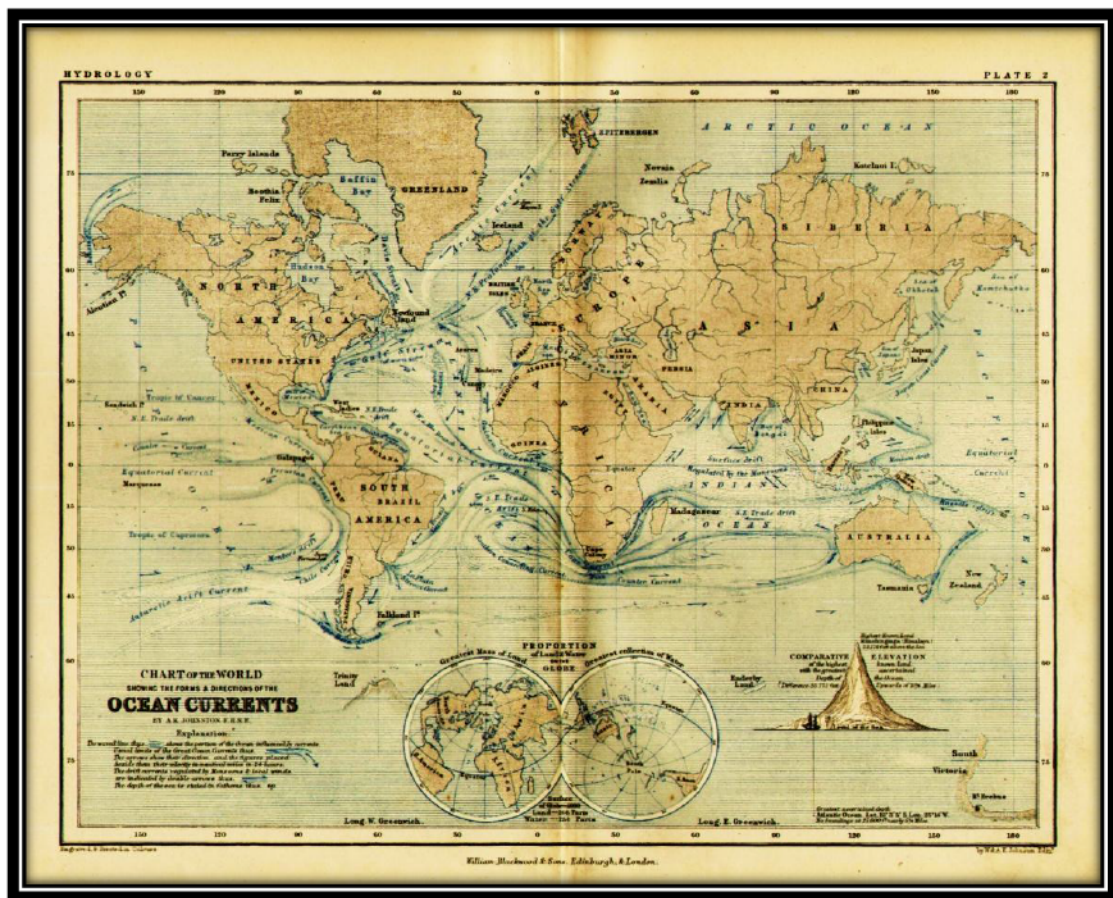
Tartalom

1. Bevezetés	4
2. Az óceáni vízkörzés	6
2.1. A Nagy Óceáni Szállítószalag	6
2.2. Az óceán vizének kondíciói	7
2.3. Lesüllyedési pontok kondíciói	12
2.4. Konvekció hajtotta áramlások matematikai leírása	13
2.5. A THC energetikája	15
3. A földi hőáram	19
4. A mélységi cirkuláció numerikus modellezése	23
4.1. A használt algoritmus fizikai és numerikus háttere	23
4.2. A numerikus modell használata	25
4.2.1. A mélységi konvekció modellezése	26
4.2.2. Az aljzati fűtés hatása a mélységi konvekcióra	34
5. Laboratóriumi kísérletek	40
5.1. Mérési összeállítás	40
5.2. A mérés menete	41
5.3. Mérési eredmények	43
6. Összefoglalás	47
7. Irodalomjegyzék	48
8. Függelék	49
F1. A Boussinesq-közelítés alkalmazása	49
F2. A hőáramértékek számítása	50
F3. A sebesség- és hőmérsékletértékek numerikus számítása	51

1. Bevezetés

Az óceáni áramlatok, vagy közismertebb nevükön tengeráramlatok a világoceán vizeinek nagymértékű és megfelelő időskálán állandónak tekinthető mozgási folyamatai, melyeket számtalan kiváltó ok és hatás eredményez. A tengeráramlatok összessége az úgynevezett Nagy Óceáni Szállítószalag (Great Ocean Conveyor – GOC). Ez egy olyan globális áramlási rendszer, mely magában foglalja a felszíni és mélyvízi áramköröket egyaránt, és az összes óceáni medencére kiterjed. Az óceánok áramlásaiban négyféle erő játszik szerepet: a függőleges és vízszintes nyomáskülönbségekből származó gradiens erők, a sűrűlódási erők (ide tartozik egy nagyon fontos jelenség: a víz felszíne felett fújó szél nyíróereje, melyet a víz felső rétegére gyakorol), a gravitáció, és a Föld forgásából származó Coriolis-erő.

A világoceán áramlatai és az ezt meghajtó erők már régóta foglalkoztatják az emberiséget. Annak ellenére, hogy az áramlatok megfigyelése igen hosszú időre tekint vissza, a Nagy Óceáni Szállítószalag működésének teljes feltárása még várat magára.



1.1. ábra: 19. századi ábrázolás a Világoceán felszíni áramlatairól (forrás: Blackwood and Sons Keith Johnsons Physical School Atlas, 1852)

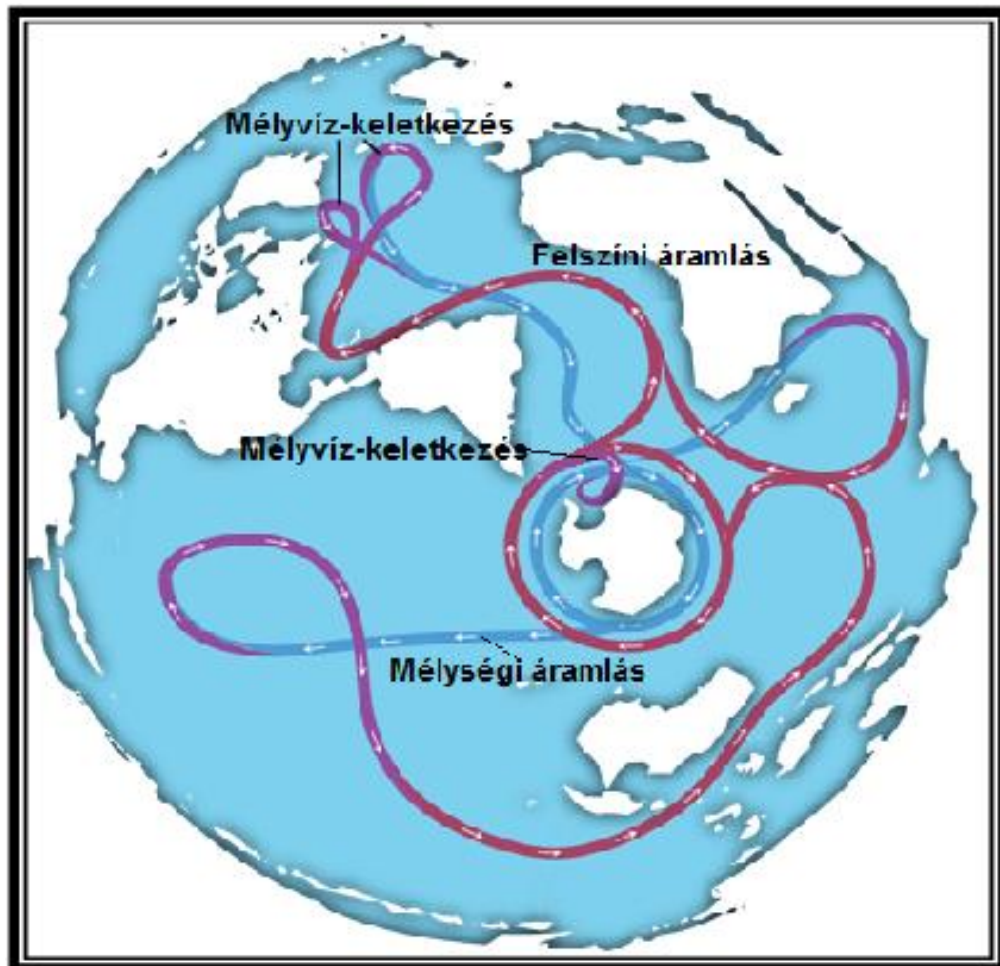
A szállítószalag meghajtásában a legjelentősebb szerepet a koncentrált vízszüllyedési régiók játsszák, amelyek Grönland és Izland közelében helyezkednek el. A felszíni vízkörzés mozgási energiája itt adódik át a mélyebb rétegeknek.

TDK munkánk keretében arra törekedtünk, hogy számítógépes szimulációk segítségével és laboratóriumi kísérletekkel megvizsgáljunk egy új feltevést a lesüllyedési zónákra vonatkozóan. Célunk az volt, hogy egy lényegesen leegyszerűsített elrendezésben megmutassuk, hogy a tengerfenéken lévő, meleg pontok fölött létrejövő turbulens keverés segítheti a felszíni víz teljes lesüllyedését. E felvetést azon észrevételünk motiválta, hogy az Atlanti-óceán északi részének ismert vízszüllyedési pontjai – helyszíni mérési adatok alapján – olyan területeken fekszenek, ahol az aljzati hőfluxus lényegesen nagyobb az átlagos értéknél.

Hasonló feltevéssel az szakirodalomban még nem találkoztunk. Az ötlet a 2009. június 8-17 között Visegrádon megrendezett „Climate variability and climate change” című nyári iskola előadásait követő beszélgetéseken alakult ki. A kezdeti laboratóriumi kísérletek nehézségeit felismerve egy nyílt forráskódú áramlástan egyenleteket megoldó programcsomagot alakítottunk át egy átfogóbb paraméterter vizsgálata elvégzése érdekében. A numerikus analízis döntő részét Vincze Miklós vezetésével Várai Anita végezte, a kísérletekben Barsy Eszter nagyobb részt vállalt. Az eredmények újdonsága miatt a kibővített munka eredményeiből mindenképpen idegen nyelvű publikációt tervezünk.

2. Az óceáni vízkörzés

2.1. A Nagy Óceáni Szállítószalag



2.1.1. ábra: Nagy Óceáni Szállítószalag vázlata. A pirossal jelölt áramlatok felszíni, a sötétkék pedig mélyvízi áramkörök. Az ábra a lesüllyedési zónákat is jelzi. (Forrás: www.wikipedia.org)

A világoceán áramlási rendszerének, az úgynevezett Nagy Óceáni Szállítószalagnak (Great Ocean Conveyor – GOC) a vázlatát a 2.1.1. ábrán tekinthetjük át. A sematikus kép fő üzenete, hogy a mélyvízi és felszíni áramkörök nem függetlenek egymástól; a lesüllyedési és feláramlási régiókban energia- és anyagtranszport zajlik köztük.¹

¹ Megjegyeznénk, hogy a 2.1.1. ábrán késsel és pirossal jelölt áramlások nem hasonlíthatók össze. Míg például a Golf-áramlat vagy a Déli sarki köráramlat határozott pályával és jól mérhető sebességgel jellemezhetők, addig a mélyvízi ellen-áramlatok inkább diffúz vagy „szivárgó” mozgásként képzelhetők el.

A körforgás eredményeképpen a világ óceánjai összeköttetésben állnak, és dinamikus egyensúlyt tartanak fenn. A GOC Földünk egyik legnagyobb kapacitású energiaszállító mechanizmusa, amely például a Golf-áramlat révén jelentősen befolyásolja klímánkat. Másrészt a vízi élet szempontjából is roppant fontos jelenségű. A vízben jelenlévő élet két limitáló tényezője a fény és az oxigén; ha emellett figyelembe vesszük, hogy a hideg víz több oxigént tud oldani, mint a meleg, megérthetjük az áramlás jelentőségét. Az óceánok vizének folyamatos áramlása önmagában javítja az oxigénellátást, illetve a sarkok felől érkező hideg mélységi áramlatok feláramlása nagy mennyiségű oxigént szállít a melegebb klímájú területek felszín közeli rétegeibe, ami a halászat szempontjából is döntő fontosságú [1].

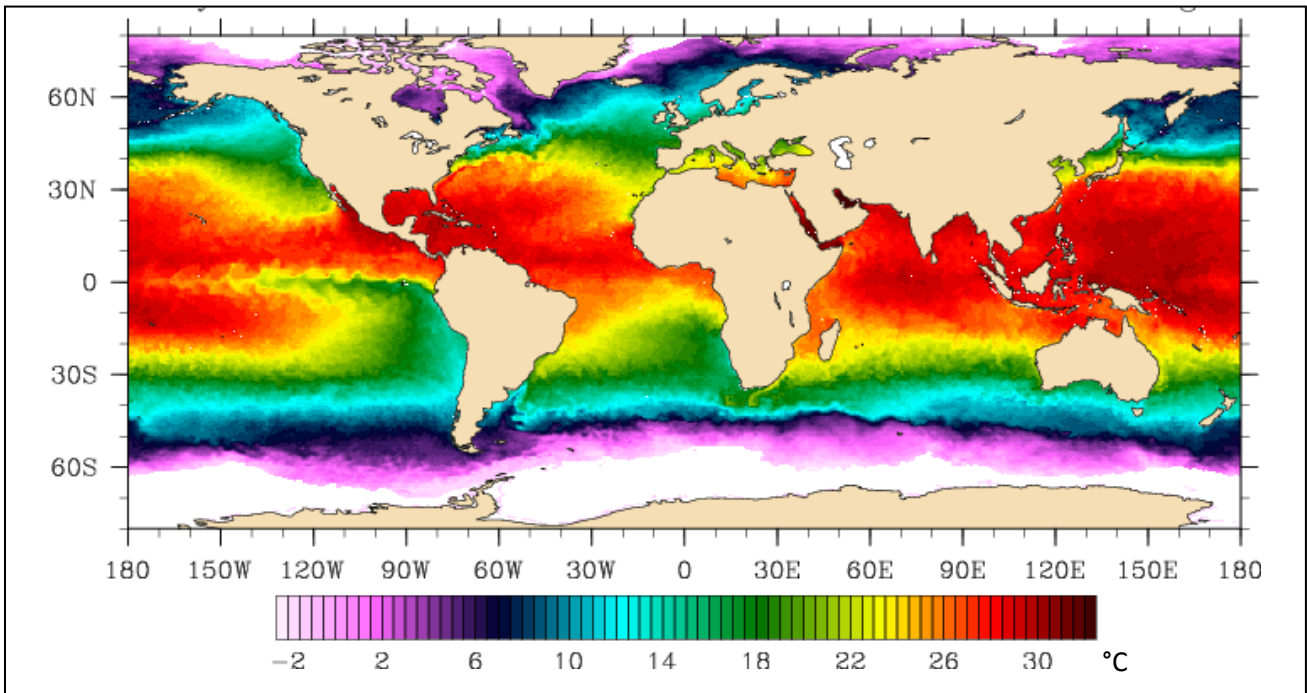
A szállítószalagot „hajtó” leáramlási zónák az Atlanti-óceán északi és déli részén találhatóak, a 2.1.1. ábrán is jelzett területeken: az Irminger- és a Labrador-tenger térségében, valamint a Weddell-tengeren [2].

Régóta foglalkoztatja a tudósokat, hogy mi mozgathatja a világóceán nagy tengeráramlatait. Ennek fő mechanizmusát az 1920-as években Johan Sandström ismerte fel, aki megalkotta a *termohalin körforgás* (Termohaline Circulation – THC) modelljét, amit azóta is kutatnak [3]. Az áramlás elsődlegesen termohalin jellege azt jelenti, hogy a hőmérsékleti (termo-) és a sótartalombeli (-halin) különbségekből adódó sűrűségeltérések kiegyenlítődésképpen irányul. Az itt megfogalmazott állítás ellenére a kép sokkal összetettebb, a tengerfenéki üledék vizsgálatokból például kiderült, hogy geológiai időskálákon a THC erőssége, sőt néha még a cirkuláció iránya is erős változékonyságot mutatott, melynek oka teljes mértékben ismeretlen.

2.2. Az óceán vizének kondíciói

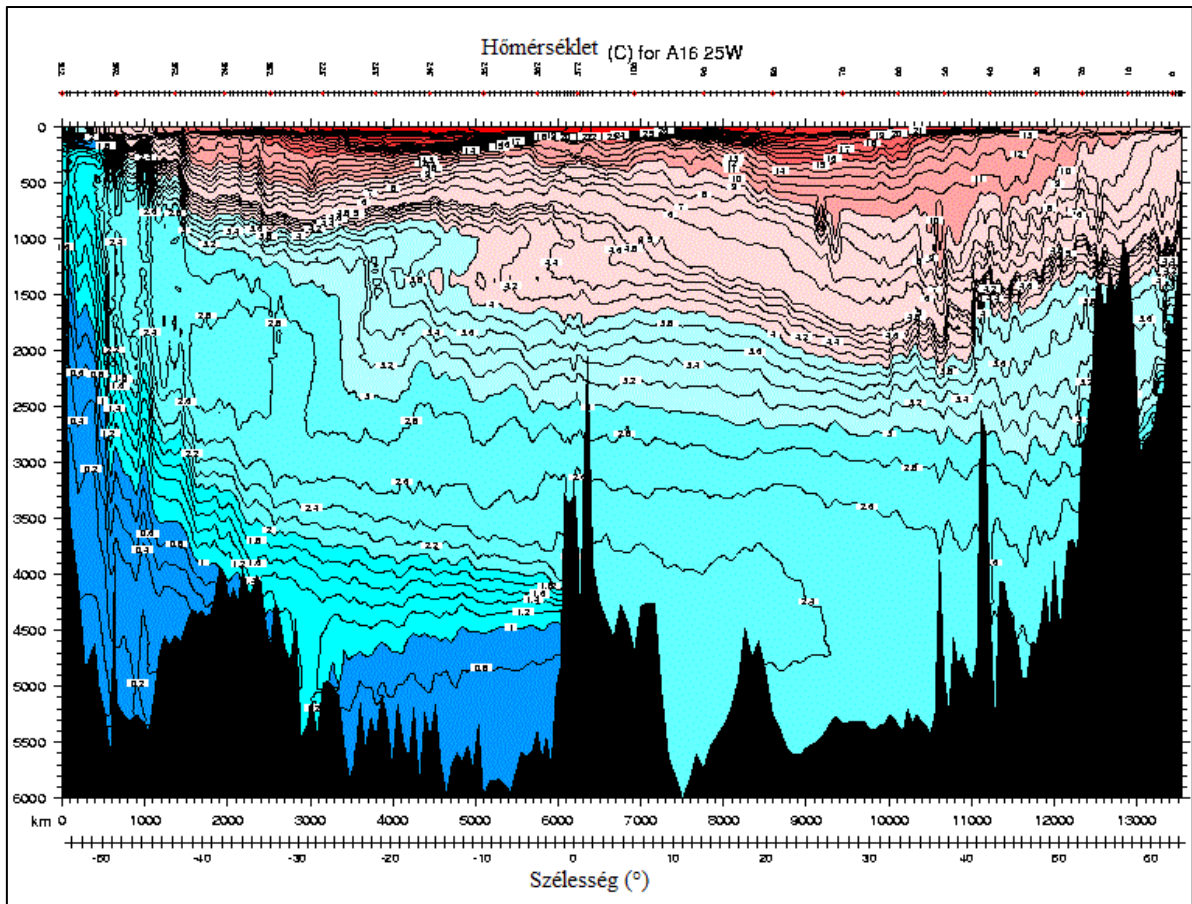
Az óceán vizének a téma szempontjából legfontosabb fizikai állapothatározói a hőmérséklet és a sótartalom, melyek térbeli eloszlásából származó sűrűségkülönbségek jelentős szerepet játszanak az óceáni vízmozgások létrehozásában. A vízhőmérséklet- és sótartalom-eloszlás egyszerre oka és következménye a világóceán általános vízkörzésének. Mindkét állapotjelző könnyen mérhető, és az adott helyen vett uralkodó nyomásérték ismeretében a víz sűrűsége pontosan meghatározható. A sűrűségi viszonyok ismerete pedig rendkívül fontos a lesüllyedési folyamatok megértése szempontjából.

Az óceán hőmérsékleti viszonyainak kialakításában a legfontosabb tényező a napsugárzás térbeli és időbeli eloszlása. Viszont az óceánfelszín hőmérsékletviszonyai nemcsak a napsugárzásból eredő energia-bevétel és a hősugárzás révén elszenvedett veszteség mérlegét tükrözik, hanem az általános vízkörzés hatásait is (2.2.1. ábra).



2.2.1. ábra: Az óceán felszínének átlagos vízfelszín-hőmérsékletének térbeli eloszlása (Forrás: <http://www.mersea.eu.org>)

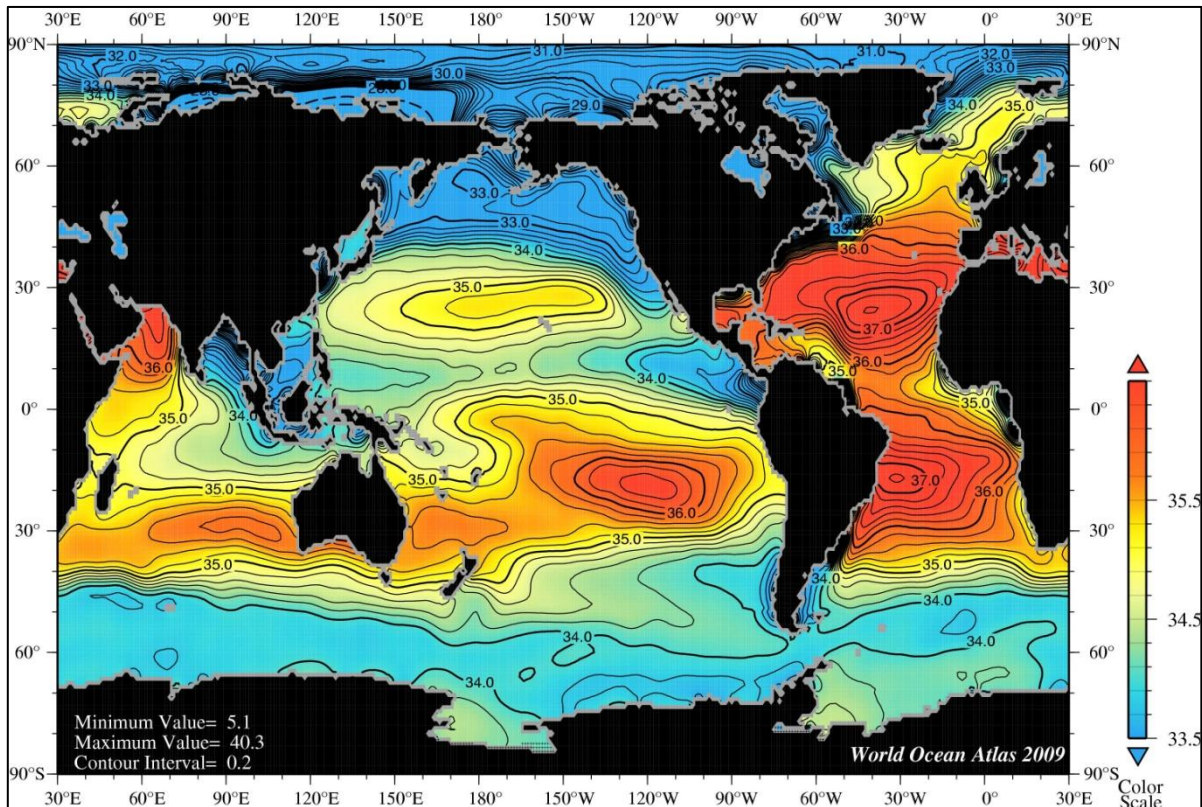
A hőmérséklet mélységgel való változása függ a földrajzi szélességtől. A magas szélességek kivételes viszonyaitól eltekintve a hőmérséklet lefelé haladva csökken, de a változás mértéke nem egyenletes. Az óceán vizét hőmérsékleti szempontból három jellegzetes zónára oszthatjuk. A felső 100-200 m-en helyezkedik el a keveredési réteg. Ez viszonylag meleg és egységes; az évszakos változások csak ezt a réteget érintik. Alatta következik a kb. 1000 m mélységig terjedő termoklin-, vagy más néven átmeneti zóna, amelyben a hőmérséklet gyorsan csökken, majd a zóna alján éles törés jelentkezik a hőmérséklet-profilban, s ettől kezdve lefelé az óceánvíz nagyjából egységes hőmérsékletű. Ez az egységesen hideg víztömeg a *mélyóceán*. A termoklin zóna vastagsága a trópusi övezetekben a legmarkánsabb, a magasabb szélességek felé lassan eltűnik (2.2.2. ábra).



2.2.2. ábra: Az Atlanti-óceánban az évi középhőmérséklet mélység és földrajzi szélesség szerinti eloszlása. Az izovonalak az Egyenlítő körüli 200 m mélységű tartományban sűrűsödnek be a legjobban. A déli pólus felé haladva, a vártaknak megfelelően, a déli szélesség 50. fokától kezdve az izotermák függőlegesbe fordulnak, így a termoklin zóna eltűnik. Az északi szélességek felé a termoklin zóna intenzitása az 50° környékén sem gyengül számottevően, csak közelebb kerül a víz felszínéhez. (Forrás: <http://www-pord.ucsd.edu>)

Felmerülhet, hogy mi a magyarázata annak, hogy 2.2.2. ábrán is jól láthatón az óceánok mélyvízi rétege igen alacsony hőmérsékleten maradhat még a trópusok környékén is. Az óceáni medencék legalján uralkodó körülbelül +1°C-os víz csak úgy kerülhet az óceán trópusi övének fenekére, ha magasabb szélességek felől az aljzaton odaáramlik. Azon beltengerek hőmérsékletprofiljai, melyeket aljzati küszöbök zárnak el az óceáni medencétől, teljesen eltérő képet mutathatnak. Például a Földközi-tenger esetén a medence mélyebb része +9°C fölé nem emelkedik, míg azonos mélységben az Atlanti-óceán hőmérséklete csak +3°C körüli [2]. Tehát zárt beltengerek esetén a tenger alatti küszöb megakadályozhatja a hideg fenékáramlat bejutását, és így a mélyebb rétegek melegebbek maradhatnak.

A sótartalom és a hőmérséklet együttesen határozzák meg az óceánban a sűrűségviszonyokat, ami döntő hatással van az óceán rétegződésére és a vízkörzés mechanizmusára. Ezért most essen néhány szó a sótartalomról, vagy szalinitásról, amelyen a vízben oldott ionok összmenyiségét értjük 1 kg-ra vonatkoztatva g/kg egységben, vagy ezrelékben. A 2.2.3. ábra a Föld óceánjainak felszínén mérhető szalinitást mutatja ezrelékben.

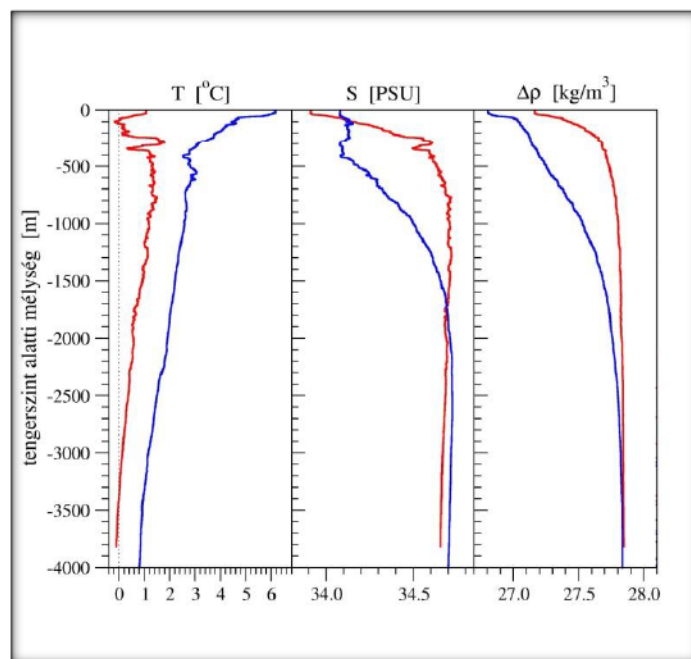


2.2.3. ábra: Az átlagos felszíni sokkoncentracio földrajzi eloszlása. A konturvonalak PSU skalan adóttak („Practical Salinity Unit”, 1 PSU egység megfelel 1 g so/1 kg tengervíz tomegaranyak). (Adatok: <http://www.nodc.noaa.gov/OC5/>)

A szalinitást – a kipárolgás folyamatán keresztül – a napsugárzás növeli, a tengerekbe, óceánokba jutó édesvíz-beáramlás pedig – a csapadék és a folyók hatása által – csökkenti. A mélyóceán sótartalom szempontjából is jóval egységesebb, mint felszín közeli réteg; itt az átlagos értékek 34,6 és 35 g/kg között változnak [2]. A 2.2.3. ábrán bemutatott térképen jól látható, hogy az Atlanti-óceán igen egyedi képet mutat a szalinitás szempontjából. Az Atlanti-óceán északi és déli medencéje egyaránt sósabb, mint a másik két óceáné. Ennek az eltérésnek az oka, hogy az Atlanti-óceán fölötti légtér vízmérlege jelentősen negatívabb, vagyis párolgás révén több vizet veszít, mint amennyit a csapadék és a folyók beletáplálnak. Ez a tény a GOC működésének egyik fő hajtóereje; a „hiányzó” vizet ugyanis a többi óceáni medencéből kell pótolni. A medence nagy sótartalma részben megmagyarázza azt is, hogy miért éppen az Atlanti-óceánban történhet meg a mélyvíz-keletkezés. A felszínen északra áramló, és ott

lehűlő víz ugyanis csakis ekkora sókoncentráció esetén érhet el akkora sűrűséget, hogy egészen az aljzatig süllyedhessen.

A sóösszetétel (a kémiai alkotók egymáshoz viszonyított aránya) az óceánvíz konzervatív tulajdonsága, vagyis ezt a sajátosságot a víz hosszú ideig (geológiai időskálákon) megőrzi. Ezzel szemben másik két jellemzője, a sókoncentráció és a hőmérséklet földrajzi eltéréseket mutat, változásuk sokkal lassabb, mint a tipikus áramlási sebességek, ezáltal lehetőséget ad a vízfajták azonosítására és a mélyvízi áramlatok követésére. A szalinitás vertikális profilja a hőmérséklettel együtt a 2.2.5. ábrán látható képet mutatja.



2.2.5. ábra: Nagyfelbontású mért mélységi profilok az Atlanti óceán deli részéről. Piros: 58°40.9'D–56°3.3'Ny, 2002/12/29; Kék: 55°31.0'D–58°1.0'Ny, 2002/12/31. (Adatok: British Oceanographic Data Centre)

A kipárolgás következtében a só besűrűsödik a felszínen, ezáltal instabil állapot jön létre, melynek hatására lefelé irányuló konvektív áramlatok indulnak meg és a besűrűsödött víz a keveredési rétegen belül gyorsan átrendeződik a sűrűségi viszonyoknak megfelelően. Az erre irányuló függőleges áramlatokat sós ujjaknak nevezzük. A nagyobb sótartalmú sűrűbb víz lejut a keveredési réteg aljára. Onnantól kezdve a nagymértékű hőmérséklet-csökkenésből származó sűrűsénövekedés már ellentart a sótartalom sűrűsénövelő hatásának.

A nagyobb mélységek felé nemcsak a hőmérséklet, hanem a sótartalom is csökken, majd nagyjából változatlan értékre áll be (2.2.5. ábra). Mivel a hőmérséklet csökkenésével együtt járó sűrűsénövekedés itt is erősebb, így lefelé nő az eredő sűrűség és a rétegződés

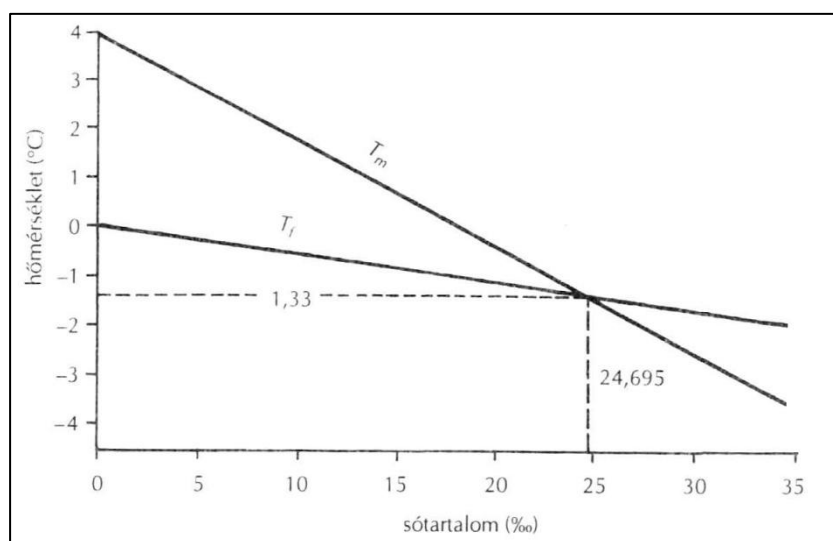
egyensúlyban lesz. Tehát ilyen feltételek mellett a felszíni vizek nem keverednek a mélyóceán vizével.

Az óceánokban kétféle keveredés létezik: az egyik a felszín közeli pár száz méteres keveredési réteget érinti, a másik pedig az óceánok teljes mélységéig lehatoló cirkuláció, mely nagyon lassú, de állandó vízcserét biztosít a felszín és a mélyóceán között. Ez a második eset vizsgálódásaink célpontja.

2.3. Lesüllyedési pontok kondíciói

A felszíni víz és a mélyóceán közötti vízcseré csak különleges körülmények között jöhet létre, melyek csak kitüntetett óceáni térségekben állnak fent. A mi szempontunkból az intenzív lesüllyedési zónák a fontosak. Vízszüllyedés csak ott jöhet létre, ahol a felszíni víznek lehetősége van nagyobb sűrűséget elérni, mint az alatta lévő víztömegé. Ez csak elég magas földrajzi szélességeken fordulhat elő, ahol a felszíni víz erősen lehűl, továbbá szükséges még, hogy ennek a felszíni víznek sótartalma igen magas legyen.

A sós víz sűrűsége és fagyáspontja nem úgy függ a hőmérséklettől, mint a jól ismert édesvízé. A sós tengervíz nem $+4^{\circ}\text{C}$ -on a legsűrűbb, hanem alacsonyabb hőmérsékleten. A tengervíz fagyáspontjának és maximális sűrűséghez tartozó hőmérsékletének egyenesét a sótartalom függvényében a 2.3.1 ábra mutatja.



2.3.1. ábra: A víz fagyáspontjának (T_f) és maximális sűrűséghez tartozó hőmérsékletének (T_m) változása a sótartalom függvényében (Forrás: [2]).

A sótartalom 35 g/kg értékénél a tengervíz a maximális sűrűségét $-3,5^{\circ}\text{C}$ -nál éri el. A két egyenes metszéspontja 24,695 g/kg értéknél van, a mi óceánjaink ennél magasabb szalinitási értékkel rendelkeznek. Ez létfontosságú, mivel ezen érték alatt a felszínen meginduló lehűlés hatására a víz még a fagyáspont fölött eléri maximális sűrűségét és lesüllyed, így nem alakulhat ki felszíni jég.

2.4. Konvekció hajtotta áramlások matematikai leírása

Konvekciós áramlatok hatásainak leírására három fontos alapegyenletet kell figyelembe vennünk: a Navier-Stokes-, a kontinuitási és a hővezetési egyenleteket.

A Navier-Stokes-egyenlet, a viszkózus hidrodinamikai közegek mozgásegyenlete, így írható:

$$\rho \frac{d\underline{v}}{dt} = \rho \left(\frac{\partial \underline{v}}{\partial t} + (\underline{v} \text{grad}) \underline{v} \right) = -\text{grad} p - \rho g \underline{n} + \lambda \Delta \underline{v}. \quad (2.4.1)$$

Az egyenlet bal oldalán látható azonosság mutatja, hogy a ρ sűrűségű folyadékelem gyorsulása, azaz sebességének teljes időderiváltja, a $\frac{\partial \underline{v}}{\partial t}$ a lokális gyorsulás és a $(\underline{v} \text{grad}) \underline{v}$ advektív tag („hidrodinamikai gyorsulás”) összegeként fejezhető ki. Az egyenlet jobb oldalán megjelenik a p nyomás negatív gradienseből származó erő, valamint az \underline{n} függőleges egységvektorral ellentétes irányba mutató gravitációs erő, illetve a folyadék belső súrlódását kifejező viszkózitási tag. A g gravitációs gyorsulást, a λ pedig a közeg viszkózitási együtthatóját jelöli. Általános esetben a jobb oldalon megjelenének a Föld forgásából származó tehetetlenségi erők is, ám esetünkben ezek nem játszanak jelentős szerepet, ezért felírásuktól eltekintettünk.²

A kontinuitási egyenlet, mely szerint egy adott térfogatelemet tekintve a be- és kiáramlás megegyezik, általános alakban így írható:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \underline{v}) = 0. \quad (2.4.2)$$

² Amint a bevezetőben megjegyeztük, igen sok óceáni, légköri áramlási problémában a Coriolis-erő hatása rendkívül fontos, sőt domináns lehet. Mi azonban az óceáni áramlási rendszernek csupán egy kétdimenziós tekintett függőleges, zonálisan átlagolt szeletét kívánjuk modellezni, melyben az áramlásra merőleges irányba ható Coriolis-erő nem ad járulékot. [7,8]

A (2.4.2) egyenlet – az F1. függelékben leírtak alapján – összenyomhatatlannak tekinthető folyadékok esetén egyenértékű a sebességmező

$$\operatorname{div} \underline{v} = 0 \quad (2.4.3)$$

divergencia-mentességi feltételével.

Egyenletrendszerünk harmadik tagja a hőátadási egyenlet, vagy más néven Fourier második egyenlete, mely a hőmérséklet tér- és időbeli alakulásáról ad számot:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + (\underline{v} \operatorname{grad}) T = \kappa \Delta T + s, \quad (2.4.4)$$

ahol $\frac{\partial T}{\partial t}$ a hőmérséklet lokális megváltozása, $(\underline{v} \operatorname{grad}) T$ a hőmérséklet advektív deriváltja, κ a hődiffúziós állandó, s pedig egy hőforrás-tag.

A F1. függelékben található levezetés alapján egyenleteinket átalakíthatjuk az általunk vizsgált rendszerben helyes és későbbiekben jól használható alakra:

$$\frac{d\underline{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho_0} \operatorname{grad} p - g \alpha T \underline{n} + \nu \Delta \underline{v}, \quad (2.4.5)$$

$$\frac{dT'}{dt} = \kappa \Delta T' + s,$$

$$\operatorname{div} \underline{v} = 0.$$

Az itt nem részletezett átalakítások során feltételeztük, hogy a rendszerben a sűrűség és a nyomás megváltozásának mértéke lényegesen kisebb e mennyiségek jellemző értékénél. Hasonlóképpen feltételeztük, hogy a sűrűség és a hőmérséklet kicsiny megváltozása között lineáris kapcsolat áll fenn. Az így adódó egyenletrendszerben p a $p_0(z) := p_0 + \rho_0 g(H - z)$, időben állandó hidrosztatikai nyomástól való eltérést jelöli, H a teljes vízmélység, p_0 a felszínen mért légnyomás, ρ_0 a referenciasűrűség, T pedig a folyadékelem T hőmérsékletének, és a T_0 referenciahőmérséklet értékének különbsége. T_0 értékét az határozza meg, hogy e hőmérsékleten teljesül, hogy a közeg sűrűsége éppen ρ_0 . A Navier-Stokes egyenlet fentebbi alakjában felbukkanó $\nu = \frac{\lambda}{\rho_0}$ a kinematikai viszkozitást jelöli. A későbbi fejezetekben már az egyenletrendszer (2.4.5.) alakjából indulhatunk ki.

A hővezetési egyenlet peremfeltételét leggyakrabban a hőmérséklet határokon vett értékének vagy gradiensének előírásával adják meg (Neumann-, illetve Dirichlet-peremfeltételek), ám a fizikai oceanográfiában használatos modellekben jellemzően a felszíni hőfluxust adják meg peremfeltételként, s a felszín közeli Δz vastag keveredési réteg szerepel benne, mint hőforrás:

$$\frac{\partial T'_{felszín}}{\partial t} = -\frac{\Phi(x, y, t)}{\rho_0 C_p \Delta z}, \quad (2.4.6)$$

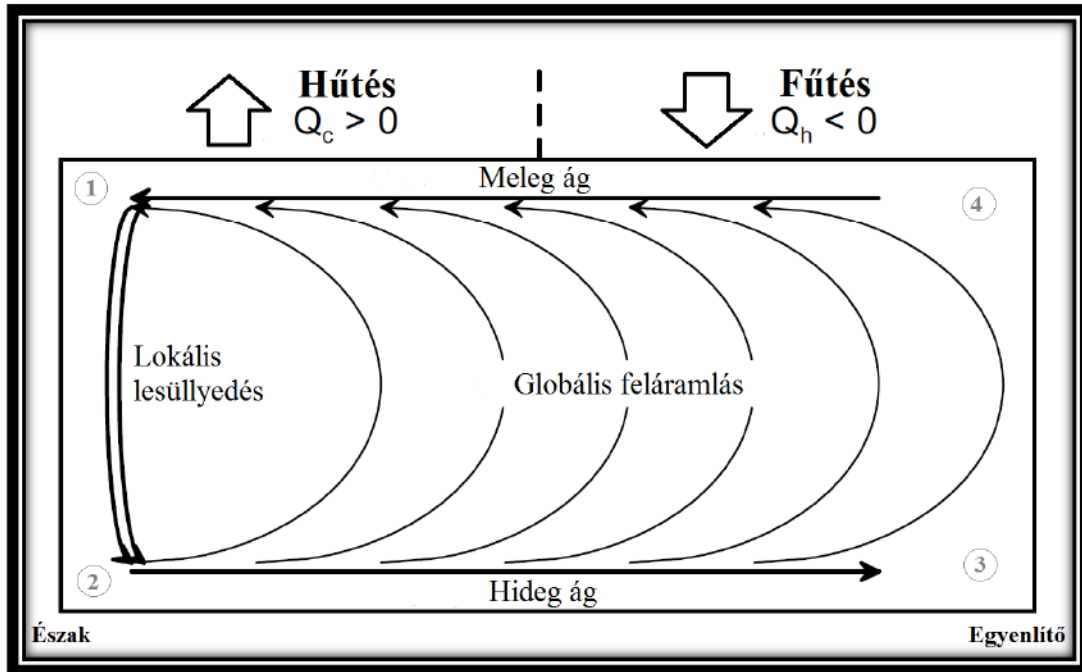
ahol $\Phi(x, y, t)$ az egységnyi felületre és időegységre eső hőfluxus (W/m^2 egységben), C_p pedig a víz fajhője. A fluxus előjelét úgy definiáltuk, hogy pozitív értékei esetén a vízfelszín hőmérséklete csökkenjen (azaz ekkor az óceán hőt ad át az atmoszférának).

2.5. A THC energetikája

A THC energetikájának vizsgálatakor először vegyük szemügyre a már jól ismert kondíciókat. Földünk jelenlegi klímájában a lesüllyedési régiók a magas szélességeken találhatók, ahol a felszín hülése a fő hajtóereje a felszíni sűrűségnövekedésnek.³ Elvileg elképzelhető egy ellentétes irányú, „fordított THC” állapot is, amelyben a lesüllyedés a medence szubtrópusi régiójában következne be. Ez akkor válna lehetségessé, ha az egyenlítői óceán felszínén a kipárolgás során megnövő sókoncentrációból adódó sűrűségnövekedés nagyobb mértékű lenne, mint a hőtágulás miatti sűrűségcsökkenés. Egyes paleoklíma-adatok arra engednek következtetni, hogy a földtörténet során volt már példa a „fordított THC” állapot működésére [4]. Azonban a jelenlegi viszonyok mellett a melegedésből adódó sűrűségcsökkenés legyőzi a kipárolgásból származó sűrűségnövekedést délen, az északi részekben pedig fordítva (2.5.1 ábra). Ebből adódóan az aljzati áramlás hideg, míg a felszíni ellenáramlás a meleg ág, hiszen az alacsony szélességeken a felszíni hőfluxus felmelegíti a feláramlott hideg vizet.

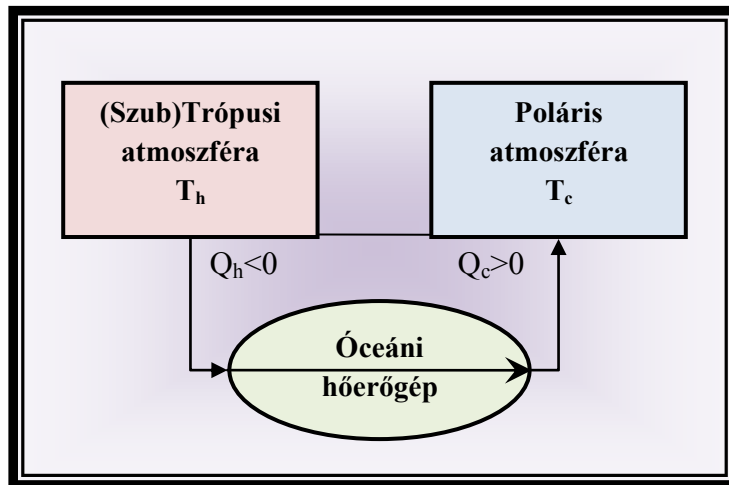
³ Azonban a globális melegedés következtében jelentős mértékben olvadó sarki jég alacsony sótartalma miatt csökkentheti a felszíni víz sűrűségét s így a leáramlás intenzitását, ami elméletileg legvégső esetben akár az áramlás leállításához is vezethet.

Fontos kérdés, hogy ez a felszíni hőmérsékleti gerjesztéséből adódó sűrűségkülönbség hogyan képes, illetve képes-e működtetni a THC-t? Ezt a kérdést vizsgáljuk most meg a termodinamika szemszögéből!



2.5.1. ábra: Óceáni cirkuláció dobozmodellje, melyben jobb oldalon az északi pólus helyezkedik el, a bal oldalon pedig az egyenlítő. Az északon $Q_c > 0$ hőfluxus, az egyenlítőnél pedig $Q_h < 0$ hőfluxus van megadva (Forrás: [3]).

Tekintsünk az óceánra, mint *stacionárius hőerőgépre*, mely a meleg trópusi és a hideg poláris atmoszférával, mint hőtartályokkal áll kapcsolatban. Jelölje $Q_h < 0$ az időegységenkénti hőmennyiséget (hőfluxust), melyet a szubtrópusi hőtartály abszolút T_h hőmérséklete biztosít. (Q értéke akkor pozitív, ha az óceán ad át hőt az atmoszférának.) A cirkuláció északi részén az óceáni hőerőgép egy adott $Q_c > 0$ hőmennyiséget ad át a hideg sarkvidéki légkörnek, mint hőtartálynak, mely így egy T_c hőmérsékletre relaxál (2.5.2 ábra).



2.5.2 ábra: Az óceán, mint termodinamikai hőerőgép sematikus vázlatja.

Ha feltesszük, hogy az óceáni folyamatok megfordíthatók, akkor a THC úgy viselkedik, mint egy *Carnot-gép*. Ekkor az óceán és a poláris atmoszféra közötti hőtranszport hatásfoka így alakul:

$$\eta_{Carnot} = \frac{W}{Q_c} = \left(\frac{T_h}{T_c} - 1 \right). \quad (2.5.1)$$

Az (2.5.1) egyenlet mutatja, hogy az óceáni hőerőgép csak akkor tud munkát végezni, ha a hőbevitel az óceánba magasabb hőmérsékleten történik, mint amilyen hőmérsékleten leadja a poláris atmoszférába a hőt.

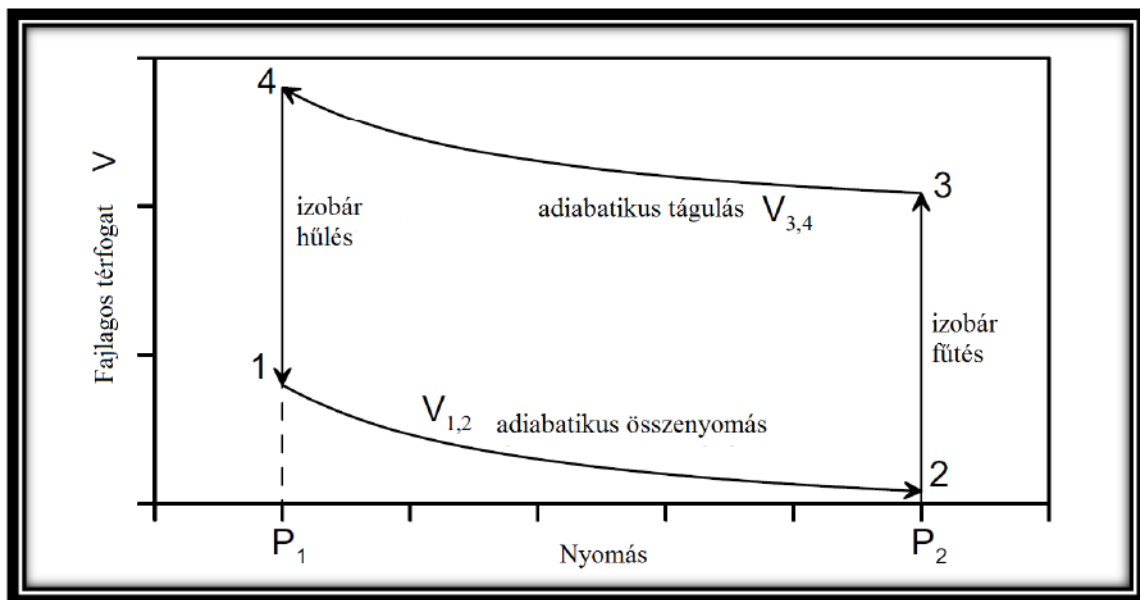
Az Atlanti óceánban a felszíni hőmérsékletek műholdas mérések alapján: $T_c = 27^\circ\text{C}$ és $T_h = 15,7^\circ\text{C}$. Ilyen feltételek mellett a fiktív óceáni hőerőgép 3-4%-os hatásfokkal működik [3]. A valós hatásfoka a THC-nak még ennél is kisebb lehet, főképp a turbulens disszipáció miatt és mivel a klimatológiai folyamatok általában nem megfordíthatók.

Ahhoz, hogy az óceáni hőerőgép működjön, a súrlódás ellenében általa végzett munkának, azaz a hőtartályokból felvett és leadott hő különbségének pozitívnak kell lennie. A hőerőgép analógiájára azt mondhatjuk, hogy a THC mint körfolyamat során a rendszer térfogati munkavégzése pozitív kell legyen, azaz:

$$\oint p \, dV > 0. \quad (2.5.2)$$

De mit is jelent ez az óceán vonatkozásában? A Carnot-féle körfolyamatot p-V diagramon ábrázolva a 2.5.3. ábra szemlélteti. Az (2.5.2) egyenlet értelmében a folyamat körülményei

iránya az ábrán pozitív, azaz az óramutató járásával ellentétes. Tekintsünk most a 2.5.3. ábrára úgy, mint egy THC által szállított folyadékkelem trajektóriájára az állapotváltozók terében. Ekkor azt mondhatjuk, hogy a folyadékkelem a folyamat első szakaszában egy kisebb nyomású helyről egy nagyobb nyomásúra kerül (2.5.3. ábra 1-2 szakasza), azaz *lesüllyed*. Ahhoz, hogy a körfolyamat pozitív körüljárással záródni tudjon, szükséges, hogy a következő (2.5.3. ábra 2-3 szakasza) lépés során a folyadékkelem fajlagos térfogata megnövekedjen, azaz felmelegedjen. Ezen érveléssel tehát belátható, hogy ahhoz, hogy a THC működhessen, szükség van egy mélységi hőforrás, vagy valamiféle egyéb „hőpumpáló” mechanizmus jelenlétére is.



2.5.3. ábra: A THC mint Carnot-ciklus P-V diagramja.

Elsőként Sanström (1908) mutatott rá arra a problémára, hogy csupán a differenciált felszíni hőeloszlás hajtotta THC-gép nem működőképes. Laboratóriumi kísérleteket végzett, melyekben az óceáni medencékben lezajló folyamatokat tartályokkal modellezte. Kísérleteiből az derült ki, hogy stabil cirkuláció nem létezhet, ha a hőforrás és hőnyelő ugyanolyan magasságban helyezkedik el, jelen esetben a tengerfelszínen. A mélységi hőforrás mibenléte az óceánok esetében azonban máig nem tisztázott. A legelterjedtebb vélekedés szerint az árapály keltette belső hullámok turbulens keverő hatása töltheti be a „hőpumpálás” szerepét a THC-ben. Ebben a dolgozatban azonban ezt nem vesszük tekintetbe, hanem azt az újszerű felvetést vizsgáljuk meg, hogy az óceáni aljzat geotermikus hőárama, mint mélységi hőforrás hozzájárulhat-e a THC működéséhez.

3. A földi hőáram

A földkéreg szilárd közeteiben a hő hővezetés útján terjed. A hővezetés elmélete Fourier vizsgálatai alapján két alapvető összefüggéssel írható le. Az áramlás kapcsán Fourier második egyenletét hasznosítottuk, most pedig az elsőre lesz szükségünk.

A hővezetés első Fourier-egyenlete a következő közismert alakból indul ki:

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t} = \lambda \frac{T_2 - T_1}{l} A, \quad (3.1)$$

ami azon az egyszerű megfigyelésen alapul, hogy ha egy l hosszúságú és λ hővezető-képességű hasáb alsó és felső lapján a hőmérséklet rendre T_2 és T_1 ($T_2 > T_1$), akkor a hasáb A felületén Δt idő alatt átáramló hőmennyiség éppen ΔQ . Ennek differenciális alakja a $\phi = \frac{Q}{A}$ hőáramsűrűségre:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \lambda \text{grad}T. \quad (3.2)$$

Tehát az egységnyi felületen és egységnyi idő alatt átáramló hőmennyiség, vagy más néven hőáramsűrűség a hőmérséklet gradiensevel és az illető anyag hővezető képességével arányos. Tetszőleges nagyságú felületen időegység alatt átáramló hőmennyiség a hőteljesítmény, vagy röviden hőáram. A hőáram geofizikában használatos mértékegysége W/m^2 .

A $\text{grad}T = G$ vektormennyiség a földkéreg hőmérsékletváltozására jellemző adat. Ezt az adatot nevezzük geotermikus gradiensnek, értéke pedig megadja az egységnyi mélységnövekedésre eső hőmérsékletnövekedést. Mivel a földkéregben a hőmérséklet vízszintes irányú változása általában kisebb, mint a függőleges irányú változás, ezért jó közelítéssel:

$$G = \text{grad}T \approx \frac{\partial T}{\partial z} \approx \frac{\Delta T}{\Delta z} \quad (3.3)$$

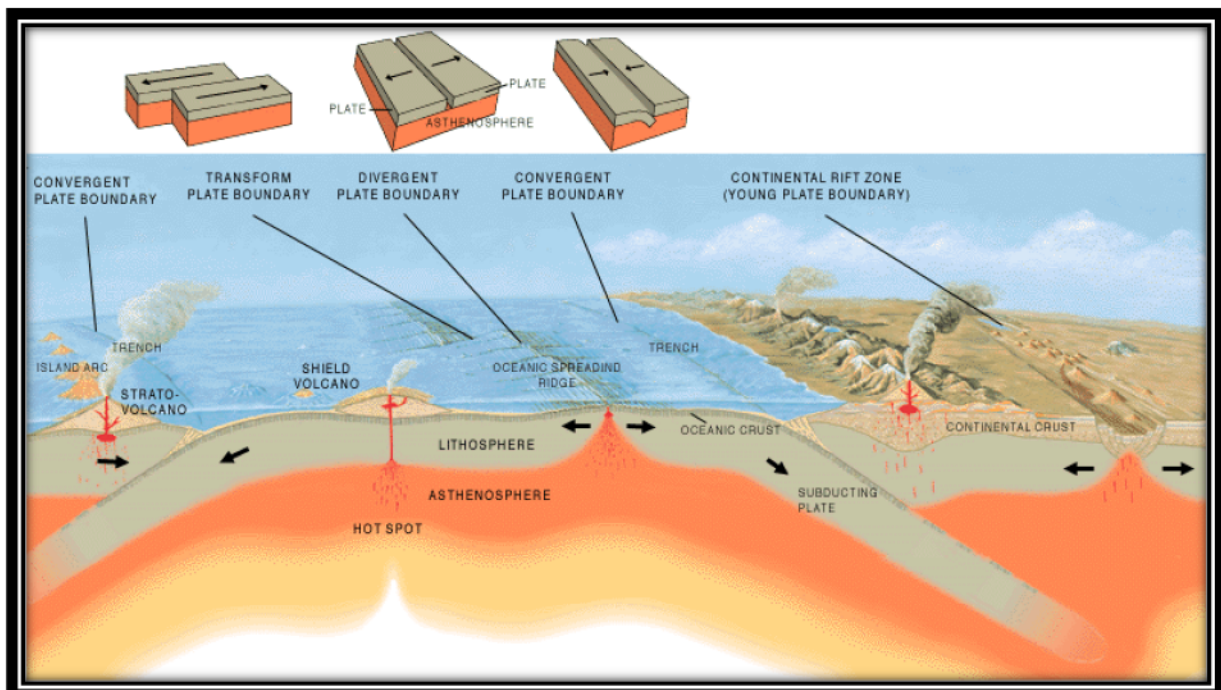
a geotermikus gradiens értéke.

Mivel a Földben a hőmérséklet a mélységgel növekszik, a (3.3) összefüggés értelmében a mélyebb részokről állandóan hő áramlik a felszín felé. A hőáramot közvetlenül nem lehet mérni, ezért az általános eljárás az, hogy a fúrólukokban megméri a hőmérsékleti gradienst,

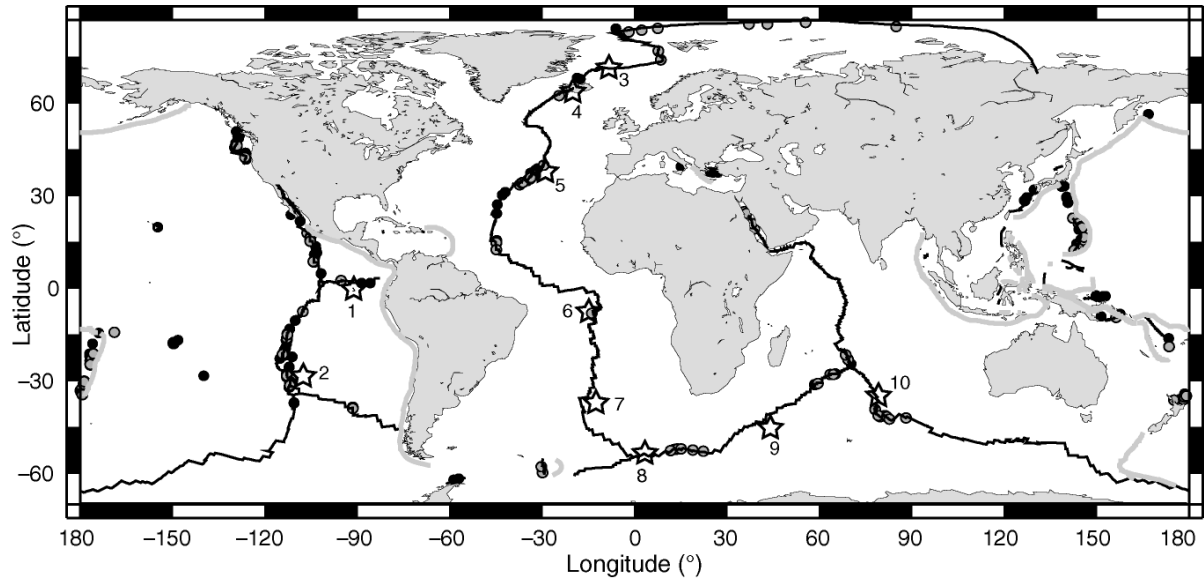
majd laboratóriumban meghatározzák a fúrásból vett kőzetminták hővezető képességét és a (3.3) összefüggés felhasználásával kiszámítják a hőáram értékét.

A Föld felszínén ma már több ezer hőáramérték áll rendelkezésre. Ennek oka, hogy az iparban minden bányászati feltáró mélyfúrás során letárolják a hőmérsékleti adatokat. Ezekből látjuk, hogy a földi hőáram értéke körülbelül $35\text{-}125 \text{ mW/m}^2$ nagyságrendű. Kimutatható, hogy a hőáram nagysága összefügg a geológiai szerkezettel, így megadhatók a különböző jellegű geológiai területekre jellemző értékek. Például szárazföldön, prekambriumi pajzsok esetén: $38\pm 7 \text{ mW/m}^2$, óceánokban mélytengeri árkoknál $41\pm 25 \text{ mW/m}^2$, óceáni medencéknél $54\pm 22 \text{ mW/m}^2$, óceáni hátságoknál $76\pm 65 \text{ mW/m}^2$. Könnyen megfigyelhető és érthető, hogy a tektonikailag nyugodt területeken (pl. ősi pajzsok, óceáni medencék) kicsi hőáramok mérhetők, ugyanakkor a magas hőáramértékek a földtörténeti jelenkorban aktív területeken (pl. óceáni hátságok mentén, jelenkori orogén területeken, hotspotok környékén) tapasztalhatók.

A geológiailag aktív területek, melyek lokálisan sokkal nagyobb hőáram értékekkel jellemezhetőek, a következők: óceánközépi hátságok, szubdukciós zónák mögött kialakuló vulkáni tevékenységek és hotspotok (3.2. ábra). E három jelenséget ismertnek tételezzük fel a jelenlegi dolgozat keretében és pusztán a 3.1 ábrával szemléltetjük a jelenségeket.



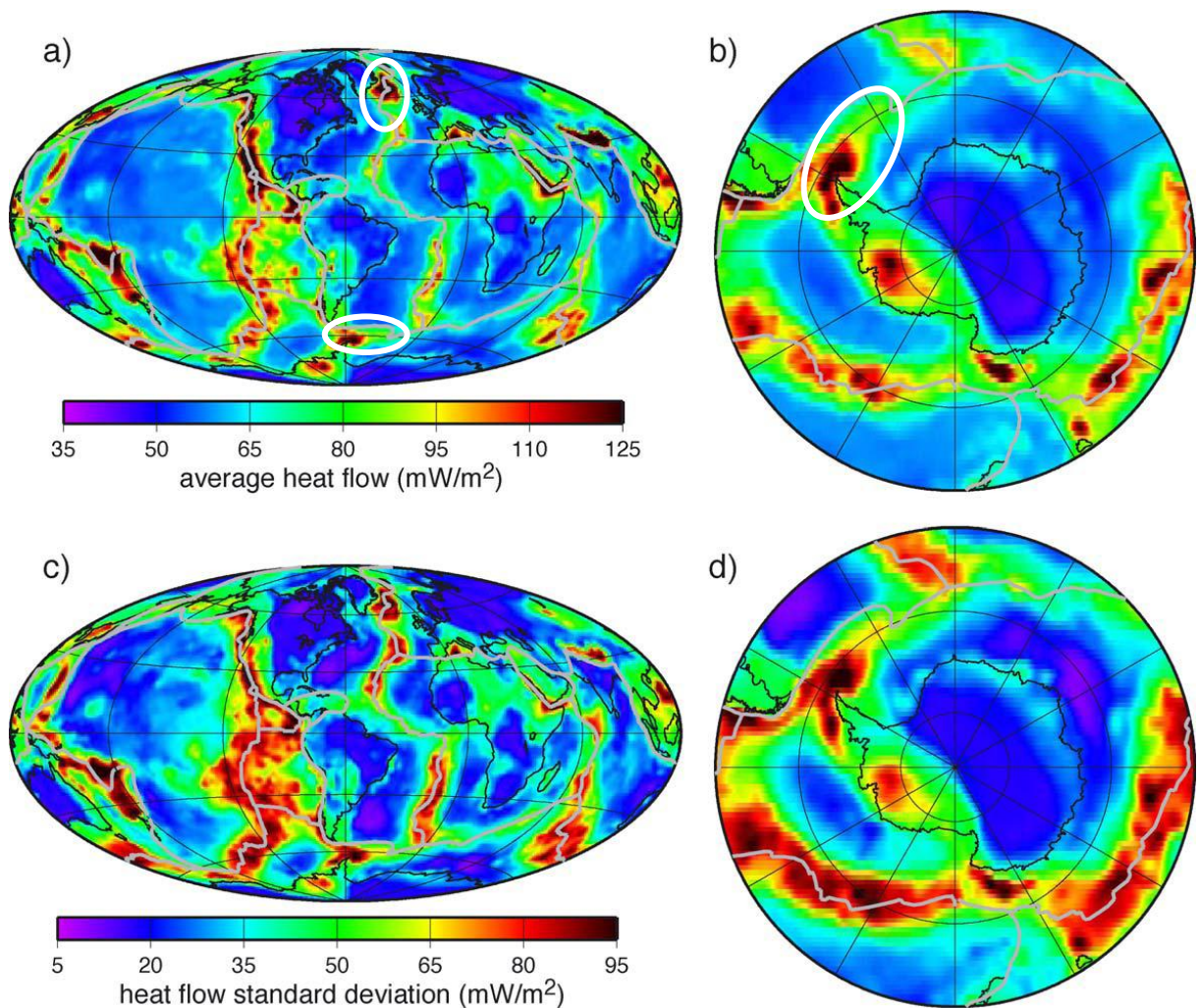
3.1. ábra: Az óceánközépi hátságok, szubdukciós zónák mögötti vulkáni tevékenységek és hot spotok működése. (Forrás: chm.bris.ac.uk)



3.2. ábra: A fekete vonal az óceánközépi hátság, a szürke pedig a szubdukciós zónákat szimbolizálja. A fekete körök a már ismert hidrotermális területeket jelzik, a szürke körök pedig a vélhető hidrotermális mezőket. A csillagok a hátságokon elhelyezkedő hot spotokat jelzik. (Forrás: <http://en.wikipedia.org>)

A hőáram értékeket nem tudjuk közvetlenül és könnyen mérni, így a meglévő adatokból becslési eljárás során információt nyerhetünk költségtakarékos módon. Nikolai M. Shapiro és Michael H. Ritzwoller [5] bemutattak egy eljárást, mellyel olyan régiók hőáramára adhatunk közelítést a már ismert hőáramértékek extrapolálásával, ahol a mérések ritkák vagy egyáltalán nincsenek. Ezen eljárás bármely kiválasztott térbeli pontra generál egy hisztogramot olyan régiók mért hőáramértékeiből, melyek szerkezetileg hasonlóak a célterületéhez. A struktúrális hasonlóságot szeizmikus mérésekből állapítják meg, mivel ezek az adatok nyújtanak viszonylag homogén lefedettséget az egész földre vonatkoztatva. A szeizmikus adatok jó felbontású képet adnak a kéregről és a felső köpenyről, melyek mélysége közvetlenül kapcsolódik a földfelszíni hőáramértékhez. Ezen mérések alapján számszerűsíthetjük a szerkezeti hasonlóság mértékét két felszíni pont között. A szerkezeti hasonlóságokból pedig hőáramértékeket becsülhetünk a földfelszín minden pontjára. Az eljárás részletesebb bemutatását, melyet a felszíni hőáramértékek kiszámítására fejlesztettek ki, az F2. függelék tartalmazza. Ezen eljárás alapján készült a 3.4. ábra, mely a számított hőáramértékeket (a; és b;) mutatja az egész földfelszínre nézve és ennek az értéknek a szórását (c; és d;).

Már eddig is láttuk, hogy az Atlanti-óceán két végén elhelyezkedő lesüllyedési zónákban hot spot jelenség, szubdukciós zóna mögötti vulkáni tevékenység és hidrotermális területek helyezkednek el. A 3.4. ábrán számszerűsítve megfigyelhetjük, hogy *a két lesüllyedési pont környezetében foltszerűen igen magasak a hőáramértékek*. Ezen egyezés felismerése adta a motivációt arra, hogy behatóbban vizsgáljuk meg az aljzati hőforrások mélységi konvekciót módosító hatását.



3.4 ábra: Az a; és b; ábrák a földfelszín hőáramának számított értékeit mutatják, a c; és d; ábrák pedig a számított értékek szórását. A fehér körök a lesüllyedési zónákat jelölik. (Forrás: [6])

4. A mélységi cirkuláció numerikus modellezése

Az áramlások modellezése rendkívül számításigényes feladat, ezért is lehet szükség a valóságban az eredetinél jóval kisebb mérettartományra leszűkített laboratóriumi mérésekre. A numerikus modellek fontossága számunkra abban rejlik, hogy könnyen állíthatjuk kedvünk szerint a paramétereket és egyszerre több mérési beállítással is futtatható egy program. A következőekben bemutatunk egy módszert mellyel az (2.4.5.) parciális differenciálegyenlet-rendszer közelítő megoldása nyerhető, különböző peremfeltételek mellett, kétdimenziósnek tekinthető áramlások esetén. Az itt vázolt, standardnak tekinthető numerikus módszereket Jochen Kämpf német oceanográfus szabad hozzáférésű *Advanced Ocean Modelling* programcsomagjának [6] elemeire, szubrutinjaira alapozva építettük be a programunkba.

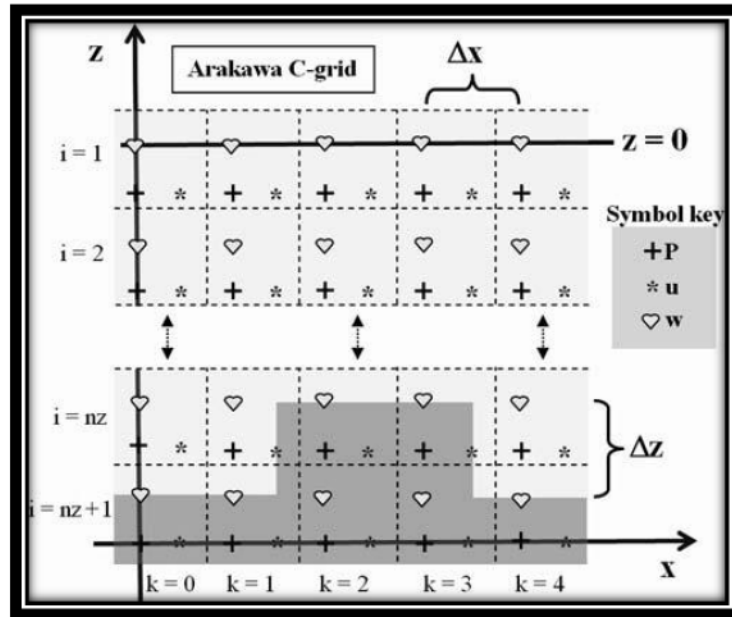
4.1. A használt algoritmus fizikai és numerikus háttere

A kétdimenziós modellek esetében a mozgásegyenletek komponensenként a következőképp írhatók fel:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\ \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} - \frac{\rho'}{\rho_0} g + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \\ \frac{\partial T'}{\partial t} + u \frac{\partial T'}{\partial x} + w \frac{\partial T'}{\partial z} &= \kappa \frac{\partial^2 T'}{\partial x^2} + \kappa \frac{\partial^2 T'}{\partial z^2} \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0 ,\end{aligned}\tag{4.1.1}$$

ahol x a vízszintes z pedig a függőleges koordináta, u és w rendre a horizontális és vertikális sebességkomponensek, ν a kinematikai viszkozitás, κ pedig a hődiffúziós állandó értéke.

A program egy $n_x \times n_z$ darab négyzetből álló rácson horizontálisan, balról jobbra 1-től n_x -ig, vertikálisan pedig főlülről haladva 1-től n_z -ig futtatja végig és számolja a különböző értékeket úgy, hogy a nyomás, sűrűség és egyéb skalár értékeket az u és w sebességértékek közötti „köztes rácspontokban” értékeli ki, a 4.1.1 ábrán látható elrendezésben. A két irány rácstávolságait Δx és Δz jelöli. Ezt az elrendezést Arakawa C-rács konfigurációnak nevezi a szakirodalom [6].



4.1.1. ábra: A különböző mennyiségek (a p' dinamikai nyomás, valamint az u és w vízszintes és függőleges sebességkomponensek) kiértékelésének helyei az Akawa-C rácson (forrás: [6]).

A (4.1.1) parciális differenciál-egyenletrendszer nem oldható meg explicit módon, mert a dinamikai nyomás megjelenik a mozgásegyenletek jobb oldalán. Így a közelítő numerikus megoldáshoz csak több iteratív lépésben juthatunk el. Az algoritmus egy adott időpontbeli nyomásértékek alapján megbecsüli a sebességmező következő időpontbeli értékeit, majd a nyomás-eloszlást annak megfelelően korrigálja, hogy a következő pillanatra kapott sebességértékek kielégítsék a kontinuitási egyenletet. Ezt program a program egy *Successive Over-Relaxation* (SOR) nevű általánosnak tekinthető eljárással végzi [6], melynek során addig folytatjuk a nyomás és sebességmező konzisztens közelítését, amíg a sebességtér divergenciája egy általunk megadott ε értéknél kisebb nem lesz. A programban szereplő diszkretizált egyenleteket, és a peremfeltételek pontos alakját a F3. függelékben olvashatók.

A (2.4.6.) képletben fellépő $\Phi(x, z, t)$ hőfluxus eloszlást szimulációink során úgy adtuk meg, hogy egy nyugalomban lévő felszíni vízcsepecske hőmérséklete egy adott τ karakterisztikus idővel egy előírt $T'(x)$ felszíni eloszláshoz relaxáljon. Ekkor a peremfeltétel így írható:

$$\frac{\Delta T'}{\Delta t} = -\frac{1}{\tau} (T - T_{relax}(x)), \quad (4.1.2)$$

melynek megoldása (nyugalomban lévő felszíni folyadékcsepecskének esetén) egy τ karakterisztikus idejű exponenciális telítődés.

Lényeges eleme munkánknak, hogy ilyen peremfeltételt róttunk ki a vizsgált medence aljzatára és oldalfalaira is. Az aljzati relaxációs hőmérséklet-eloszlás változtatása teszi ugyanis lehetővé számunkra, hogy az aljzati hőforrások hatását vizsgálni tudjuk.

Az algoritmus térbeli és időbeli skálája természetesen nem változtatható egymástól független módon. A kettő között kapcsolatot teremt, hogy az algoritmus egy változó adott pontbeli és pillanatbeli értékét a tőle Δx távolságra levő szomszédos rácspontok Δt időlépéssel korábbi értékei alapján becsüli. Ha tehát a vizsgált fizikai problémában az információ jellemző terjedési sebessége v , akkor adott Δx mellett célszerű $\Delta t \ll \Delta x/v$ időlépést választanunk. Esetünkben a diffúziós tagra jellemző karakterisztikus sebesség $v = \frac{\kappa}{\Delta x}$ nagyságrendű. Tehát ekkor az időlépésre $\Delta t \ll \frac{\Delta x^2}{\kappa}$ feltételnek kell fennállnia. Mivel esetünkben kétdimenziós problémát oldunk meg, a rendszer stabilitásának szükséges feltétele:

$$\Delta t \ll \min \left\{ \frac{(\Delta z)^2}{\kappa}, \frac{(\Delta x)^2}{\kappa} \right\}. \quad (4.1.3)$$

4.2. A numerikus modell használata

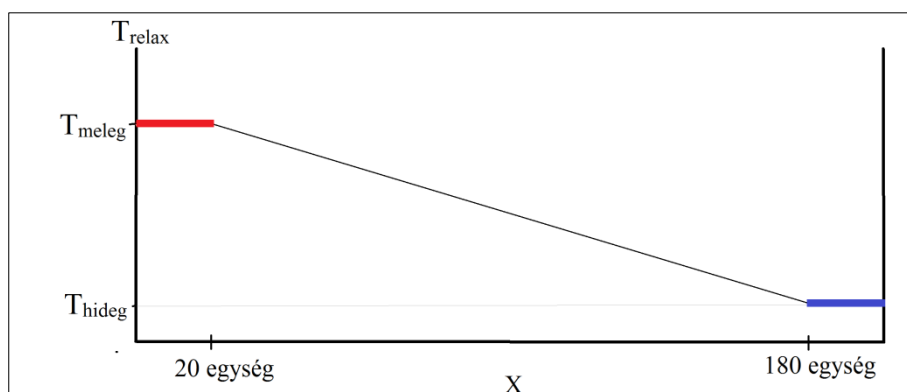
A numerikus modellezéssel célunk az volt, hogy minél több peremfeltétel mellett meg tudjunk vizsgálni egy medencében történő konvekciót. A modellben használt kád méretét úgy választottuk meg, hogy a program kényelmesen futhasson, vagyis a futtatási idő ne legyen túlzottan hosszú, de az adott tartományban jól mintavételezett adathalmazt kapjunk. Ezért a futtatásaink során egy 2 m magas és 20 m hosszú kádon dolgoztunk. Ekkor ugyanis még laborskálán marad a mérési tartomány, és a (4.1.3.) stabilitási kritérium szellemében még kényelmes futtatási időt biztosít. A futási idő még így is a szimulációk fizikai idejének nagyságrendjébe esett; egy 1000 percnél megfelelő futtatás mintegy 12 órát, azaz mintegy 800 percet vett ténylegesen igénybe. Ez az érték abból jött ki, hogy a térbeli felbontást $\Delta x = \Delta z = 0.1$ m-nek választottuk és mivel a modellezett kád laborléptékű, a molekuláris viszkozitási és hődiffúziós együttható értékeit használjuk, tehát $\nu = 10^{-6}$ m²/s, $\kappa = 1,4 \times 10^{-7}$ m²/s. Ekkor a (4.1.3) stabilitási kritériumba behelyettesítve ezeket az értékeket $\Delta t \ll 10^4$ s kapjuk, gyakorlati megfigyelések alapján pedig a program $\Delta t = 0.1$ s-os időlépték esetén maradt stabil.

A Kármán Laboratórium általunk használt számítógépe négymagos processzorral van felszerelve, így a futási idő növekedése nélkül egyszerre mindig négy különböző peremfeltétel-kombinációt futtathattunk. Az adatok kiíratását a program percenként végezte el.

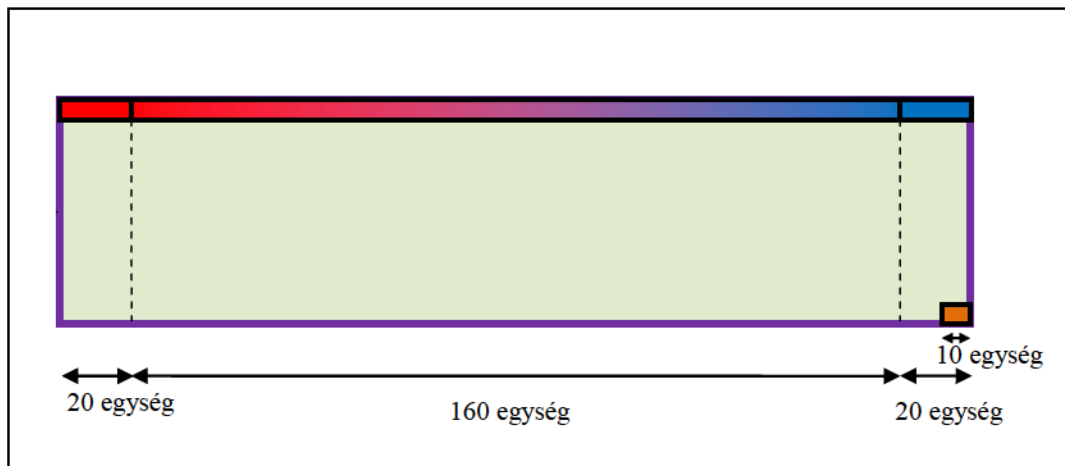
4.2.1. A mélységi konvekció modellezése

Kezdeti feltételként a kádat „feltöltöttük” $T_0 = 25^\circ\text{C}$ -os vízzel. A θ index arra utal, hogy a későbbiekben ezt az értéket tekintettük referencia-hőmérsékletnek; az ettől való eltérés adja meg az egyenletrendszerekben szereplő T' értékét.

A kád tetejére a 4.2.1a ábrán látható $T_{relax}(x)$ hőmérsékletprofil szerinti peremfeltételt róttunk ki. Azaz a kád bal oldalán a „szobahőmérsékletnél” magasabb hőmérséklethez, a medence másik végén pedig, szintén egy 2m hosszú szakaszon alacsonyabb hőmérséklethez, a közbülső szakaszon pedig lineárisan interpolált hőmérséklet-értékhez relaxáltattuk. A továbbiakban azt az értéket, amihez a meleg oldalon relaxáltatjuk a kád tetejét, T_{meleg} -nek nevezzük, a hideg oldal relaxációs értékét pedig T_{hideg} -nek. Ha az 4.2.1a ábrán látható elrendezésre, mint egy óceáni medence analógiájára tekintünk, azt mondhatjuk, hogy a „meleg oldal” a cirkulációs cella egyenlítői végének felel meg, a „hideg oldal” pedig a sarki óceánnak. A peremfeltétel pedig úgy interpretálható, mint a vízfelszíni hőmérséklet relaxációja a légkörben jellemző zonális értékhez.



4.2.1a. ábra: A numerikus kádmodell felszínére adott hőmérsékleti relaxáció függvénye.



4.2.1b ábra: A kétdimenziós kádmodell szélén alkalmazott relaxációs hőmérsékleti peremfeltételeinek vázlatja. A vízfelszín a 4.2.1. ábrán is látható eloszlás szerinti hőmérséklethez relaxál. T_{relax} értéke a lila színnel jelölt aljzati és oldalfali peremeknél a 25°C -os referencia-érték. A narancssárga terület a későbbi szimulációkban „bekapcsolt”, a referenciahőmérsékletnél melegebb értékhez relaxáló hot spot helyét jelöli. A most részletezett futtatások során azonban ebben a régióban is $T_{relax} = 25^{\circ}\text{C}$ érvényes.

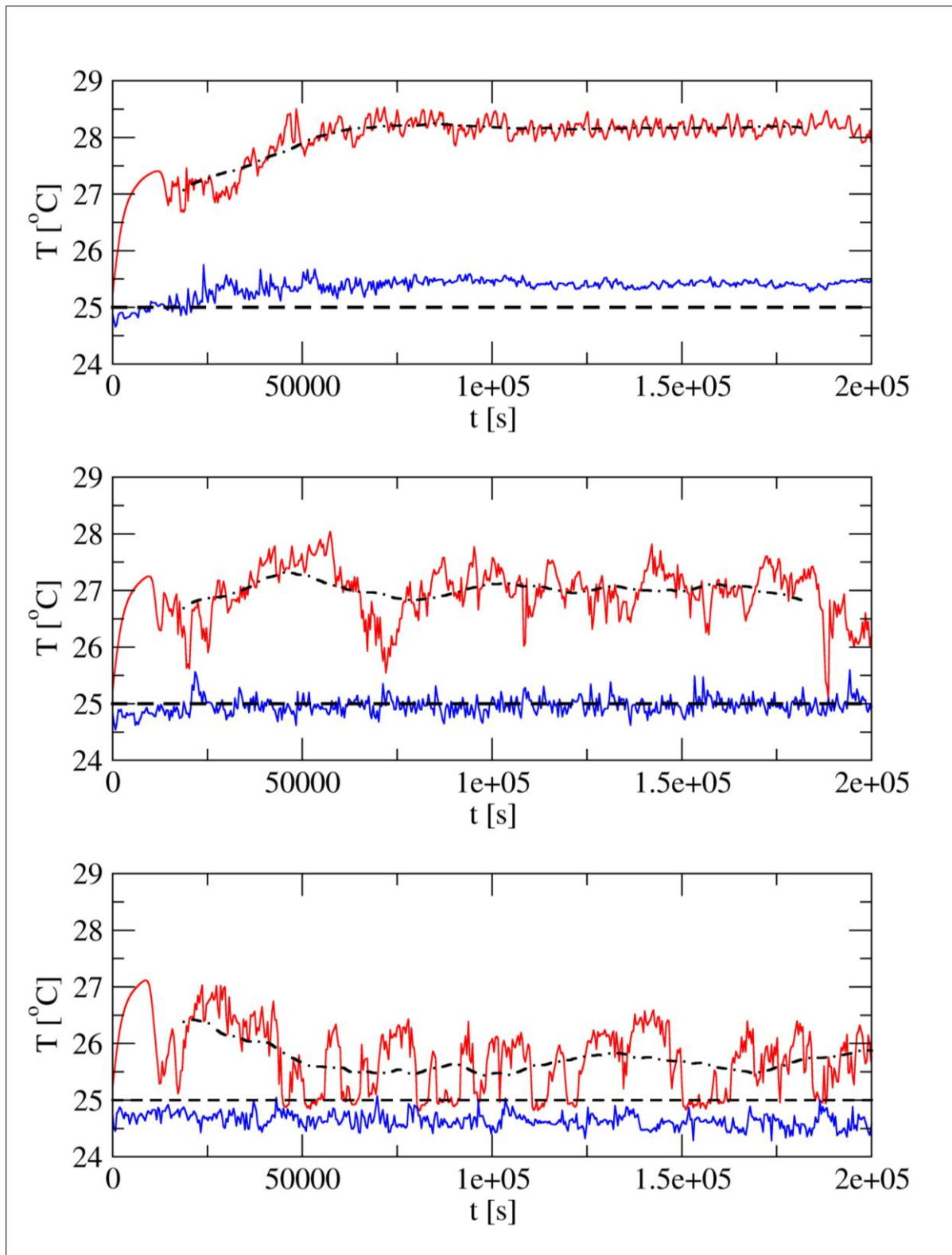
Egyes futtatásaink között a hideg oldali relaxációs hőmérsékletet, T_{hideg} -et változtattuk, míg a meleg oldalt $T_{meleg} = 32^{\circ}\text{C}$ -hoz relaxáltattuk az összes mérésben. A peremfeltételben szereplő karakterisztikus idő értékének $\tau = 2100$ s-ot választottunk. Laboratóriumi méréseink tapasztalatai alapján ugyanis nagyságrendileg ilyen paraméterrel relaxál egy 0.1 m-es, azaz a modellbeli Δz -nek megfelelő vastagságú vízréteg a felszín fölötti légréteg hőmérsékletéhez.

A programot jellemzően 6×10^4 - 9×10^4 s (mintegy 17-25 óra) fizikai ideig futtattuk, ez alatt az idő alatt, az általunk választott τ érték mellett egy ekkora méretű kádban az egyensúly képes beállni. Teszteltük, hogy mikor éri el a rendszer a közel stacionárius állapot, ezért megvizsgáltuk a hőmérsékletértékek idősorát a szimulált kád különböző pontjain. Egy idősor akkor tekinthető stacionáriusnak, ha tetszőleges szakaszain becsült statisztikai tulajdonságai jó közelítéssel állandóak. A 4.2.2. ábrán a kád tetején, a meleg és a hideg oldal közelében kiértékelt hőmérséklet-idősorokat látunk, T_{hideg} három különböző értéke mellett. A függőleges tengely skálája a kezdeti állapottól, azaz a 25°C -os víztől való eltérést mutatja. Jól látható a futtatások kezdetekor fellépő „bekapcsolási jelenség”, a jellemzően néhány száz 10000s hosszú tranziens szakasz. A futtatások kiértékeléséhez későbbiekben felhasznált rendparaméterek helyes becslése szempontjából fontos feltétel, hogy a vizsgált idősor megközelítőleg stacionárius legyen, azért ezeket a tranziens szakaszokat le kellett vágnunk. A vágás helyének megbecsléséhez az idősorokat egy 101 adatpont hosszúságú (1.5×10^4 sec) mozgóátlagolással simítottuk (4.2.2. ábra), mely alapján könnyebben megbecsülhettük a levágandó szakasz hosszát. Azt tapasztaltuk, hogy a méréseink esetében egy 75000 s

hosszúságú rész levágása elégséges ahhoz, hogy az idősor maradék részét stacionáriusnak tekinthessük. Ennek vizsgálatához a maradék hasznos idősort 37500 s hosszú darabokra vágtuk, és ezek időátlagait, szórásait, és autokorrelációs függvényeiket vizsgálva minden esetben azt tapasztaltuk, hogy ezek jellemző értékei hibahatáron (10%) belül megegyeztek, tehát a maradék idősorokat ilyen közelítéssel stacionáriusnak tekinthettük.

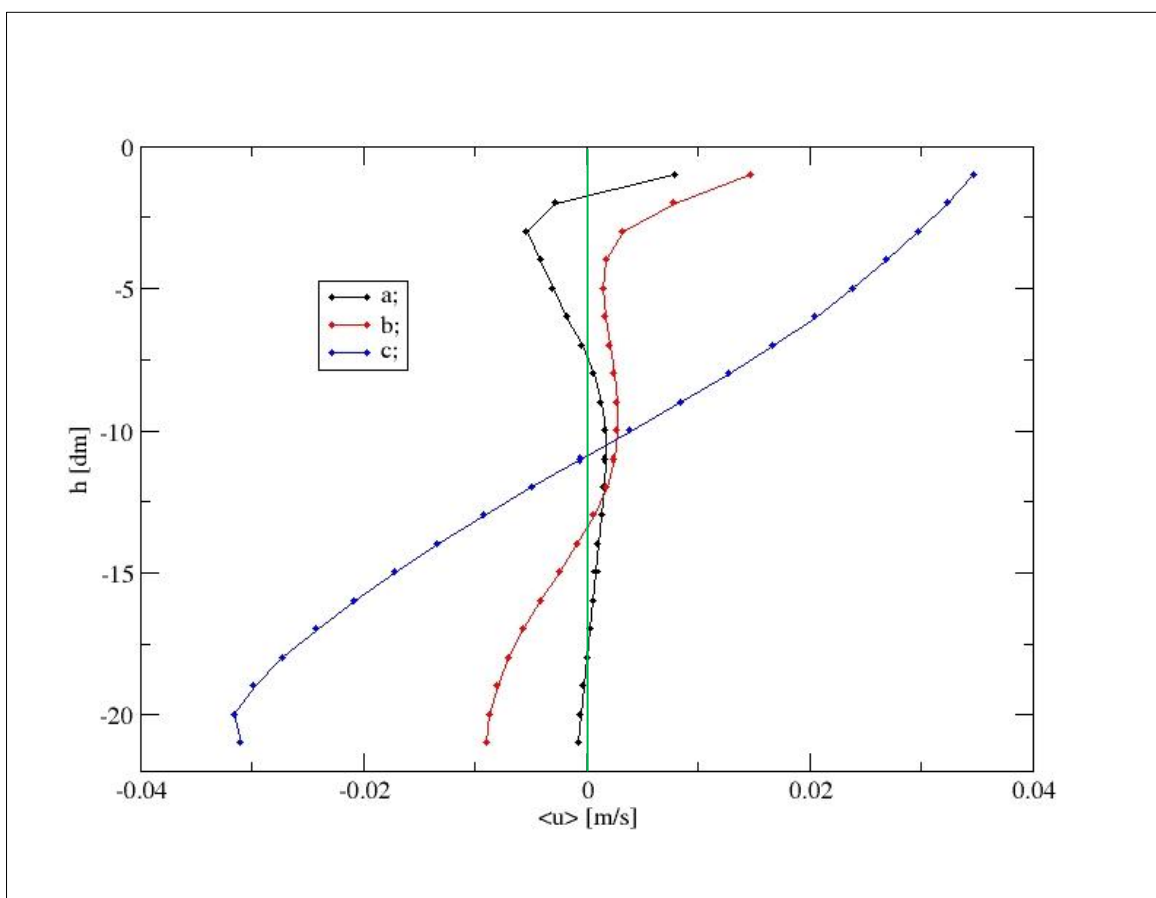
A 4.2.2 ábrán a hideg és a meleg oldalon mérhető hőmérséklet-eloszlást vizsgáltuk. Az itt megjelenő egyensúlyi értékek nem azonosak az általunk betáplált relaxációs hőmérsékletekkel az áramlás módosító hatása miatt. Ugyanez az oka annak is, hogy a tranziens szakasz időtartama egy nagyságrenddel nagyobb a peremfeltételben szereplő τ értékénél. Az a; ábrán a hideg oldali relaxációs hőmérsékletnek 20.5°C -ot állítottunk be. Az idősorból látható, hogy a melegítő oldal hatása dominált, mert hideg oldal egyensúlyi hőmérséklete a szobahőmérséklet fölött van. A b; ábrán látható mérés esetében a hideg oldali relaxációs hőmérséklet 18.3°C . Láthatóan ekkora hűtésre van szükség ahhoz, hogy a hideg oldal átlagos hőmérséklete elérje a szoba hőmérsékletét. A harmadik, c; jelű ábrán a hideg oldalt $T_{hideg}=14^{\circ}\text{C}$ hőmérsékletértékhez relaxáltattuk. Itt az áramlás által befolyásolt hideg oldali egyensúlyi hőmérséklet már alacsonyabb a szobahőmérsékletnél.

A teljes átkeveredés csak a harmadik esetben történt meg, mivel itt csökken T_{hideg} T_0 alá, hiszen a hideg pont alatti lesüllyedés csakis akkor jöhet létre, ha a felszíni sűrűségértékek nagyobbak az alatta lévőknél. Az első (a;) eset alkalmával a teljes átkeveredés helyett egy részleges konvekciót vártunk, mely a víz felszíne közelében mutatja a jellemző áramlási képet, tehát a kád tetején az áramlás pozitív irányba, azaz a hideg oldal felé mutat, a konvekciós cella alján pedig visszaáramlás történik a meleg oldal felé.



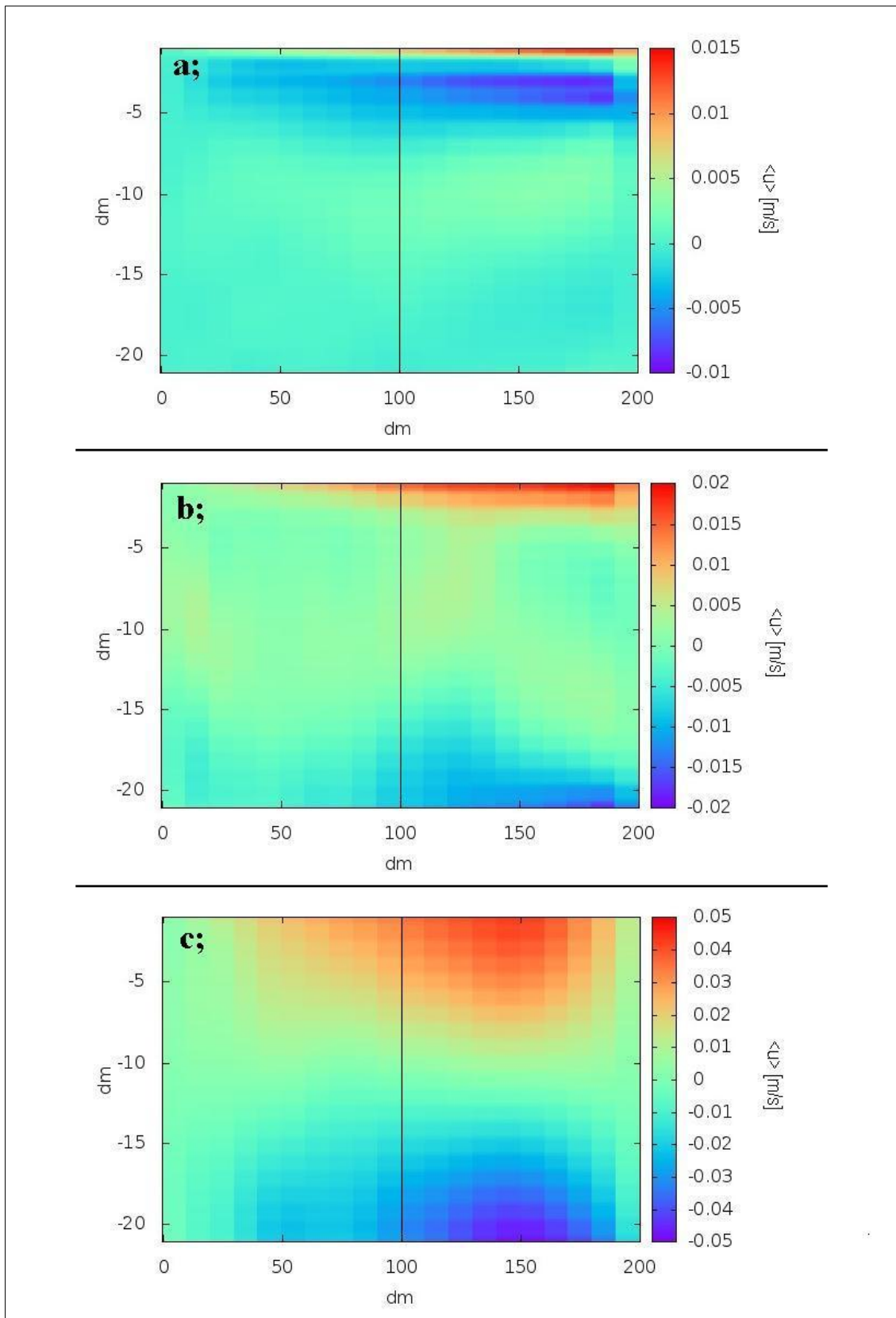
4.2.2 ábra: Kiertékelt sűrűség-idősorok és az 101 pontos mozgásátlagok három különböző T_{hideg} esetén: az ábrák a számolt hőmérsékletadatokat mutatják a kád tetején, a meleg (piros görbe) és a hideg (kék görbe) oldal közelében. A három különböző eset: (a) $T_{\text{hideg}}=20.50^{\circ}\text{C}$, (b) $T_{\text{hideg}}=18.30^{\circ}\text{C}$, (c) $T_{\text{hideg}}=14.00^{\circ}\text{C}$

Annak érdekében, hogy a három esetben létrejött áramlási képet vizsgálhassuk, megnéztük a kád közepén kialakult átlagolt áramlási profilt. Ezt mutatja a 4.2.3 ábra. Ezen az ábrán tehát a kád közepén a tranziens szakasz levágása után átlagolt vízszintes áramlási sebességet, $\langle u \rangle$ -t látjuk különböző h mélységek esetén. Az a; esethez tartozó fekete görbe jól mutatja, hogy körülbelül a vízmélység feléig terjed a konvekciós cella. A b; eset (piros görbe) az átmenetet jellemzi a felső keveredés és a teljes átkeverés között; itt már megjelenik a kád alján egy negatív irányú áramlás, azonban a vízmélység középső tartományában a folyadékrezecskék még jórészt nyugalomban vannak. A harmadik, (c; jelű) ábrán a keveredés teljes, a sebességértékek kifejeződése éles és a konvekciós cella az egész mélységre kiterjed.



4.2.3. ábra: A futtatások stacionárius szakaszára kiátlagolt vízszintes sebességprofilok a kád közepén $x = 10\text{m}$ -nél, (a;) $T_{\text{hideg}}=20.5^\circ\text{C}$, (b;) $T_{\text{hideg}}=18.3^\circ\text{C}$, (c;) $T_{\text{hideg}}=14.0^\circ\text{C}$. esetén.

Ugyanez az átmenet jól megfigyelhető a 4.2.4 ábrán is, ami a cellánként átlagolt vízszintes sebességkomponenst ábrázolja. A 4.2.3 ábrán látható görbék a 4.2.4 ábra fekete függőleges vonala mentén készültek.



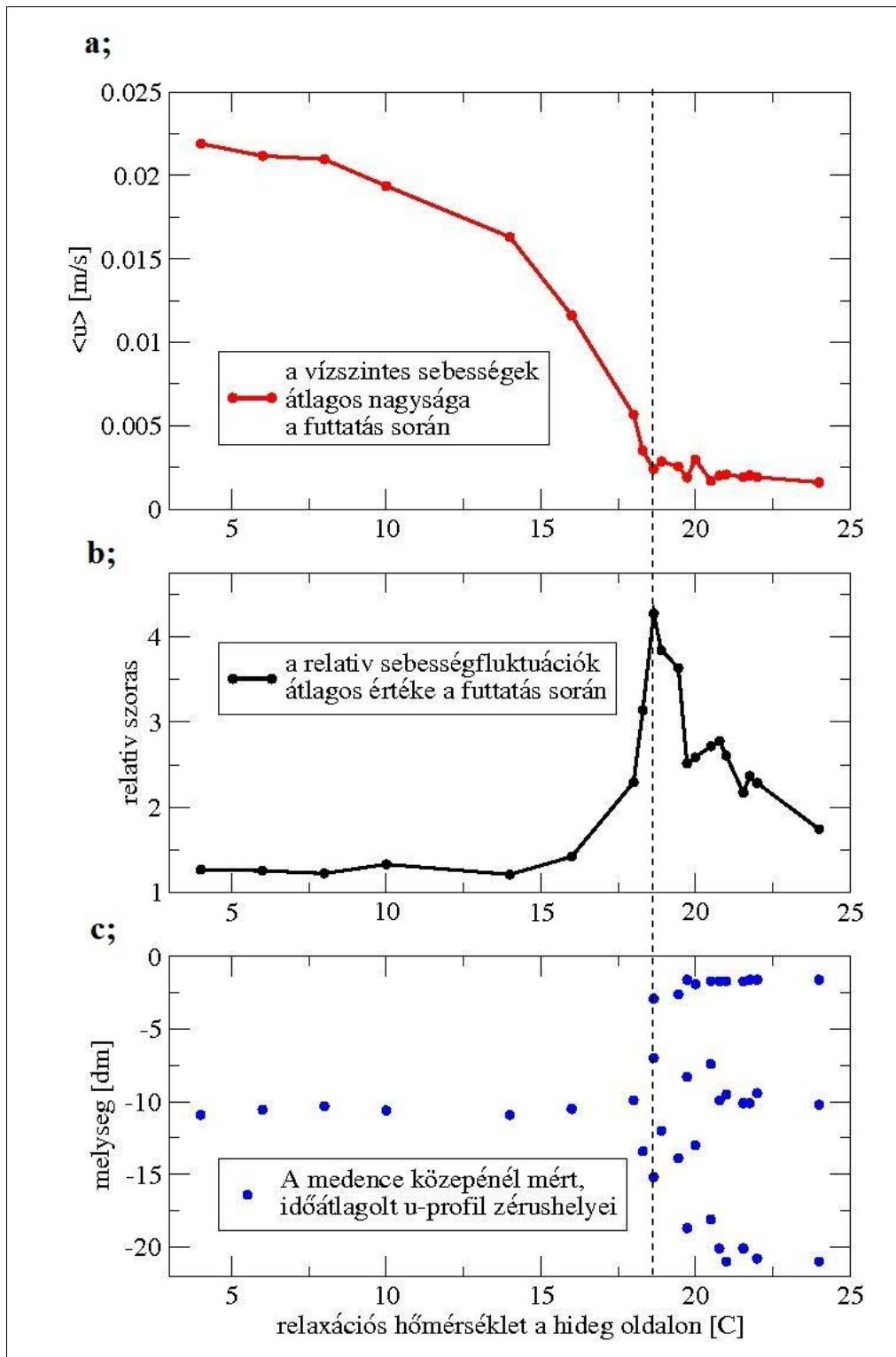
4.2.4. ábra: A futtatások stacionárius szakaszára pontonként kiátlagolt vízszintes sebességkomponens az egész kádra nézve (a;) $T_{\text{hideg}}=20.5^{\circ}\text{C}$, (b;) $T_{\text{hideg}}=18.3^{\circ}\text{C}$, (c;) $T_{\text{hideg}}=14.0^{\circ}\text{C}$. esetén.

A T_{hideg} 20 különböző értéke mellett lefuttatott szimulációk viselkedésének számszerűsítésére több rendparamétert is bevezettünk. Ezek egyike az u vízszintes sebességértékek abszolút értékének egész kádra, és a futtatás teljes stacionárius szakaszára vett átlaga, $\langle |u| \rangle$. Ezen paraméter függvényében az átmenet a teljes mélységi konvekcióba igen jól kimutatható, amint az a 4.2.5.a; ábrán, a T_{hideg} értékének megfelelő relaxációs hőmérséklet függvényében jól látszik. Látható, hogy a konvekció átlagos vízhozama a 18°C körüli kritikus értéknél ugrásszerűen megváltozik: az ennél erősebb hűtés esetén az $\langle |u| \rangle$ értékek a relaxációs hőmérséklet csökkenésével egyre nagyobbak lesznek. Úgy is fogalmazhatjuk, hogy a folyadékáramlásban egyfajta fázisátalakulás zajlik le ekkor.

Jegyezzük meg ismét, hogy a relaxációs hőmérséklet kritikus értéke (kb. 18°C , ahol konvekció az egész rétegre kiterjed) a 4.2.2.b; ábra tanúsága szerint annak felel meg, hogy a felszíni hűtött szakasz egyensúlyi hőmérséklete eléri a szobahőmérsékletet.

Hasonlóan jellemző az átmenetre a 4.2.5 b; ábrán látható relatív szórás értéke, mely a vízszintes sebességkomponens szórásának egész kádra vett átlagának és a 4.2.5.a; ábrán bemutatott $\langle |u| \rangle$ érték hányadosa. Az egész kádra vett átlagos szórásértéket úgy számítottuk ki, hogy minden cellára külön-külön kiszámítottuk a vízszintes sebességkomponens lokális értékének szórását, majd ezeket az egész kádra átlagoltuk. A relatív szórás görbáját megfigyelve látható, hogy egy markáns maximummal rendelkezik, mely az előzőekben megfigyelt átmenethez tartozó 18°C -os relaxációs hőmérsékletnél helyezkedik el.

Hasonlóan érzékeny a rendszer a medence közepénél mért időátlagolt u -profilok zérushelyeire (4.2.3. ábrán a sebességprofilok görbéi és az $\langle u \rangle = 0$ függőleges, zöld vonal metszéspontjai). Ha mind a 20 mérési pont z irányban vett zérushelyeit ábrázoljuk a hideg oldalon lévő relaxációs hőmérséklet függvényében, „bifurkációs” jellegű diagramot kapunk. Fizikailag az a pont, ahol $\langle u \rangle = 0$, vagyis a vízszintes sebességkomponens előjelet vált, konvekciós cella közepének jelenlétét feltételezi. A 4.2.5.c; ábrán tehát egy átmenetet látunk „többcellás” vízkörzésből egycellásba.



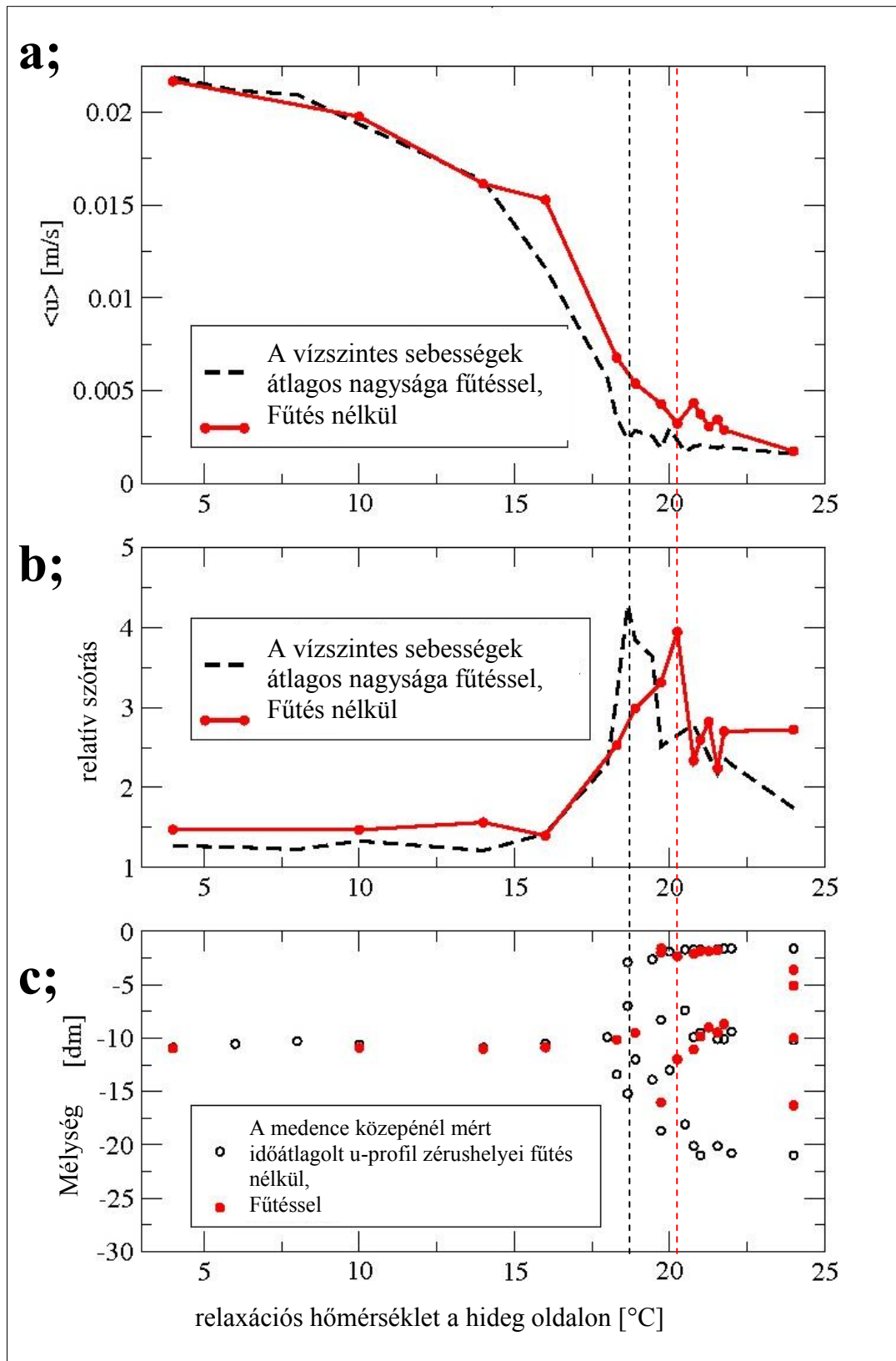
4.2.5. ábra: Konvekciós áramlás rendparaméterei a hideg oldali relaxációs hőmérséklet függvényében. Az (a;) képen az átlagos vízszintes sebességek, a (b;) képen a vízszintes sebességek relatív szórása, a (c;) képen a medence közepénél mért időátlagolt u -profil zérushelyei látszanak a relaxációs hőmérséklet függvényében. A szaggatott fekete vonal a rendparaméterek hirtelen változásának helyét jelzi.

4.2.2. Az aljzati fűtés hatása a mélységi konvekcióra

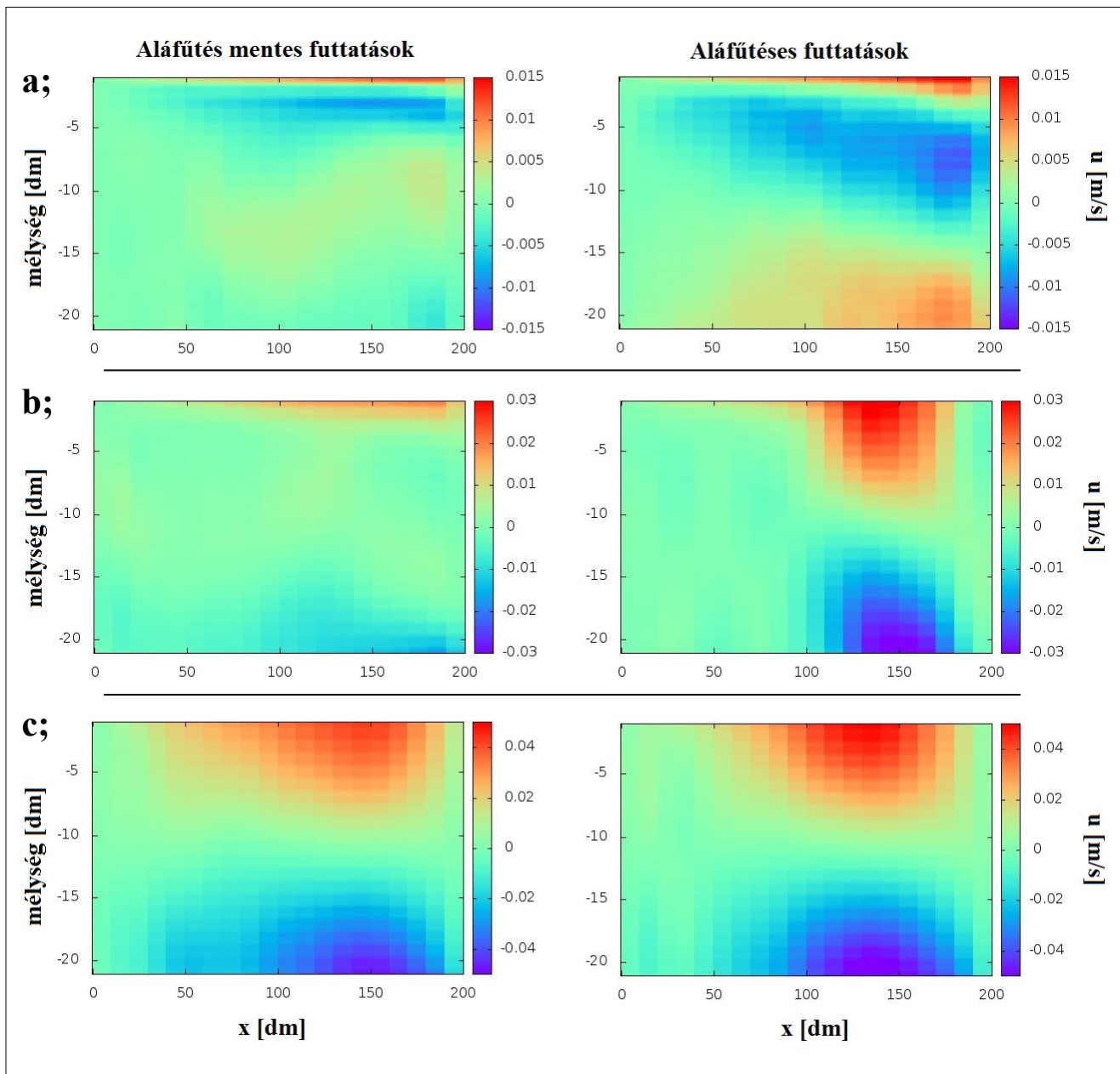
A továbbiakban azt vizsgáltuk meg, hogy ezen rendparaméterek viselkedését, illetve az átmenet jellegét hogyan befolyásolja egy kicsi lokális aljzati fűtés hatása. A programban beállítottuk, hogy a hideg oldal alatt, az aljzaton a medence szélétől vett 10 egység hosszúságú szakaszt (a 4.2.1b ábrán már bemutatott módon) a 25°C-os relaxáció helyett $T_{spot} = 30^\circ\text{C}$ -hoz relaxáltattuk, a többi paramétert pedig változatlanul hagytuk. Az előző fejezetben leírt futtatásokat megismételtük ezzel a változtatással. A rendparaméterek alakulása aláfűtéses és aláfűtés-mentes helyzetekben a 4.2.6. ábrán látható. Az ábrán a fekete szaggatott görbe mindhárom esetben a 4.2.5. ábrán is látható aláfűtés-mentes, a piros görbe pedig a már bekapcsolt aljzati fűtés esetén kialakuló áramlás rendparamétereit ábrázolja. Az $a;$ ábrán, mely az $\langle |u| \rangle$ nagyságát mutatja, jól látható, hogy az aláfűtés hatására már magasabb hideg oldali relaxációs hőmérsékleti tartományban megkezdődik az $\langle |u| \rangle$ sebességek növekedése illetve ennek relatív szórása szintén alacsonyabb relaxációs hőmérsékletnél mutat maximumot. Ezek mellett az aláfűtés hatására a mélységi konvekció, tehát az egycellás eset is kitolódik a magasabb hideg oldali relaxációs hőmérséklet tartományába (4.2.6.c; ábra).

A horizontális irányú időátlagolt u sebességek térbeli eloszlását aláfűtéses és aláfűtés-mentes esetekben egymás mellett ábrázolva (4.2.7. ábra) látható az aláfűtés módosító hatása. Az $a;$ esetben a sebességek felerősödnek és kialakul egy aljzati pozitív irányú áramlás is az aláfűtés hatására. Ekkor a konvekciós cellák geometriája olyan, mintha a medence bal felső és jobb alsó sarkát összekötő átlója választaná őket szét („háromszöges” konvekció). Ezt a térbeli mintázatot laboratóriumi vizsgálataink során is megfigyelhettük egy valódi kád esetében, amint az 5.3. fejezetben részletesen bemutatjuk. Az átmeneti, azaz $b;$ esetben a vízszintes irányú sebességek markáns növekedését okozta a pontszerű aláfűtés. A $c;$ ábrán nem láthatunk az előbbiekhöz hasonló jelentős változást. Ez a megfigyelés összhangban van a 4.2.6.c; ábrával, melyről leolvasható, hogy a már aláfűtés nélkül is megvalósult mélységi konvekciót nem befolyásolja lényegesen az aláfűtés, hiszen a zérushelyek körülbelül ugyanott helyezkednek el. Az átmeneti esetekben viszont nagyon jelentős hatású lehet az aláfűtés, mivel a konvekciós cellák számára és az áramlás erősségére is érzékelhető hatást gyakorol, ahogy várható is volt.

A vertikális irányú w sebességértékeket hasonló módon ábrázolva (4.2.8. ábra) érzékelhető a lesüllyedés intenzitásának növekedése az aláfűtés-mentes futtatásokhoz képest. Az 4.2.8. ábra $a;$ esetében látható, hogy az aláfűtés nélkül a le- és feláramlások sokkal gyengébbek, de a



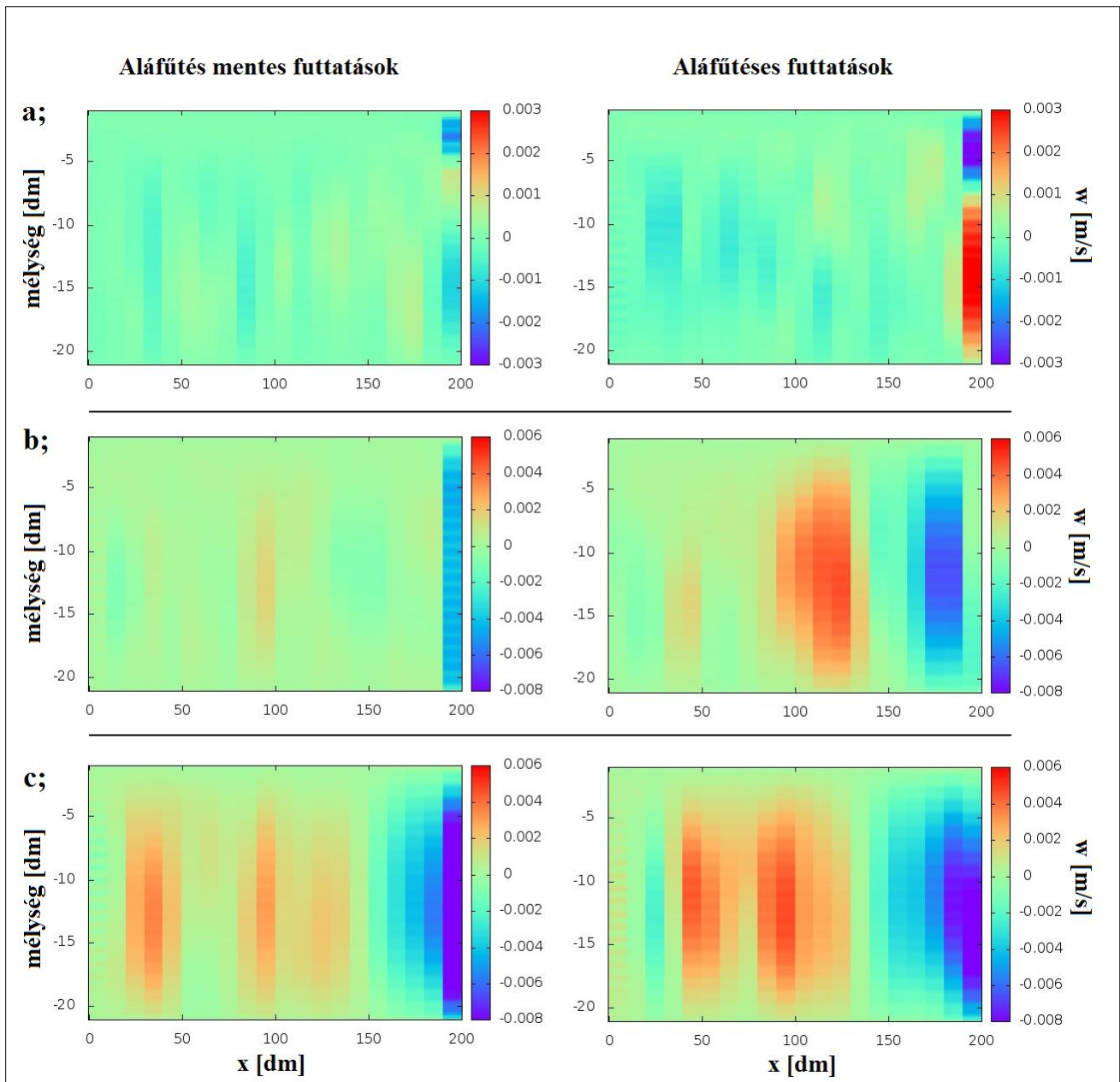
4.2.6. ábra: Konvekciós áramlás rendparaméterei a hideg oldali relaxációs hőmérséklet függvényében az aláfűtéses és aláfűtés mentes esetben. Az (a;) képen az átlagos vízszintes sebességek, a (b;) képen a vízszintes sebességek relatív szórása, a (c;) képen a medence közepénél mért időátlagolt u-profil zérushelyei látszanak a relaxációs hőmérséklet függvényében. A szaggatott fekete és piros vonal a rendparaméterek hirtelen változásának helyét jelzi.



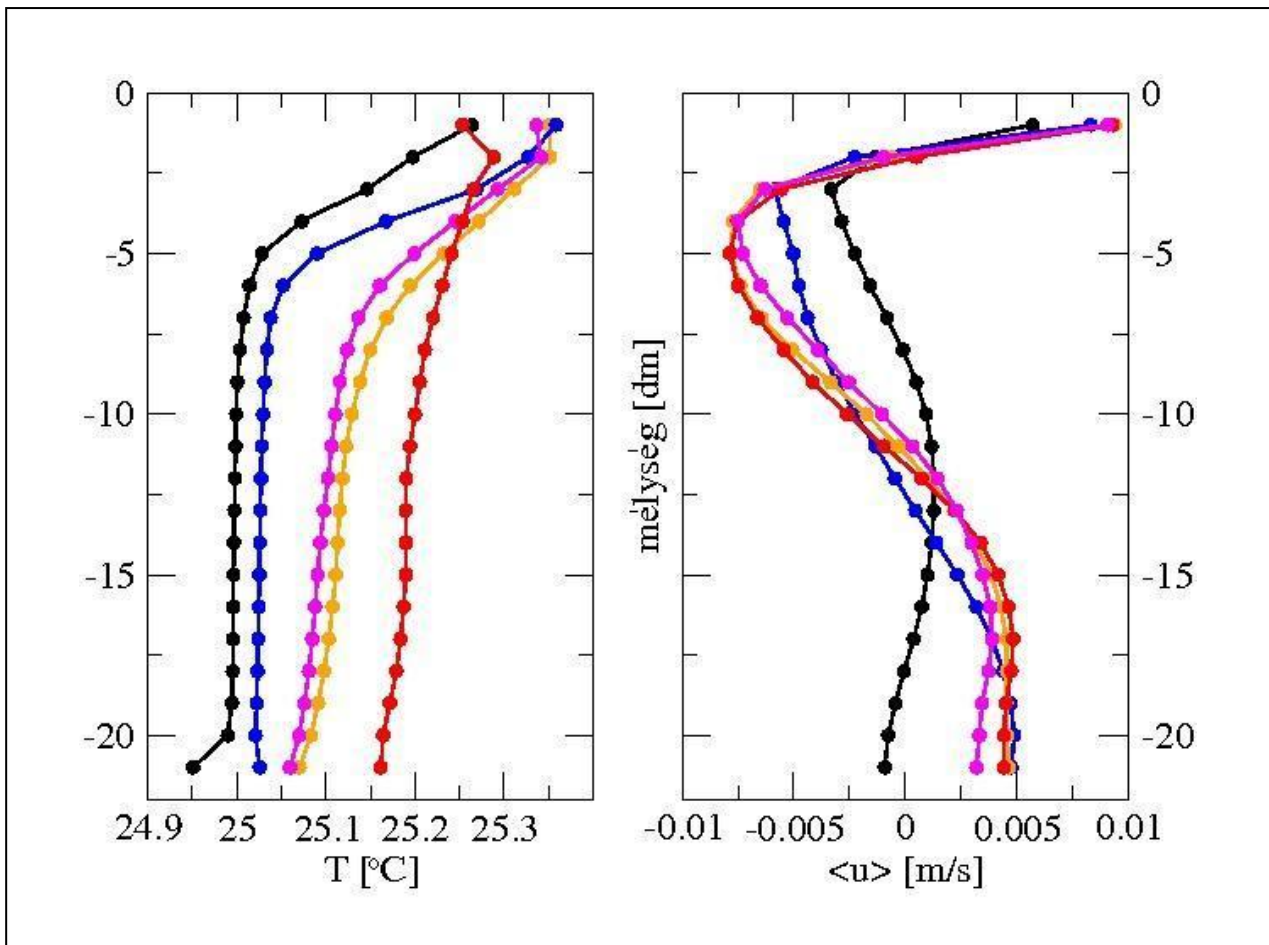
4.2.7. ábra: A futtatások stacionárius szakaszára pontonként kiátlagolt vízszintes sebességkomponens az egész kádra nézve. A bal oldalon az aláfűtés nélkül, a jobb oldalon pedig az aláfűtéssel együtt a, b és c estre nézve. A három eset: (a) $T_{\text{hideg}}=20.5^{\circ}\text{C}$, (b) $T_{\text{hideg}}=18.3^{\circ}\text{C}$, (c) $T_{\text{hideg}}=14.0^{\circ}\text{C}$, mindhárom esetben $T_{\text{spot}}=30.0^{\circ}\text{C}$.

lényeges eltérés a kád jobb oldalán található, ahol egy intenzív piros sáv az aláfűtés hatására bekövetkező feláramlást mutatja, a fölötte elhelyezkedő kék sáv pedig a leáramlást. Ez a leáramlás az aláfűtés-mentes esethez képest erősebb és egy kissé mélyebb rétegig hatol le. A *b*; esetben mutatkozik meg a legmarkánsabb változás: aláfűtés mellett a leáramlás kissé eltolódik a kád szélétől és jóval erősebb lesz, illetve a feláramlás is ennek megfelelően erősödik. A *c*; esetben a le- és feláramlás kicsit erősebb az aláfűtés nélküli esethez képest, de a vízszintes sebességek esetéhez hasonlóan ez eltérés ebben a tartományban már nem túl jelentős.

A numerikus modell eredményei alapján felvetődött a kérdés, hogy az aláfűtés áramlást befolyásoló hatása egy rendelkezésünkre álló laboratóriumi elrendezésben is megvalósítható-e. Annak érdekében, hogy kísérletileg is modellezhető eredményeket kapjunk, elvégeztünk néhány futtatást, melyekben egy nem teljes-mélységi konvekciós állapotból indítottuk a rendszert ($T_{hideg} = 20.5^{\circ}\text{C}$). A programot több mint egy nap fizikai időnek megfelelő ideig futtattuk az aláfűtés nélküli peremfeltételekkel (melynek áramlási képe jellegében a 2.2.4.a; ábrán bemutatott esetéhez hasonlít), majd miután beállt a stacionárius állapot, bekapcsoltuk az aláfűtést. Ezek után megvizsgáltuk, hogy hogyan változnak a sebesség- és sűrűségprofilok. Négy különböző aláfűtés-értékkel is lefuttattuk ezt a szimulációt ($T_{spot} = 26.5^{\circ}\text{C}$; 28°C ; 29.5°C ; 31°C) és tovább futtattuk az újabb stacionaritás beállásáig. Ahhoz, hogy a szimuláció eredményeit összevethessük a laborkísérletekből származó adatokkal, ezen futtatások adatsorain azt vizsgáltuk meg, hogy a kád hideg oldali végétől számított 10 egységnyire (azaz 1 méterre) lévő függőleges vonal mentén hogyan alakul a hőmérséklet-eloszlás, és a kád közepén hogy néz ki az *u* vízszintes sebesség profilja (4.2.9. ábra). A 4.2.9. ábrán jól látszik, hogy az T_{spot} egyre nagyobb értékei esetén a hőmérséklet-profilok egyre inkább kiegyenlítődnek és a kád közepén mért vízszintes sebességek felerősödnek.



4.2.8. ábra: A futtatások stacionárius szakaszára pontonként kiátlagolt függőleges sebességkomponens az egész kádra nézve. A bal oldalon az aláfűtés nélkül, a jobb oldalon pedig az aláfűtéssel együtt a, b és c estre nézve. A három eset: (a) $T_{\text{hideg}}=20.5^{\circ}\text{C}$, (b) $T_{\text{hideg}}=18.3^{\circ}\text{C}$, (c) $T_{\text{hideg}}=14.0^{\circ}\text{C}$, mindhárom esetben $T_{\text{spot}}=30.0^{\circ}\text{C}$.

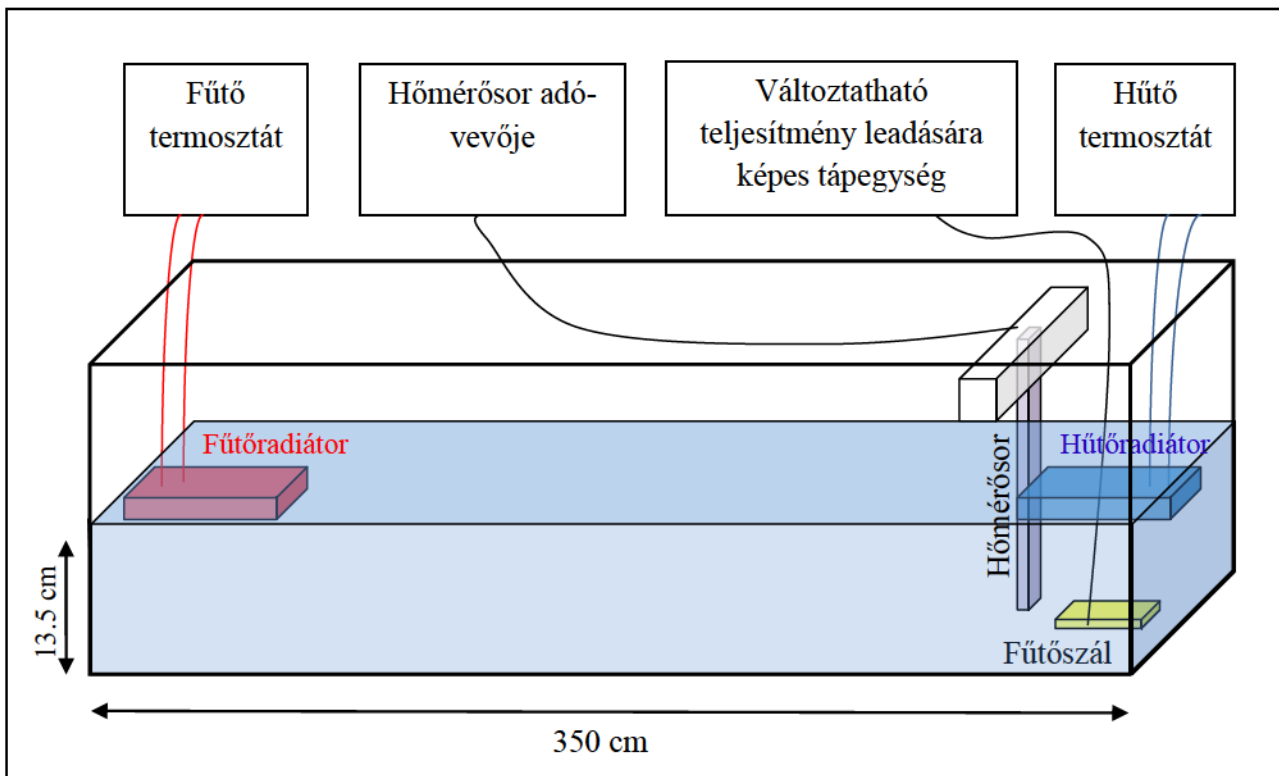


4.2.9. ábra: A bal oldali ábrán az egyes futtatások során a 190. egységnél kapott hőmérséklet a mélység függvényében, a jobb oldalin pedig az kád közepénél az átlagos, vízszintes átlagsebesség, szintén a mélység függvényében. A fekete görbe az aláfűtés-mentes eset, a többi sorrendben: kék $T_{\text{spot}}=26.5^{\circ}\text{C}$, magenta $T_{\text{spot}}=28^{\circ}\text{C}$, sárga $T_{\text{spot}}=29.5^{\circ}\text{C}$, piros $T_{\text{spot}}=31^{\circ}\text{C}$.

5. Laboratóriumi kísérletek

A laboratóriumban végzett kísérletek során a numerikus modell eredményeinek helyességét próbáltuk ellenőrizni. Az ellenőrzésnél nem az volt a cél, hogy a numerikus modellnek egy az egyben megfelelő összeállítást felépítsük, hanem, hogy a fizikai jelenség bekövetkeztét demonstráljuk laboratóriumi méretekben. Az általunk használt eszközökkel nem is lehet teljes mértékben a szimulációknak megfelelő körülményeket előállítani, mivel igen speciális (20 m hosszú és 2 m mély kád) értékekkel dolgoztunk a modellezés során, melyek fizikai megvalósítása igen körülményes és költséges lenne.

5.1. Mérési összeállítás



5.1.1. ábra: A laborban alkalmazott mérési összeállítás sablonos modellje.

A kísérleteinket egy 3.5 m hosszú üvegekádban végeztük, melyet kb. 15 cm magasságig töltöttünk fel (5.1.1. ábra). A kád két oldalának tetején fűtő és hűtő berendezéseket (5.1.1. és 5.1.2. ábra) szereltünk fel azon célból, hogy ezzel állítsuk be a hőmérsékletet a modellnek megfelelően, illetve tulajdonképpen a numerikus modellünkhöz választott peremfeltételeket is motiválta ez a gyakorlatban is megvalósítható kísérleti elrendezés. A két oldali hőmérsékletszabályozást egy-egy vörösrézből készült *Alphacool*

típusú, PC-k hűtésére tervezett vízhűtéses radiátorral (5.1.1. és 5.1.2.b; ábra) végeztük mindkét oldalon. A radiátorok hőmérsékletét két *Lauda* típusú termosztát végzi: a hűtőtermosztát *Lauda ProLine RP 855*-ös (5.1.1. és 5.1.2.a; ábra), a fűtőtermosztát *Lauda ProLine P5*-ös (5.1.1. és 5.1.2.c; ábra) berendezés. A fűtő oldalon ioncserélt vizet keringtettünk keresztül a hűtőradiátorban, a hűtő oldalon pedig mono-etilén-glikolt, hogy akár 0°C alatti hőmérséklete is beállíthassunk. A kádat felülről üveg- és plexilapokkal fedtük le, hogy anyagtranszport szempontjából zárt rendszert kapjunk, vagyis a párolgás általi jelentős veszteséget elkerüljük. A hideg oldali aláfűtéshez egy fűthető autóülés-huzat fűtőszálát használtuk fel. A fűtőszálát egy fémrácsra tekertük fel, így egy körülbelül 23x5cm-es sík fűtőfelületet kaptunk (5.1.1. ábra).



5.1.2. ábra: (a;) *Lauda ProLine RP 855* hűtőtermosztát, (b;) hűtő-fűtő radiátor, (c;) *Lauda ProLine P5* fűtőtermosztát.

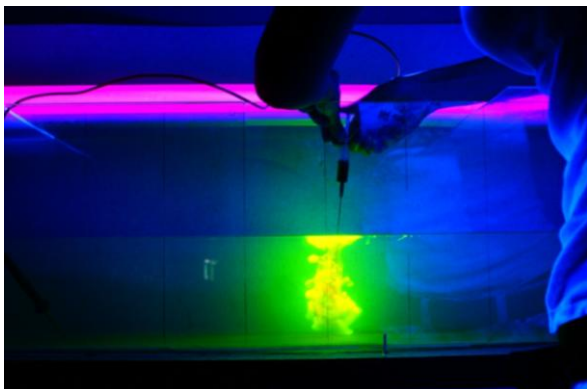
A mérés során *Almemo ZA 9020 FS* típusú NiCr-Ni hőmérőfejekkel dolgoztunk. Megpróbáltunk pontosan egymás fölé helyezni 9 hőmérőfejet, hogy egy vertikális profilt tudjunk felvenni a kád adott hosszértékénél (5.1.1. ábra). A kádban a sebességeket ételfestékkel és Na-fluoreszcenssel (uranin) történő megszínezés segítségével mértük.

5.2. A mérés menete

Első kísérleteinket a felszíni hőmérsékleti gradiens hajtotta konvekció vizsgálata céljából végeztük. Ezen vizsgálatok inspirálták numerikus modellünk megalkotását. A mérések során feltöltöttük a kádat egy adott szintig (kb. 10-15 cm magasságig), majd megvártuk az egyensúly beálltát, mely körülbelül 1 napot vett igénybe, ezek után kezdhettük csak el az

adatgyűjtést. Minden esetben, amikor megváltoztattunk valamilyen feltételt, meg kellett várunk az egyensúlyi időt, hogy újabb felmérést végezhessünk a kádban. Az első kísérletsorozatokban a kád két szélén a termosztátok segítségével a radiátorok hőmérsékletét változtattuk. Ezáltal vizsgáltuk, hogy különböző peremfeltételek mellett milyen konvekciós cellák alakulnak ki egy kádban. A kísérletsorozatok második terminusában a már említett, sík rácsra feltekert fűtőszálat behelyeztük a hűtőradiátor alá. A fűtőszál által leadott hőt egy változtatható teljesítmény leadására képes tápegység segítségével állítottuk be. A mérések során vizuálisan vizsgáltuk a kialakuló áramlás geometriáját, megpróbáltuk minél pontosabban megbecsülni a frontok sebességét és a függőleges tengely zérushelyeit (vagyis a konvekciós cellák méretét) és a kísérletek későbbi szakaszában hőmérsékleti profilokat készíteni a kád egyes pontjain.

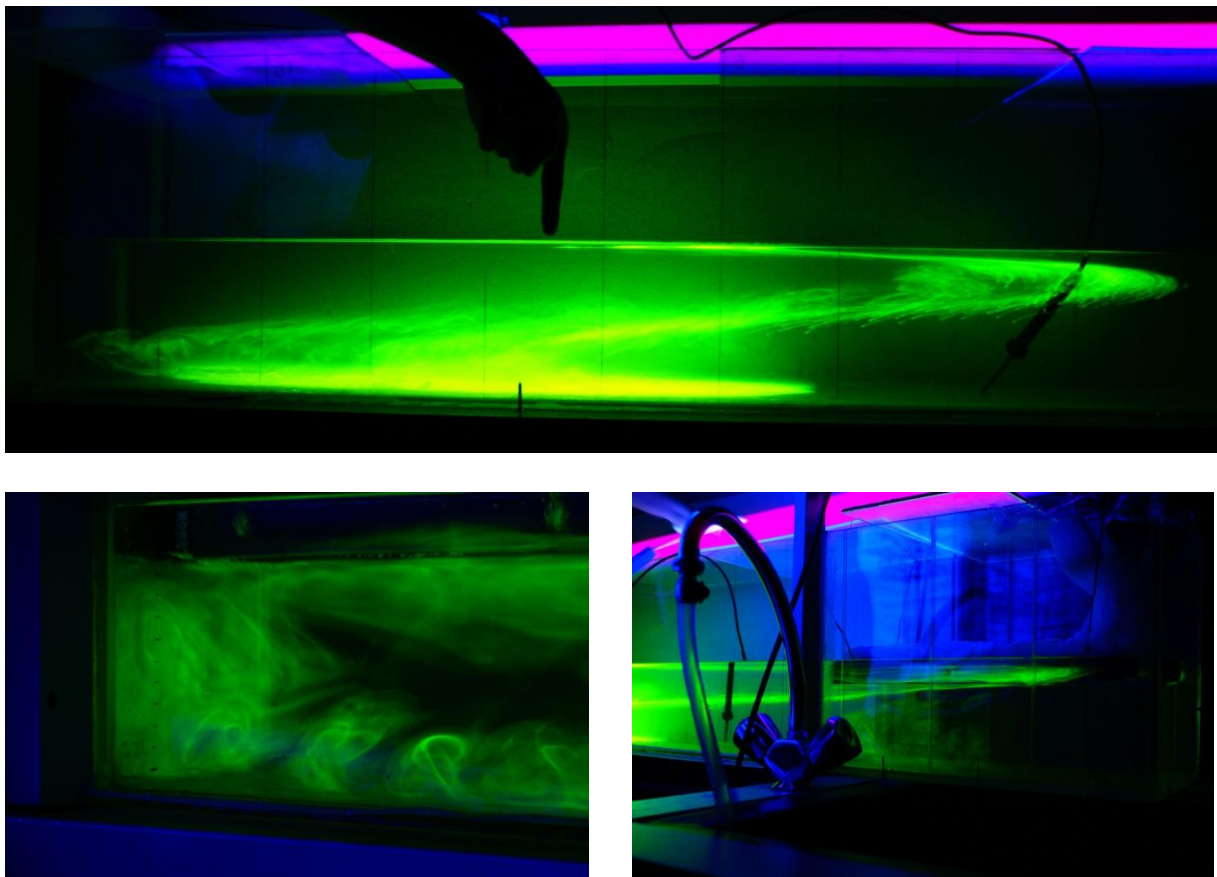
A sebességméréshez a kád egy pontján a vízzel jó közelítéssel azonos sűrűségű, így függőleges irányban kevéssé áramló festéket fecskendeztünk be (5.2.1. ábra), és vizsgáltuk, hogy adott idő alatt mennyit haladtak a festékfrontok. A pontosabb vizsgálatok céljából fotósorozatokat készítettünk a frontok helyzetéről, miközben rögzítettük a fotózás időpontját. Ezzel a módszerrel már a vízszintes sebességmező zérushelyeit is tudtuk becsülni. A fotográfias rögzítés során minden esetben egy megközelítőleg függőleges festékoszlop szétterjedését vizsgáltuk. Stacionárius áramlást feltételezve, ha megmérjük a szétterjedő festékfront távolságát a belövés helyétől, az eltelt idő ismeretében becslést adhatunk a vízszintes sebesség értékére. A pontos fotók készítésénél még problémát jelentett az üvegfelületen való tükröződés és a víz elszíneződése a korábban használt festéktől, de ezeket a nehézségeket utólagos képfeldolgozással könnyen orvosolhattuk. A hőmérsékletet egy adott függőleges vonal mentén szerettük volna mintavételezni, az 5.1.1. ábrán is látható elrendezésben, ezért megpróbáltuk egy 9 db hőmérőből álló hőmérősort összeállítani úgy, hogy a hőmérőfejek kb. azonos távolságra legyenek egymástól. A hőmérsékleti profilokat számítógépesen rögzítettük 1 perces időléptékben.



5.2.1. ábra: A laboratóriumban a sebességmérés első fázisa: festékbefecskendezés.

5.3. Mérési eredmények

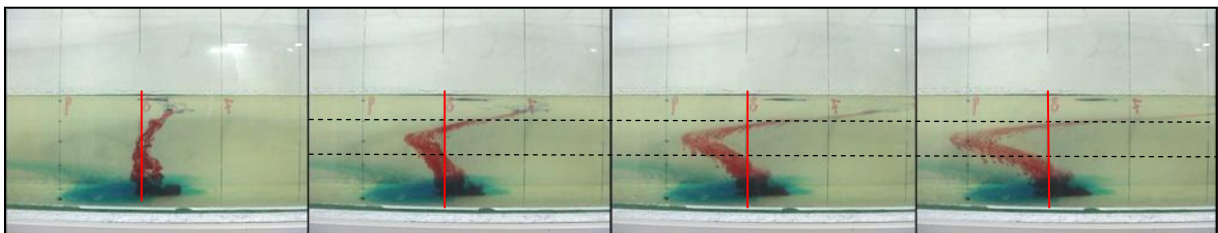
A készített fényképekből jól látszik a konvekció geometriája különböző hőmérsékleti peremfeltételek mellett. Először a mélységi konvekció jellegzetességét, hogy a kád aljáig mozgásban van a folyadék, figyelhetjük meg a laboratóriumi kádban (5.3.1. ábra). Az ábrán látható felvételek $T_0 = 23^\circ\text{C}$, $T_{hideg} = -10^\circ\text{C}$ és $T_{meleg} = 35^\circ\text{C}$ relaxációs peremfeltételek beállítása mellett készültek, ahol T_{hideg} a hűtőtermosztát, T_{meleg} a fűtőtermosztát által beállított hőmérsékletet, T_0 pedig a környezet hőmérséklete. Az 5.3.1. ábra bal alsó panelén látható, hogy ekkor a hideg oldali hőmérséklete 0°C körüli értékre relaxált, amit a radiátoron megjelenő jégképződés is mutat. A tény, hogy itt egyértelműen egycellás, mélységi konvekció jelenik meg, egybevág a numerikus modellünk azon predikciójával, hogy ha a hideg oldali felszíni hőmérséklet a referenciahőmérséklet (szobahőmérséklet) alatti értékre áll be, akkor megtörténik a teljes lesüllyedés.



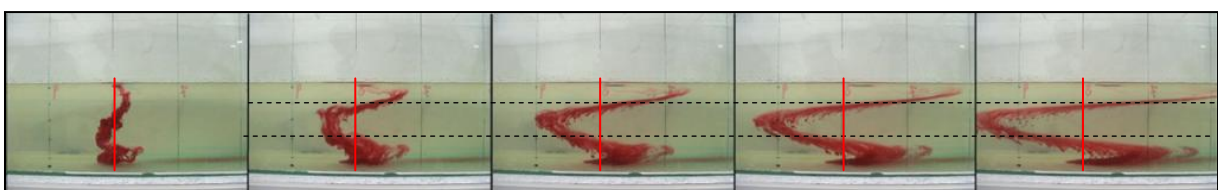
5.2.1. ábra sorozat: A felső ábrán a teljes mélységi konvekcióval járó áramlás látható, a kéz jelzi a belövés helyzetét. A jobb alsó ábrán a hideg oldali hűtőradiátor látható bejegesedve és a lebukó folyadéktest. A bal alsó ábrán a fal menti feláramlás látható.

A következő vizsgálatokban azokra az estekre koncentráltunk, amikor a konvekció nem jut le az aljzatig. Az 5.3.2. ábrán látszik, hogy a 13.5 cm teljes vízmélység alsó 5 cm-es tartományában gyakorlatilag nincs mozgás, a felette elhelyezkedő víztömeg pedig konvekciós áramlást végez. A 5.3.2. képsorozaton látszó kék festéket a fényképezés előtt mintegy 20 perccel lőttük be. A kék szín az alsó tartományban még jól megfigyelhető, de az alsó szaggatott fekete vonal felett már teljesen eloszlott, ebből következtethetünk az alsó rész mozdulatlanságára. A festékfolt ugyan nem pontosan a szaggatott vonalnál kezdődik, de ennek az az oka, hogy a festéket tartalmazó víz kicsit sűrűbb, így lassan lesüllyed. A peremfeltételeket ekkor: $T_{hideg}=25.5^{\circ}\text{C}$, $T_{meleg}=35^{\circ}\text{C}$, $T_0=28^{\circ}\text{C}$ -ra állítottuk be. A piros festék kontrasztosabban látszik a felvételeken, ezért ezt a színt alkalmaztuk a sebességek méréséhez. A már ismertetett peremfeltételek mellett történő áramlás vizsgálata után bekapcsoltuk a fűtőszál 12V feszültséget adva rá. Ekkor az alsó fűtőszál 35W teljesítményt ad le, azaz a $23 \times 5 \text{cm}^2$ -es rács által leadott hőfluxus értéke mintegy 3000W/m^2 . A 5.3.3. ábra mutatja a kísérletről készült képsorozatot, melyen jól látszik a legalsó víztömegek áramlása.

Mindkét (aláfűtés-mentes és aláfűtéses) esetben megmértük a sebességeket kb. a kád közepén az 5.1. fejezetben leírt eljárás segítségével, és a hőmérsékleteket szintén a 5.1. fejezetben leírtak alapján. A sebességértékeket a legkésőbbi, még teljes egészében látható frontokat tartalmazó képek alapján számoltuk, az 5.3.2. ábra 3. és az 5.3.3. ábra 4. képe alapján. A kísérlet elvégzése után ábrázoltuk a sebesség és hőmérsékletprofilokat (5.2.4 ábra).

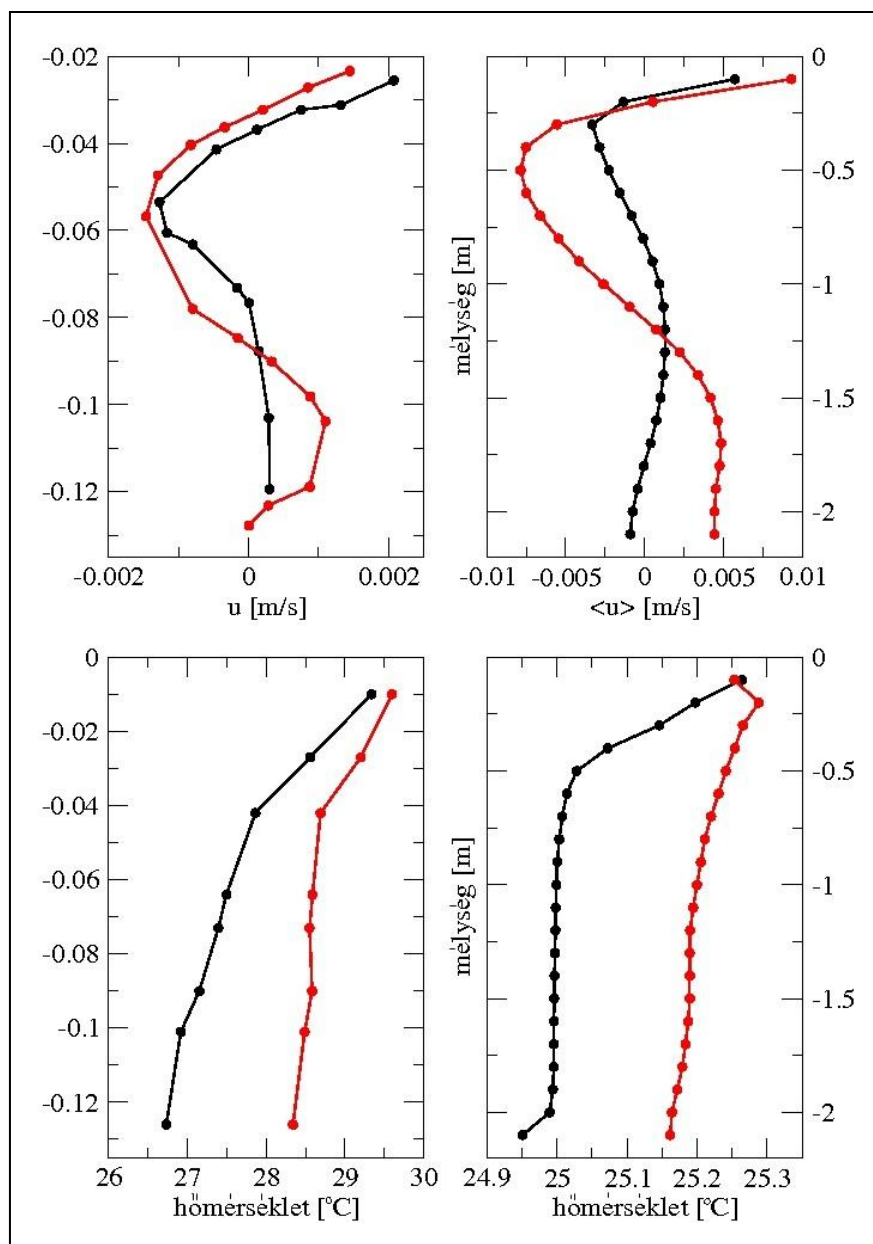


5.3.2. ábra: Az aláfűtés mentes esetben készített képsorozat. A függőleges piros vonalak a befecskensúdezés sávját mutatják, a szaggatott vízszintes vonalak a zérushelyeket jelölik .



5.3.3. ábra: Az aláfűtés bekapcsolása után készített képsorozat. A függőleges piros vonalak a befecskensúdezés sávját mutatják, a szaggatott vízszintes vonalak a zérushelyeket jelölik .

A 4.2. fejezetben már említésre került egy numerikus futtatássorozat, melyet éppen azért hajtottunk végre, hogy össze tudjuk vetni laboratóriumi kísérletekkel. A futtatást azért végeztük el több aláfűtési paraméter beállítása mellett, mert még nem tudhattuk, hogy pontosan milyen paraméter beállítások között lesz hasonló a laboratóriumban elvégzett kísérletekhez, mivel a két kád (szimulált és laboratóriumi) nem azonos feltételekkel bír. A numerikus futtatási eredményeket összevetettük a kísérlet során mértekkel és azt találtunk, hogy az egyik futtatási adatsor hasonló képet mutat a kísérletivel (5.3.4. ábra). Mind a numerikus, mind a kísérleti adatok azt a meglepő eredményt adják, hogy a felszíni hűtés alatti lokális fűtés okozta sűrűségcsökkenés a konvekciós cella aljának, tehát az átkeverés mélységének lefelé tolódását eredményezheti. Az 5.3.4. ábrán (illetve már az 5.3.2. és 5.3.3. képsorok összevetéséből is) látható, hogy a vízszintes sebességprofil alsó zérushelye az aláfűtés hatására lejjebb került, mely azt mutatja, hogy a konvekció mélyebbi zónákat is érint. Ez a megfigyelés azért érdekes, mert intuitíven azt várhattuk volna, hogy az aljzati hőforrás okozta feláramlás a konvekciós cellát fölfelé tolja el, illetve, hogy a hideg oldal alatti hő betáplálása – csökkentvén a kád két vége közötti hőmérsékletkülönbséget – szintén gyengíti a teljes konvekciót.



5.3.4. ábra: A bal oldali két ábra a kísérleti mérésekből származó eredményeket tartalmazza, a jobb oldali ábrák pedig a futtatás során kapott eredményeket (a tengelyek beosztása természetesen eltérő). A felső két ábra a vízszintes sebességeket, az alsó két ábra a hőmérsékletet mutatja a mélység függvényében. A fekete görbék az aláfűtés bekapcsolása előtti, a piros görbék pedig az aláfűtés bekapcsolása után kialakult stationer szakaszt mintázzák. A jobb oldali futtatások adataiból kapott görbék azonosak a 4.2.9. ábrán látható azonos színű görbékkel.

6. Összefoglalás

- Közhelyszerű tény, hogy Földünk klímájának alakításáért és az időszakos változásaiért nagyon nagy mértékben az óceáni áramlások felelősek. Bár az utóbbi évtizedekben egyre nagyobb számú mérési adat áll rendelkezésünkre, a téma mégsem tekinthető lezártnak, nagyon sok kérdés maradt tisztázatlanul.
- A Nagy Óceáni Szállítószalag áramlási rendszereiről ismertté vált új mérési adatok alapján azt az észrevételt tettük, hogy a mélységi hideg víztömeg formálódásának földrajzi helyei nagyon közel esnek az aljzati hőáram anomálishan magas értékével jellemzett területekhez.
- A korábbi szakirodalmi eredmények arra utalnak, hogy nagymértékű aljzati hőáram jelenléte erősen befolyásolja az óceáni keveredési folyamatokat [8]. Tudomásunk szerint azonban lokalizált hőforrások szerepét eddig még nem vizsgálták.
- Munkánk célja annak kiderítése volt, hogy egy ilyen lokalizált aljzati hőáram milyen módon befolyásolja, illetve határozza meg az alábukó vertikális konvekció tulajdonságait. Ehhez egyrészt egy numerikus konvekciós modellt alkottunk meg, valamint demonstrációs laboratóriumi kísérleteket végeztünk egy nagyon hasonló összeállításban.
- Az óceánnal analóg elrendezések sajátossága, hogy hőközlés és hőelvonás lényegében csak a felszínen történik. Ezért munkánk során nagy figyelmet fordítottunk a határfelületekre kirótt hőfluxus-peremfeltételek beállítására.
- Gyenge termikus hajtás estén nem alakulhat ki mélységi konvekció, függőleges irányú teljes átkeveredés. Ennek szükséges feltétele egy kritikus nagyságú felszíni hőelvonás. Megmutattuk azonban, hogy egy lokális aljzati hőforrás jelenléte ennek hiányában is előidézheti a mélységi konvekció kialakulását! Ezt a felismerést mind numerikus szimulációink, mind laboratóriumi modellkísérleteink segítségével sikerült alátámasztanunk.
- Munkánk tervezett folytatása során szeretnénk megvizsgálni, hogy az óceáni elrendezést jobban közelítő geometriai és hőtani feltételek esetén is sikerül-e ezt a jelenséget numerikusan kimutatnunk.

7. Irodalomjegyzék

- [1] Tél T.: *Környezeti áramlások* (kézirat, ELTE, Budapest, 2003)
- [2] Czelnai R.: *A világóceán* (Vince Kiadó, Budapest, 1999)
- [3] van Aken, H. M.: *The oceanic thermohaline circulation: an introduction* (Springer, New York, 2007)
- [4] Negre, C. et al.: *Reversed flow of Atlantic deepwater during the Last Glacial Maximum*. *Nature.*, **468**, 84-88 (2010)
- [5] Völgyesi L.: *Geofizika* (Műegyetemi Kiadó, Budapest, 2002)
- [6] Shapiro, N.M., Ritzwoller, M.H.: *Inferring surface heat flux distributions guided by a global seismic model: particular application to Antarctica*. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **223**, 213–224 (2004)
- [7] Kämpf, J.: *Advanced Ocean Modelling* (Springer, Berlin, Heidelberg, 2009)
- [8] Urakawa, L.S., Hasumi, H.: *A remote effect of geothermal heat on the global thermohaline circulation*. *J. Geophys. Res.*, **114** (2009)

Köszönetnyilvánítás

Legfőképp szeretnénk köszönetet mondani Vincze Miklósnak, aki kitartó és türelmes vezetése nélkül nem jöhetett volna létre ez a TDK dolgozat. Továbbá szeretnénk megköszönni Jánosi Imre és Tél Tamás professzor úrnak, hogy tapasztalatuk és szakmai felkészültségük révén kimagasló szintű segítséget tudtak biztosítani a munka során.

A programok futtatásához Tarcai Norbertnek mondanánk köszönetet, hiszen az eredmények gyors létrejöttéhez a segítsége nélkülözhetetlennek bizonyult. Legvégül megemlítenénk Hatos Zsófiát, aki a fotográfias ismeretei nélkül nem mutathattunk volna be ilyen képeket.

8. Függelékek

F1. A Boussinesq-közelítés alkalmazása

A (2.4.2) kontinuitási egyenlet térbeli deriváltjait tagokra felbontva a következőképpen is írható:

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \varrho \operatorname{div} \underline{v} + \underline{v} \operatorname{grad} \varrho = 0. \quad (\text{F.1.1})$$

Lagrange-képbe átvérve, egy adott folyadékelemmel együtt mozogva vizsgáljuk a változást. Ekkor a

$$\frac{d\varrho}{dt} = \frac{\partial \varrho}{\partial t} + \underline{v} \operatorname{grad} \varrho \quad (\text{F.1.2})$$

azonosságot használva, mely a sűrűségváltozást fejezi ki a mozgó folyadékelemben, a kontinuitási egyenlet:

$$\frac{d\varrho}{dt} + \varrho \operatorname{div} \underline{v} = 0. \quad (\text{F.1.3})$$

Hidrodinamikai egyenleteinket kis sűrűség-ingadozás esetére írjuk át, vagyis alkalmazzuk a Boussinesq-közelítést. Ennek megfelelően, választhatunk egy időtől független referenciasűrűséget. Legyen ez ϱ_0 . Ekkor a teljes sűrűség úgy írható, mint

$$\varrho(\underline{r}, t) = \varrho_0 + \varrho' \quad (\text{F.1.4})$$

és a ϱ' sűrűség-ingadozás kicsinysége miatt feltehetjük, hogy $|\varrho'(\underline{r}, t)| \ll \varrho_0$.

A kontinuitási egyenletbe beírva:

$$\frac{d\varrho'}{dt} + \varrho' \operatorname{div} \underline{v} + \varrho_0 \operatorname{div} \underline{v} = 0. \quad (\text{F.1.5})$$

Mivel a ϱ' sűrűség-ingadozások nagyon kicsi értékek ϱ_0 -hoz képest, így a harmadik tagnak önmagában el kell tűnnie, vagyis:

$$\operatorname{div} \underline{v} = 0. \quad (\text{F.1.6})$$

Kiindulásként tekintsük a Navier-Stokes-egyenletet:

$$\frac{d\underline{v}}{dt} \equiv \frac{\partial \underline{v}}{\partial t} + (\underline{v} \operatorname{grad}) \underline{v} = -\frac{1}{\varrho} \operatorname{grad} p - \underline{g} \underline{n} + \nu \Delta \underline{v}, \quad (\text{F.1.7})$$

ahol $\nu = \frac{\lambda}{\rho_0}$ a kinematikai viszkozitás.

A nyomást szétválaszthatjuk hidrosztatikai és dinamikai részre:

$$p(\underline{r}, t) = p_0(z) + p'(\underline{r}, t), \quad (\text{F.1.8})$$

ahol

$$p_0(z) := p_0 + \rho_0 g(H - z) \quad (\text{F.1.9})$$

a hidrodinamikai nyomás, $p'(\underline{r}, t)$ pedig a hidrodinamikai nyomástól való eltérés.

Ha a (F.1.4.) és (F.1.8.) egyenleteket beírjuk az (F.1.7.) Navier-Stokes-egyenletbe, a következőt kapjuk:

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho_0} \text{grad} p' - g \frac{\rho}{\rho_0} \underline{k} + \nu \Delta v, \quad (\text{F.1.10})$$

ahol a kis ingadozások miatt a nevezőbe az átlagos ρ_0 -t írhatjuk.

A lineáris hőtágulást figyelembe véve: (F.1.11)

$$\rho = \rho_0 [1 - \alpha(T - T_0)],$$

ahol T_0 a ρ_0 sűrűséghez tartozó referenciahőmérséklet, a

$$T - T_0 := T \quad (\text{F.1.12})$$

hőmérséklet-eltéréssel a ρ sűrűségeltérés úgy fejezhető ki, hogy

$$\rho' \equiv \rho - \rho_0 = -\rho_0 \alpha T. \quad (\text{F.1.13})$$

Ezeket az átalakításokat felhasználva kaphatjuk meg a probléma egyenletrendszerének dolgozatunkban felhasznált (2.4.5) alakját.

F2. A hőáramértékek számítása

Szeizmikus mérések alapján számszerűsítő a szerkezeti hasonlóság két felszíni pont (x_1 és x_2) között. Ezen „szerkezeti hasonlóság érték” jelölése: $S(x_1, x_2)$. A szerkezeti hasonlóság értékét két pont között a geológiai szerkezet és a *Mohorovičić-határfelület*, azaz a földkérget a földköpenytől elválasztó határfelület mélységében mutatkozó hasonlóság határozza meg.

Annak érdekében, hogy a már ismert hőáramértékekből ki tudjuk számolni a célterület hőáramértékét bevezetünk egy hasonlóságon alapuló súlyfaktort, melynek segítségével a későbbiekben megkapható a célterület hőárama. Ezt a hasonlósági súlyfaktort teremt kapcsolatot az egyes hasonlósági értékek, $S(x_i, x_j)$ -k között. Jelölése: $W(S)$

Most már csak a célpontok hőáramértékének kiszámítása marad hátra. A jelölések egyértelmősége végett $\Phi_{Föld}$ a mért hőáramértékek, $\varphi_{Föld}$ pedig a számolt hőáramértékek. A kívánt célterület x_0 , a tényleges hőáram-mérések helyei pedig x_n -ek. A számolt hőáramérték ekkor x_0 helyen:

$$\overline{\varphi_{Föld}}(x_0) = \frac{\sum_n W[S(x_0, x_n)]\Phi_{Föld}(x_n)}{\sum_n W[S(x_0, x_n)]} \quad (F.2.1)$$

és az x_0 helyen a számolt hőáramértékre vonatkozó szórás:

$$\sigma_{\varphi_{Föld}}(x_0) = \left\{ \frac{\sum_n W[S(x_0, x_n)][\Phi_{Föld}(x_n) - \Phi_{Föld}(x_0)]^2}{\sum_n W[S(x_0, x_n)]} \right\}^{1/2}. \quad (F.2.2)$$

F3. A sebesség- és hőmérsékletértékek numerikus számítása

A hődiffúziót egységes gridtávolságok esetén a következőképp számítja a program:

$$\kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \kappa [(T_{i,k+1} - T_{i,k}) - (T_{i,k} - T_{i,k-1})]/(\Delta x)^2 \quad (F.3.1)$$

$$\kappa \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \kappa [(T_{i-1,k} - T_{i,k}) - (T_{i,k} - T_{i+1,k})]/(\Delta z)^2. \quad (F.3.2)$$

A sebességek diffúziós tagjait pedig ehhez nagyon hasonlóan számolhatjuk:

$$v \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = v [(u_{i,k+1} - u_{i,k}) - (u_{i,k} - u_{i,k-1})]/(\Delta x)^2 \quad (F.3.3)$$

$$v \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = v [(u_{i-1,k} - u_{i,k}) - (u_{i,k} - u_{i+1,k})]/(\Delta z)^2 \quad (F.3.4)$$

$$v \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = v [(w_{i,k+1} - w_{i,k}) - (w_{i,k} - w_{i,k-1})]/(\Delta x)^2 \quad (F.3.5)$$

$$v \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = v [(w_{i-1,k} - w_{i,k}) - (w_{i,k} - w_{i+1,k})]/(\Delta z)^2. \quad (F.3.6)$$

A kád alján a súrlódást is figyelembe vesszük egy másodfokú súrlódási egyenlet révén, mely lamináris áramlások esetén igaz:

$$\left(v \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=-H} = ru_{-H}|u_{-H}|, \quad (F.3.7)$$

ahol a u_{-H} a medence alján fellépő vízszintes sebesség, H a medence mélysége, r pedig egy dimenziótlan konstans, melynek numerikusan megválasztott értéke $r = 0.001$. Az (F.3.7) egyenlet aljzaton érvényes diszkretizált alakja így írható:

$$\nu \frac{u_{i,nz} - u_{i+1,nz}}{\Delta z} = r u_{i,nz} |u_{i,nz}|. \quad (\text{F.3.8})$$