
Az óceáni szállítószalag laboratóriumi modellezése

TDK dolgozat

Vörös Attila

ELTE fizika-matematika tanár

Témavezető:

Vincze Miklós
MTA - ELTE Elméleti Fizikai Kutatócsoport
Kármán Környezeti Áramlások Laboratórium
1117 Budapest, Pázmány Péter sétány 1/A

Budapest, 2019. december

Kivonat

Földünk éghajlati rendszerének legnagyobb hő- és anyagszállító mechanizmusa a Nagy Óceáni Szállítószalag (Great Ocean Conveyor), melynek "motorja" a sarkvidék és az Egyenlítő közötti hőmérséklet-különbség. Ennek hatására a meleg és megnövekedett sótartalmú trópusi víztömegek észak felé áramlanak (Golf-áramlat), ahol - felmelegítve a légkört - lehűlnek, s mélyre süllyednek, kialakítva egy több ezer kilométeres hosszúságú, lapos konvekciós cellát.

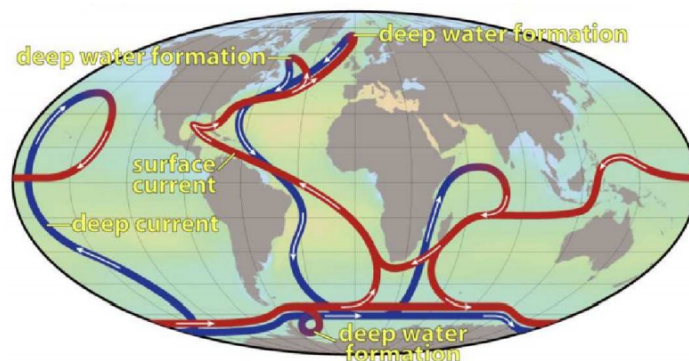
Akár középiskolában fellelhető eszközökkel jól demonstrálhatók az ilyen hőmérséklet-különbség hajtotta alábukó áramlások, és vízi melegfrontok. Az egyik oldalán meleg víz, a másik végén pedig egy jégtömbbel hűtött üvegkád szükséges. Ezek a kísérletek lehetővé teszik a hő- és anyagáramlás módjainak (advekción, diffúzió) szemléltetését, illetve a jelenleg megfigyelhető gyors ütemű arktikus felmelegedés óceáni vízkörzésre gyakorolt hatásának, azaz végső soron a klímaváltozás egyik problémájának középiskolás szinten is érzékletes bemutatását.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	3
1.1. A Sandström-tétel	4
2. Melegfront sebességének vizsgálata	6
3. Szoliton	11
4. Lebukó áramlás vizsgálata	14
4.1. Jégakku hatása	14
4.2. Jégtömb hatása	17
4.3. Egyesített kép	19
5. Tanári megjegyzések	21
5.1. Eszközigény	21
5.2. A kísérletek elvégzése	22
5.3. A diákok aktív részvétele	22
5.4. Alkalmazási lehetőségek	23
5.5. Egy lehetséges feladat részletes leírása	24
6. Összefoglalás és kitekintés	26
7. Köszönetnyilvánítás	27
8. Függelék	29

1. Bevezetés

Földünk óceánjai összetett, csatolt áramlási rendszert alkotnak, melyben a vízmozgásokat elsősorban a Napból érkező, időben és térben változó sugárzás és az árapály hajtják, illetve a bolygónk forgása következtében fellépő tehetetlenségi erők befolyásolják. A légköri és óceáni transzportfolyamatok meghatározó szerepet játszanak lényeges fizikai mennyiségek (hő, impulzusmomentum stb.) és az anyag eloszlásában bolygónkon [1]. Energetikai szempontból a világoceán éghajlati rendszerünkben elsősorban egy gigantikus, lomha hőtartály szerepét játssza – a víztest legfelső 3 métere több hőt tárol, mint az egész légkör – épp ezért dinamikájának feltárása kulcsfontosságú a jelenlegi klímaváltozás megértése és hatásainak előrejelzése szempontjából is [3].



1. ábra. Az nagy léptékű óceáni vízkörzés, vagyis a Nagy Óceáni Szállítószalag (GOC) főbb felszíni (piros) és mélységi (kék) áramlási rendszereinek vázlatos rajza. Forrás: <http://physorg.com>

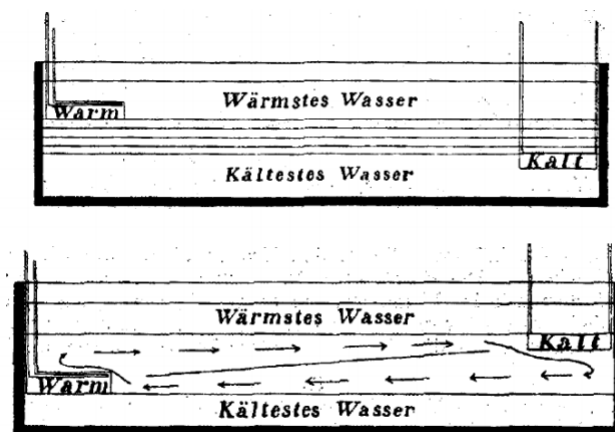
A világoceán vízkörzését két alrendszerre oszthatjuk: a szélhajtotta, és a sűrűségkülönbség-hajtotta áramlásokra. Az előbbi esetében a vízfelszín fölött fújó szél nyíró hatása hajtja a víztömegeket, és jórészt ez, valamint a Föld görbülete felelős az ismert felszíni áramlási kép (így például a Golf-áramlás) szerkezetéért. A szél által keltett mozgások tipikusan az óceán legfelső száz méterére terjednek ki. A sűrűségkülönbség-hajtotta cirkulációt ezzel szemben az óceánba érkező édesvíz- és hóáramok mozgatják, melyek lokálisan megváltoztatják a felszíni vízréteg sűrűségét, és ezzel a stabil rétegzettség kialakítására törekvő mozgásokat indítanak be. A vízkörzés ezen komponense a nemzetközi szakirodalomban Termohalin Cirkuláció (THC) néven ismert, melyben a termo- görög előtag a hőre, a halin (vö.: $\alpha\lambda\chi$, [h]álász = só) pedig a sótartalomra utal. Fontos megjegyezni, hogy míg a szélhajtotta

vízközréssel ellentétben a sűrűségkülönbség-hajtotta áramlások az óceán teljes mélységére kihatnak. Így a THC felelős bolygónkon a legnagyobb mértékű víztranszportért; a becslések szerinti hozama hússzor több, mint a Föld összes folyójáé együttvéve és kicsit nagyobb, mint a csapadékképződés során adott idő alatt globálisan megmozgatott teljes vízmennyiség [1].

Az óceáni transzportfolyamatok vázlatos szerkezetét, a „Nagy Óceáni Szállítószalagot” (Great Ocean Conveyor – GOC), mely jelenleg a fizikai oceanográfia uralkodó paradigmájának tekinthető, az 1. ábrán tekinthetjük át. A GOC kapcsolatot teremt a különböző óceáni medencék, a felszíni és mélyégi áramlási rendszerek, továbbá a szélhajtotta vízkörzés és a THC között.

1.1. A Sandström-tétel

A XX. század első éveiben Johan Sandström svéd oceanográfus vizsgálta meg elsőként módszeresen, laboratóriumi kísérletek során a THC egy leegyszerűsített modelljét. Arra a kérdésre kereste a választ, hogy milyen hőfluxus-peremfeltételek szükségesek ahhoz, hogy stabil, teljes mélységet átfogó vízkörzés alakulhasson ki egy, az észak-atlanti régió alábukó áramlásához (vö. 1. ábra) hasonló áramlási rendszerben. Kísérleti elrendezését 1908-as klasszikus publikációjának [5] egy eredeti rajzán tekinthetjük át (2. ábra).



2. ábra. Johan Sandström 1908-as úttörő munkájának két vázlata [5]. A felső rajz szerinti elrendezésben (melyben a „Kalt” jelzésű hűtés alacsonyabban helyezkedik el a „Warm” feliratú fűtőtestnél) nem indul be alábukó vízkörzés, míg a hőforrások fordított elhelyezése esetén (alul) megindul a cirkuláció.

A mérései során használt laboratóriumi kádat vízzel töltötte fel, és egy

hűtő és fűtő dobozt helyezett el a medence két végén, melyek mélységét a kísérletek során változtatta. Sandström azt az intuitíve könnyen megérthető eredményt kapta mérései során, hogy csupán a vízfelszíni hőmérséklet-különbség nem elegendő ahhoz, hogy egy teljes mélységű vízszüllyedéssel járó köráramlás állandósulhasson, ehhez ugyanis az elsődleges hőforrásnak mélyebben, alacsonyabb potenciális energiájú szinten kell elhelyezkednie, mint a hűtésnek. Ez a feltétel azonban az óceán esetében általában nem teljesül: a valódi óceánban a napsugárzásból származó differenciális fűtés a felszínen történik¹

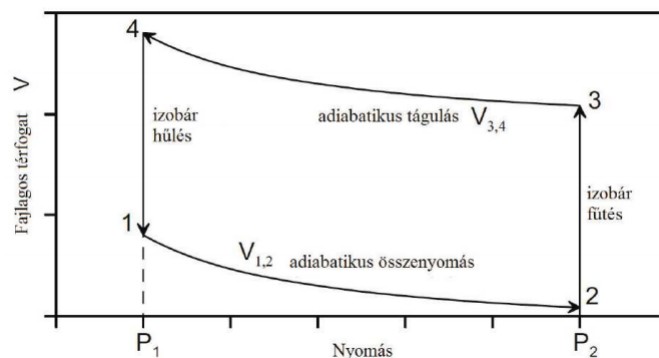
A Sandström-féle tétel úgy is interpretálható, mint annak a termodinamikai szabálynak egy speciális megfogalmazása, miszerint egy hőerőgép akkor végez pozitív munkát, ha a térfogat növekedése (tehát a hőtágulás) magasabb nyomáson történik, mint az összenyomódás. A vízkörzés egy folyadékelemének „életútjára”, mint körfolyamatra tekintve azt mondhatjuk, hogy ahhoz, hogy a cirkuláció munkát végezzen a sűrűdés ellenében, a rendszer térfogati munkavégzésének pozitívnak kell lennie:

$$\oint p dV > 0. \quad (1)$$

Az egyszerűség kedvéért Carnot-ciklusként tekintve a folyamatra, a 3. ábrán látható $\rho - V$ diagramot kapjuk, ahol a vízszintes tengelyen a hidrosztatikai nyomás szerepel, mely a vízmélység szigorúan monoton növvő függvénye, a függőleges tengely pedig a kiszemelt folyadékrezecskénk fajlagos térfogatát mutatja. Látható, hogy az (1) egyenlőtlenség által megkövetelt pozitív körülfutás csak akkor lehetséges, ha a fűtés, azaz a fajlagos térfogat növekedése nagyobb nyomáson, tehát mélyebben történik, mint a hűtés.

A kérdés tehát abban rejlik, hogy az óceánban milyen mechanizmus képes hőt „pumpálni” a felszínközeli rétegből a mély óceánba. A THC energetikai mérlege jelenleg még távolról sem tisztázott. Az uralkodó feltevés szerint [6] a valódi óceán a Sandström-tétel következményeit – az árapály-keltette ún. belső nehézségi hullámok keverő hatása mellett – oly módon „cselezi ki”, hogy az áramlás a valóságban (Sandström kísérleti elrendezésével ellentétben) nem tekinthető kétdimenziósnak, s így keresztirányú (zonális) hatások is szerephez jutnak a függőleges anyagtranszportban. Az Antarktisz körbeáramló (tehát zonális), nagy sebességű, szélhajtotta Antarktisi Cirkumpoláris Áramlás (Antarctic Circumpolar Current, ACC) a me-

¹Klasszikus értelemben vett mélységi hőforrásként csupán az aljzat geotermikus hője szolgálhatna, azonban ez mintegy három nagyságrenddel kisebb hőfluxust képvisel a felszínen jellemző értéknél; az átlagos felszíni besugárzás 50 W/m^2 és 300 W/m^2 között változik a földrajzi szélesség függvényében, míg az aljzati hőfluxus átlagos értéke mindössze 50 mW/m^2 [7].



3. ábra. Az MOC mint Carnot-ciklus p-V diagramja. A körfolyamat sarokpontjai megfeleltethetők a 2.1. ábra azonos számokkal jelölt régióinak. Forrás: [8]

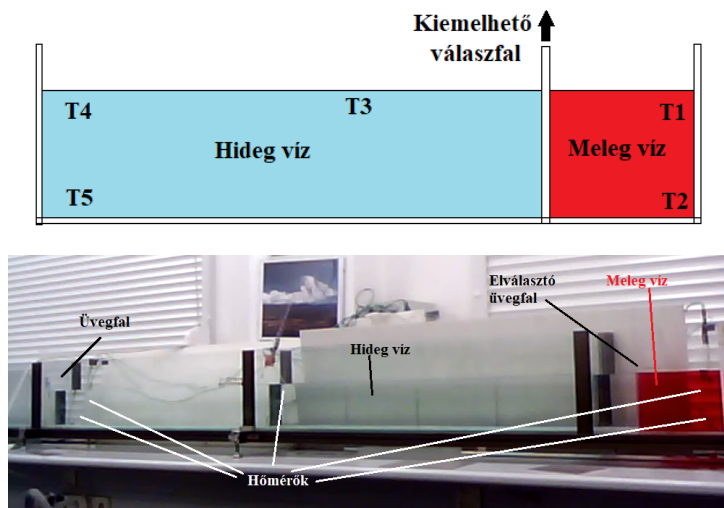
teorológiában „termikus szél” néven ismert jelenségen keresztül megdöntött állapotban stabilizálja a mély óceán sűrűségi szintfelületeit az Atlanti-óceán déli területein. Ez a megváltozott sűrűségprofil teszi lehetővé, hogy olyan körzés alakulhasson ki, mely a felszíni és aljzati rétegek között kapcsolatot teremt annak dacára, hogy mind a fűtés, mind a hűtés valóban azonos magasságon (geopotenciálon), a felszínen történik.

Munkánk során e komplex jelenségkör egy részének egyszerű demonstrációját tűztük ki célul: egy üvegcádon belül hozunk létre zárt áramlásokat, melyek a GOC „motorjaként” számon tartott észak-atlanti alábukó áramlás végletekig leegyszerűsített dinamikáját modellezzik. Először megvizsgáljuk a melegfront sebességét a 2. fejezetben, és az elméleti összefüggésekkel összevetjük. Majd a 3. fejezetben a szoliton mozgását elemezzük. A 4. részben a jégakku, és jégtömb hatását vizsgáljuk az áramlásra, létrehozva egy szállítószalag-szerű állapotot. Az 5. fejezetben pedig tapasztalatainkat tanári szemszögből is megvizsgáljuk, praktikus tanácsokat, s hasznos tapasztalatainkat tárgyalva.

2. Melegfront sebességének vizsgálata

Először az óceáni melegfront jelenségét tárgyaljuk, vagyis két különböző hőmérsékletű közeg egymásra rétegződését vizsgáljuk egy kísérletben, amelynek lényege, hogy egy melegebb folyadék addig áramlik egy alacsonyabb hőmérsékletű fölé, amíg a hidrosztatikai egyensúly be nem áll. Ilyen folyamatként képzelhető el pl. egy meleg trópusi vízfelszíni anomália terjedése a hidegebb, sarkvidéki területek felé, pl. az észak-atlanti Golf-áramlás által.

Laboratóriumi kísérleteinkben a frontokat egy üvegcádban hoztuk létre, melynek felépítését a 4. ábrán tekinthetjük át.



4. ábra. Fent: a laboratóriumi összeállítás sematikus rajza, és öt hőmérőt elhelyeztünk el a kádban: T1 a kád elején a víz tetején, T2 a kád elején a víz alján, T3 a kád közepén a víz tetején, T4 a kád végében a víz tetején, és T5 a kád végében a víz alján. Lent: fénykép. A meleg vizet egy átlátszó üvegfal választja a hideg víztől.

A laboratóriumi kád két elválasztott rekeszét különböző hőmérsékletű vízzel, azonos H magasságig töltjük fel, olyan módon, hogy a kisebbik rekeszbe alkalmasan színezett (pl. piros, sötétkék) víz kerül, amely melegebb a másik részbe töltött tiszta víznél.

A válaszfalat függőlegesen kihúzva azt látjuk, hogy a két közeg nem keveredik egymással, hanem a megfestett meleg víz meglehetősen jól definiált határt tartva halad a festetlen fölött. A kezdeti pillanatok után a színes nyúlvány egyre távolabbra kúszik a víztest tetején. A két különböző sűrűségű közeg mozgását a gravitáció irányítja: közös súlypontjuk a kezdeti helyzetből mélyebbre kerül, a folyamat így egy új egyensúly felé törekszik.

Az ilyen áramlatokat gravitációs áramlatoknak nevezzük [10], és a természetben számos példa található rájuk, mint például a lavina vagy a lávafolyam (ezek esetében maga a levegő képviseli a ritkább közeget), de ilyen a légköri hideg- vagy melegfrontok betörése és a szobai hideg—meleg levegőáramlás, amelyekről már az általános iskolában hallhatunk. Felülnézetből látszik, hogy a kád teljes szélességében előrenyomuló folyadék frontvonalát nem egyenes, hanem – mintegy önmagát előzgetve – kissé oszcillál. A front azonban sokkal stabilabb annál, mintsem hogy szétessen, és

oldalnézetből továbbra is jól követhető a terjedése, lehetővé téve sebességének mérését.

Elemi módszerekkel megbecsülve a sebességet a mozgás során egy újabb érdekes megfigyelést tehetünk: a front igen jó közelítéssel egyenletes ütemben halad végig a kádon. E terjedési folyamat néhány pillanatképét az 5. ábra felvételnép-sorozata szemlélteti.

Egy tipikus kísérlet során (és utána is) azt tapasztalhatjuk, hogy a színek sokáig jól különválnak, a megfestett és az átlátszó vízréteg közötti határvonal meglehetősen lassan és kis mértékben mosódik el. Ez egyrészt arra utal, hogy az frontáramlás lényegében *laminárisnak* tekinthető, keveredés szinte kizárólag a két réteg határán lévő keskeny sávban történik, méghozzá a különböző sűrűségű rétegek közötti nyírás miatt fellépő ún. Kelvin–Helmholtz-féle instabilitás örvényeinek (lokális turbulenciát jelentő) hatására. A tapasztalat, hogy a réteghatár sokáig – akár órák időskálán – jól kivehető, arra is utal, hogy a molekuláris diffúzió és a hődiffúzió is nagyon lassú folyamatok, és rövidebb időskálákon nem játszanak lényeges szerepet.

Erről könnyen meggyőződhetünk az anyagi állandók ismeretében: szilárd anyagok, pl. a konyhasó diffúziós állandója szobahőmérsékleten $D \sim 10^{-9}$ m²/s nagyságrendű, a víz hődiffúziós együtthatója pedig mintegy $\kappa \sim 10^{-7}$ m²/s. Amint a mértékegységekből következik, a kezdetben lokalizált koncentráció vagy hőmérséklet L távolságra rendre L^2/D ill. L^2/κ idő alatt terjed szét. Adatainkkal ezek az idők 100 napnak, ill. 1 napnak adódnak, vagyis mind a koncentráció-, mind a hődiffúzió esetében jóval hosszabbnak kísérleteink időtartamánál.

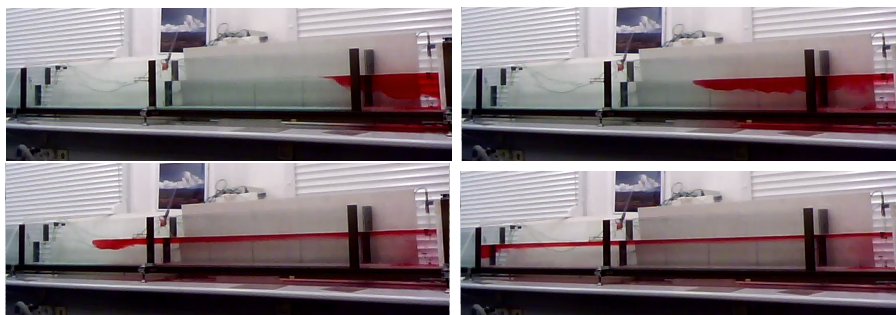
A környezeti áramlásokban a hőmérséklet eloszlása elsősorban inkább a részecskék tényleges elmozdulására, vagyis advekcióna vezethető vissza, s éppen ezért a légköri és óceáni mozgások többségének megértéséhez helytálló annak a feltételezése, hogy a folyadék-részecskék az intenzív hűtő- és fűtő peremektől távoli mozgásuk során lényegében megtartják sűrűségüket [1].

Elméleti megfontolások alapján a front haladási sebessége így írható:

$$v \approx \sqrt{2\alpha \cdot \Delta T \cdot g \cdot h}, \quad (2)$$

ahol α a víz térfogati hőtágulási együtthatója, ΔT a két rekesz közti hőmérséklet-különbség, h pedig a front feje mögötti vízréteg vastagsága. Fontos megjegyezni, hogy ez a közelítés akkor pontos, ha h a teljes vízmélységhez (H) képest nagyon kicsi (elrendezésünkben az arány $h/H \approx 0.1$).

A fenti elméleti összefüggés (2) arra az idealizált esetre vonatkozik, amikor a folyadékban fellépő belső sűrűlódás és a kád falaival való sűrűlódás egyaránt elhanyagolható, továbbá feltételezhetjük, hogy a két közeg nem keveredik. A valóságban ezek a feltételek nem teljesülnek teljes mértékben, így a mérések



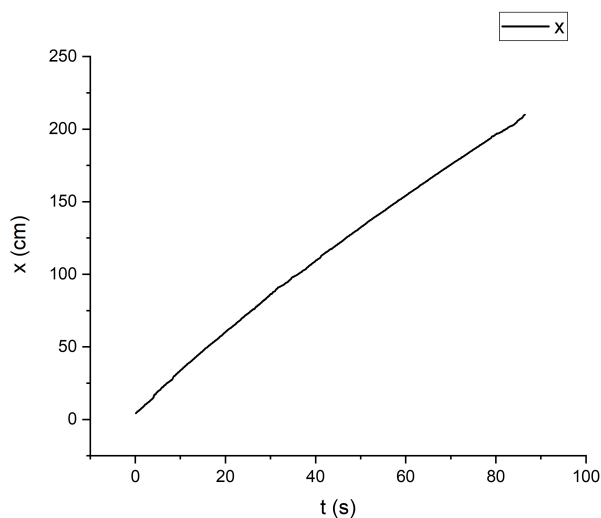
5. ábra. Front haladása. Az első képhez képest a második kép 20 másodperccel, a harmadik 60 másodperccel, az utolsó pedig 94 másodperccel később készült.

során kapott eredmények az egyenlettől némileg eltérhetnek. (Megemlítjük, hogy vannak olyan frontok is, amelyek el sem jutnak a kád végéig, hanem útközben lefékeződnek. Ilyenek a nagyon kis hőmérséklet-különbség okozta áramlások.) A sebességet ki tudjuk számolni a (2) képlettel, ha ismerjük az adatokat, melyeket az alábbi példában egyik kísérletünkből vettem: $h = 1,7$ cm, $\Delta T = 8,6$ K, és a víz térfogati hőtágulási együtthatója: $\alpha = 2 \cdot 10^{-4}$ 1/K. Ezekből tehát kiszámolható a front „elméleti” terjedési sebessége: $v = 2,4$ cm/s.

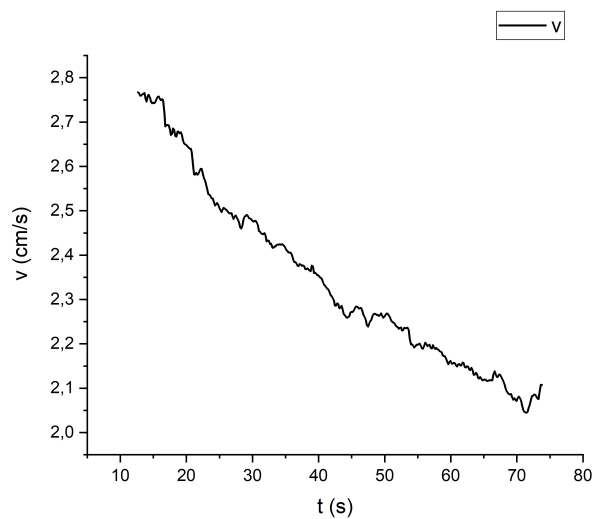
A vizsgálataink során videó-felvételeket készítettünk, melyeket a Tracker nevű programmal [11] kiértékelünk (6., 7. ábra.). Megjegyzendő, hogy a videofelvételek készítésekor a laboratórium elrendezésének sajátosságai miatt a kamerát nem volt lehetséges úgy elhelyezni, hogy látóiránya a kádra merőleges legyen, s egyúttal a teljes kád is a képmezőben maradjon. Így arra kényszerültünk, hogy a felvételekhez a kamerát a kádhoz képest bizonyos szöveget bezárva állítsuk be, s így a folyamatokat perspektivikusan torzítva figyeljük meg. A Tracker segítségével felvett elmozdulás-adatokat tehát geometriailag korrigálnunk kellett, s a dolgozatban megjelenített grafikonok már minden esetben a korrigált adatokat mutatják. (A perspektíva-korrektúra matematikai hátterét a Függelék egy alfejezete tárgyalja.)

A sebesség jól láthatóan nem állandó, egyre inkább csökken, ami annak köszönhető, hogy a képletben szereplő h valójában az időtől is függ. Miközben a front halad előre, egyre vékonyodik, és így természetesen – összhangban a (2) képlettel – lassul. A sebességcsökkenés azonban nem nagy mértékű: a 7. ábráról a $\bar{v} = 2,35$ cm/s átlagsebesség olvasható le.

A front sebességét a helyhez kötött hőmérők hőmérséklet-adatsoraiból is megbecsülhetjük, összevetve a front megérkezésének tulajdonítható ugrásszerű hőmérséklet-növekedések időkülönbségeit a különböző szenzorok

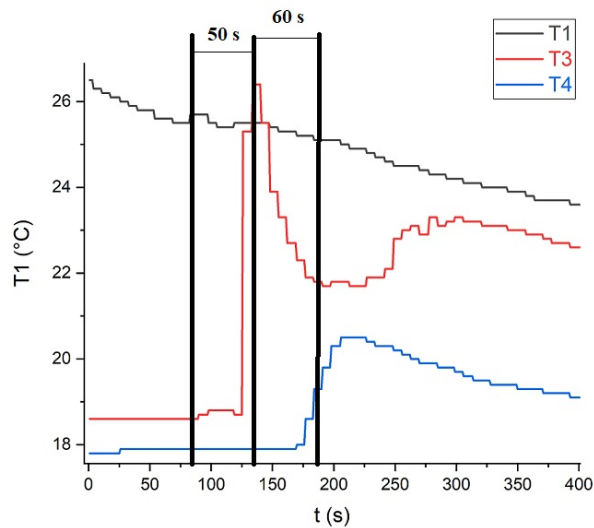


6. ábra. A front haladásának hely-idő függvénye



7. ábra. A front haladásának sebesség-idő függvénye.

jeleiben (8. ábra). A front indításának, vagyis a válaszfal felhúzásának pillanata a digitális hőmérők másodpercenkénti (0.1°C felbontású) adatait naplózó program indításához képest $t = 77$ másodperccel később történt. Ezt a pillanatot a 8. ábrán egy függőleges vonal jelöli, és ezután a hőmérséklet



8. ábra. A T1 hőmérő a kád jobb szélén, vagyis az „indítási oldalon” helyezkedik el, a T3 a kád közepén, és a T4 a kád legvégén helyezkedik el (4. ábra). Függőleges vonal jelöli a hőmérséklet-emelkedés folyamatát, a front odaérkezését az egyes hőmérőkhöz.

emelkedések vannak még jelölve, azok jelentik a front odaérkezését. A T1 és T3 hőmérők közötti távolság 112 cm, és a köztük a front által megtett idő 50 másodperc, ebből $v = 112/50 = 2,24$ cm/s adódik. A T3 és a T4 hőmérők között a távolság 123 cm, és az adatokból leolvasható az az idő, amit a front megtett a két hőmérő között, ez 60 másodperc. Ennek segítségével egy átlagsebesség számolható: $v = 123/60 = 2,05$ cm/s. A két különféle módszerrel mért sebesség tehát jól egyezik, s viszonylag kevésbé tér el az elméleti értéktől.

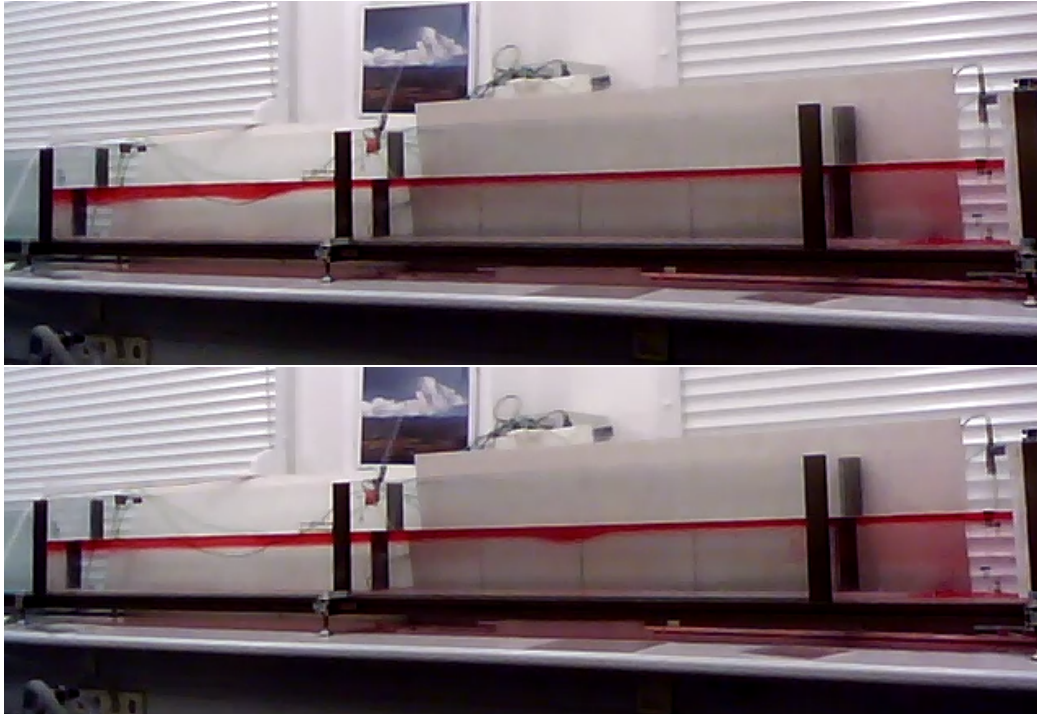
3. Szoliton

Miután a piros réteg a kád teljes hosszán végigterült, és a túlsó végének ütközve visszaverődött, újfajta alakzat jelenik meg a réteghatáron: egy határozott, „púp” alakú kitüremkedés indul meg visszafelé, egy ún. *belső szoliton*. Szolitonoknak a sekély vízben előforduló, nagy amplitúdójú nemlineáris hullámokat nevezzük. A szabad felszínén terjedő szolitonokra a cunami jelentik a legismertebb természeti példát. A felszíni szolitonok terjedési sebességének jó elsőrendű közelítésének tekinthető a nagy λ hullámhosszú ($\lambda \gg H$) nehézségi hullámokra jellemző fázissebesség, melynek értéke

$c_0 \approx \sqrt{gH}$. A kísérletünkben megfigyelt belső szolitonhullám ettől abban különbözik, hogy a két, kicsiny relatív sűrűségkülönbséggel jellemezhető réteg határán alakul ki, s éppen ezért sebessége a sokkal kisebb

$$c_1 \approx \sqrt{g\alpha h\Delta T} (\ll c_0) \quad (3)$$

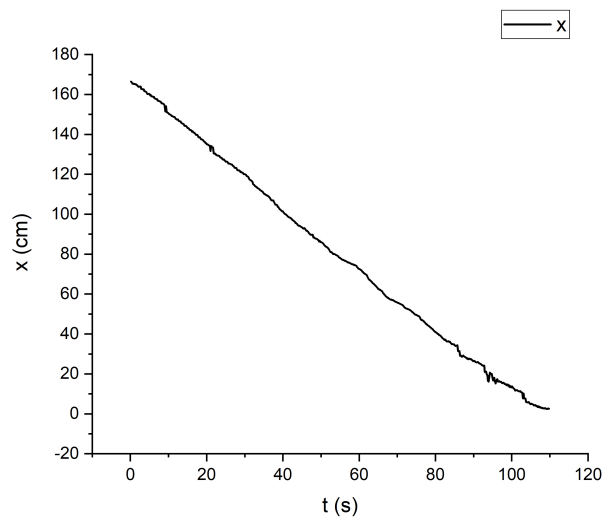
értékkel közelíthető [1]. A másik lényeges eltérés a szabad felszíni változathoz képest az orientáció: a szoliton „púpja” mindenképpen a sekélyebb rétegből a vastagabb felé türemkedik ki, vagyis kísérleti konfigurációinkban ennek megfelelően „fejfelé” áll. (Ilyen helyzet a szabad felszínen, vagyis más szóval a víz-levegő réteghatáron sohasem állhat elő.)



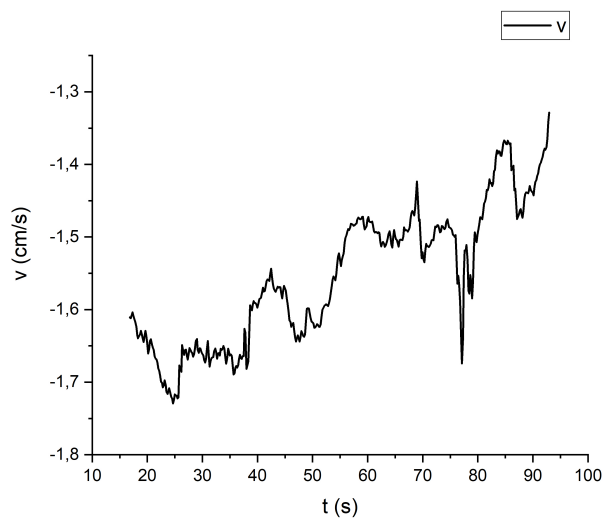
9. ábra. Szoliton haladása a front visszaverődése után.

A belső szoliton mozgását a Tracker mozgáselemző program segítségével értékeltük ki. A kapott elmozdulás-idő illetve sebesség-idő diagramokat rendre a 10. és 11. ábrákon láthatjuk.

A sebesség-idő grafikonra tekintve észlelhetjük, hogy a szoliton sebessége megközelítőleg állandó ($v \approx -1,5$ m/s), s ez az érték kisebb, mint az eredeti front sebessége. Ez a megfigyelés jó egyezésben áll azzal, hogy a belső hullámok (3) szerinti elméleti sebessége is egy $1/\sqrt{2}$ faktorialábbal kisebb a frontterjedésre megadott (2) szerinti közelítő értéknél.



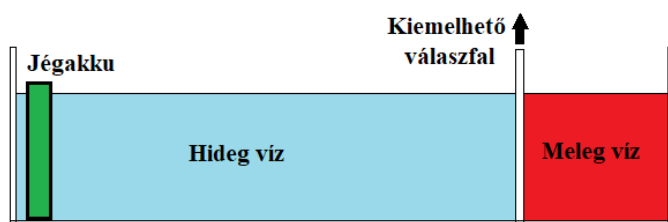
10. ábra. Az ábrán látható belső szoliton helyzete az idő függvényében.



11. ábra. A szoliton sebessége látható az idő függvényében. Mivel visszafele haladt, ezért negatív a sebessége, de a nagysága a lényeg.

4. Lebukó áramlás vizsgálata

Az előzőekben vizsgált esetben a front eljutott a kád végéig és a front megvastagodott „feje” egy belső hullámként (szolitonként) verődött vissza a felső réteg alján. Felmerül hát a kérdés, hogy mi történik abban az óceáni vízkörzés szempontjából realiztikusabb esetben, ha egy melegfront elér az Északi sarkvidék környékére, ahol találkozik egy kiterjedt hideg vizes tartománnyal, mely a meleg áramlatot lehűti? Ezt vizsgáljuk meg, úgy, hogy először egy zárt jégakku helyeztünk el a kád végébe (12. ábra), majd a későbbiekben egy, a kád vízébe közvetlenül beolvadó jégtömböt.



12. ábra. Az elrendezés hasonló a melegfront esetén használtakhoz, csak a kád végén egy jégakku helyezkedik el.

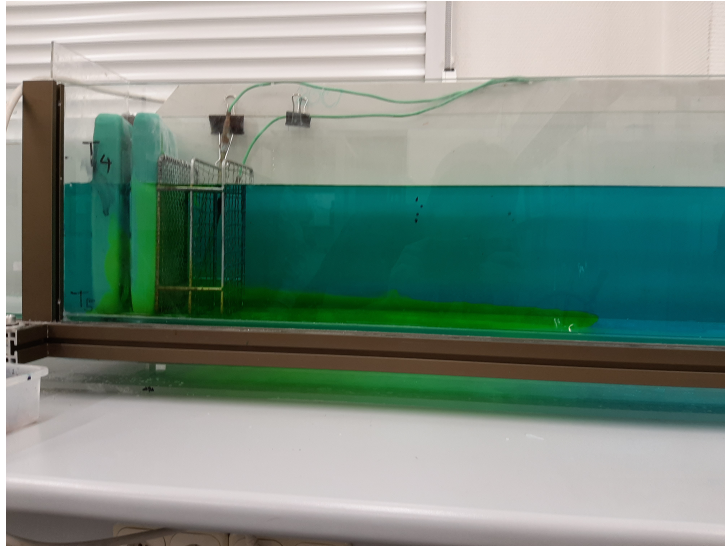
4.1. Jégakku hatása

Kísérletünkben egy kevés sárga festéket fecskendeztünk a jégakku elé, majd követtük annak szétterjedését a kádban. Jól látható, hogy a megfestett víz lehűlése hatására egy sárga hidegfront indul meg lassan a kád alján (13. ábra).

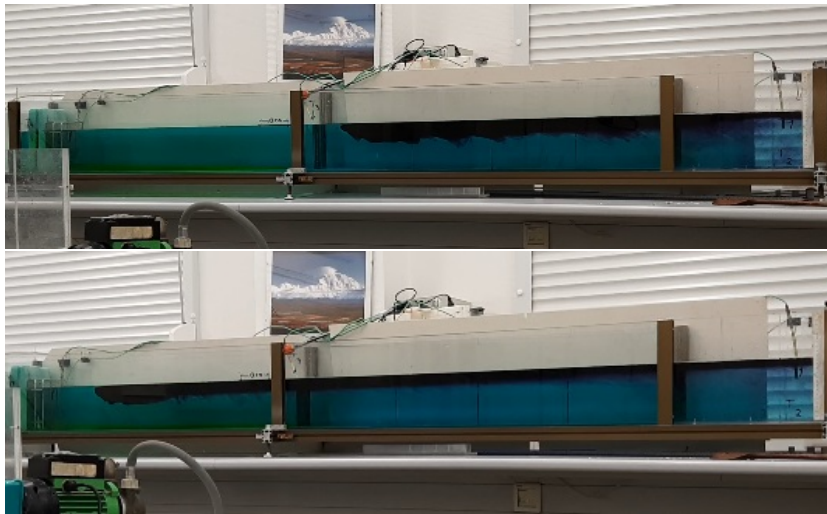
Ezután követően elindítottunk egy lila ételfestékkel megfestett melegfrontot az előző esetekhez hasonló módon (14. ábra).

Amint a melegfront eléri az akkut, elkezd lehűlni, és a hőmérsékletváltozás miatt az eredetileg melegebb víz lassan alábukik. A medence alján becsatlakozik a már ott levő, előzőleg sárgában látott hidegfront nyomában a vízkörzés mélységi, visszaáramló ágába (15. ábra.).

Amint láttuk, a jégakku hűtötte a vizet, ennek köszönhetően már megindult egy áramlás, és ahogy a melegfront elérte az akkut, lehűlve ugyanezen az áramláson indult meg visszafele. Az alul megjelent nagyon vékony sötét anyagú réteg lassan haladt, végigterjedése a kádon órás időskálájú folyamat volt.



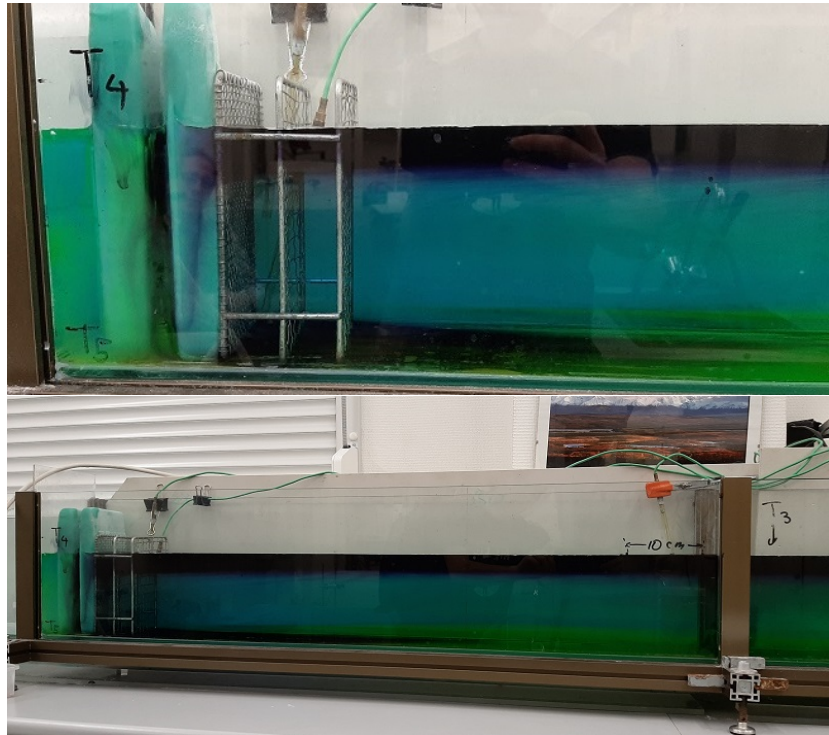
13. ábra. Jégakku jelenlétében hidegfront indul a vízréteg alján jobbra, amit a sárga festés tesz láthatóvá. (A rács csak azért szükséges, hogy ne mozduljon el a kísérlet alatt az akku.)



14. ábra. A melegfront ugyanúgy áramlik, mint a nem hűtött esetben, amíg el nem ér a jégakkuig.

A következő ábra a hőszenzorok mért hőmérséklet-adatainak időfüggését mutatja ebben a kísérletben (16. ábra.).

A kád elején (vagyis az „indítási oldal”) alul lévő T2-es szenzor (pi-

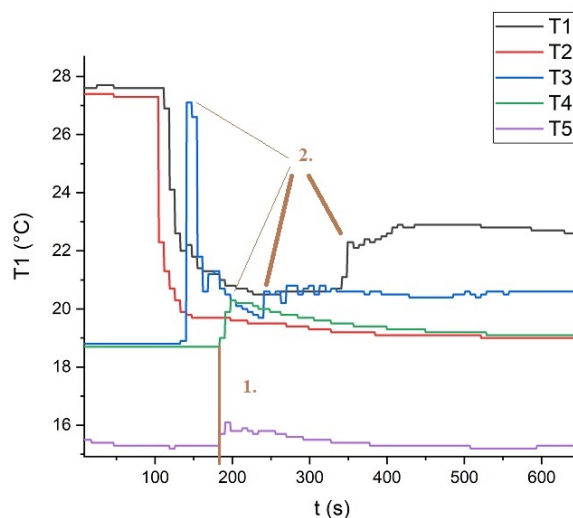


15. ábra. Ahogy a melegfront elért a jégakkuiig, lehűlt, lebukott, és visszafelé áramlik jóval lassabban a kád alján.

ros görbe) a 110. másodperc környékén látható hirtelen esése jelzi, hogy a felszínen elindult a melegfront. A kád közepén a víz tetején lévő T3-as szenzor (kék görbe) a 150. másodperc körüli ugrása mutatja, hogy odaért a melegfront. Az akkunál lévő víz tetején lévő T4-es szenzor hőmérsékletfüggésén (zöld görbe) látható a melegfront érkezésének pillanata, egy hirtelen hőmérséklet emelkedéssel a 190. másodperc környékén.

Az első észrevétel: a 190. másodpercben, az akkunál lévő alsó T5-ös szenzor grafikonja (lila görbe) elkezdett emelkedni. A melegfront a kád aljára érkezett (15.ábrán jól látható.), és valamelyest emelte a hőmérsékletet. De a T5-ös grafikon lokális maximuma előrébb van, mint a T4-esé. Ez azért történt, mert a melegfront maga alá kényszerítette a már ott levő, az alsóhoz képest melegebb vizet, és még a front odaérkezése előtt már érzékelhető a kád alján a melegedés.

A második észrevétel: a T3-as szenzorban ismét emelkedés történt a 250. másodperc környékén. Ezt követően a kád legelején, a víz tetején lévő T1-es szenzor (fekete) görbájén a 350. másodpercben is ugrást láthatunk. Ez



16. ábra. A hőmérők mért adatai az idő függvényében, két érdekesség kiemelve az 1. és 2. számmal

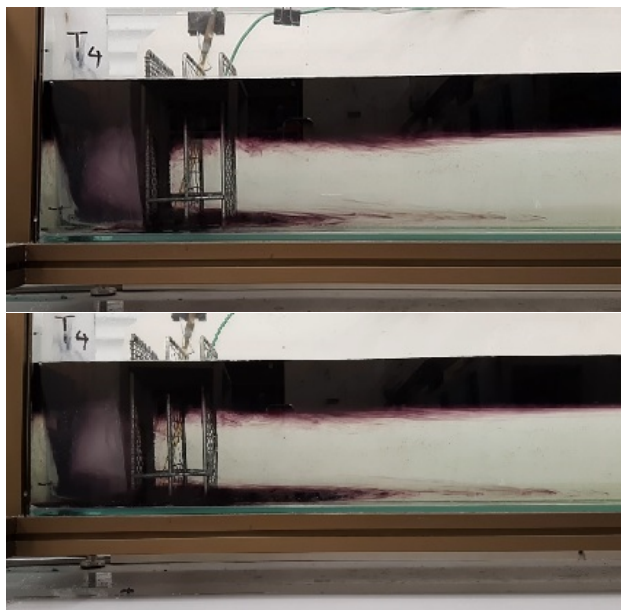
mutatja, hogy a front a jégakkuval való találkozás után részben lebukott, de egy része visszaverődött.

4.2. Jégtömb hatása

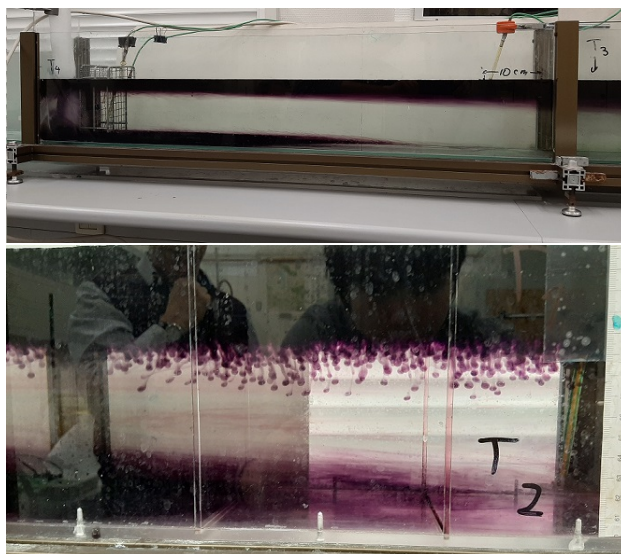
A valóságban természetesen nem jégakku található a sarkoknál, hanem konkrét jéghegyek, ami felvet még egy kérdést. Az akku esetében csak a felszínével érintkező folyadék kezd leáramlani, viszont a jég olvad, és maga is anyagot áramoltat. Ez miben változtatja meg az eddig alkotott képünket? Ennek érdekében a jégakku helyett jégtömböt helyeztünk a kád bal oldali vége teljes mélységébe, és hasonlóan a jégakkuhoz, itt is elindult egy hidegfront a kád alján. Egy lila melegfrontot indítottunk el.

Amint a melegfront elért a jégtömbhöz, lehűlt, és a víz alján elindult jobbra (17. ábra). Ez a folyamat nagyon lassan, de folyamatosan történt.

A kád alján halad az alábukott "melegfront", és egészen a kád végéig elért. Miután nekiérkezett a kád végébe, egy enyhe felemelkedés történt (19. kép).



17. ábra. A jégtömböz ért lila melegfront lebukik, és alul a hidegfronttal együtt halad tovább.



18. ábra. A lebukó áramlat halad folyamatosan a baloldali képen. A jobboldali képen a kád jobb oldali vége látható, amint odaért a front.



19. ábra. A kád végén feláramlás történt, és egy eddig nem látott, középmagasságú, bal irányba haladó áramlás jelent meg.

4.3. Egyesített kép

4.1, és 4.2 alfejezetekben tárgyalt áramlások jellegének képének jobban áttekinthető ábrázolása céljából (még az 4.1-ben bemutatott jégakkus kísérlet során) az indítás után hosszú idővel a kísérlet egészről nagy felbontású fényképsorozatot készítettünk közel merőleges nézetből a kád mellett végighaladva, melyet egyetlen panorámaképpé egyesítettünk. Ezt a jobb áttekinthetőség érdekében a GIMP fénykép-manipuláló programmal „összenyomtuk” (vagyis megváltoztattuk az oldalarányokat), s a látómezőből kitöröltük a kád rekeszeit elválasztó oszlopok képét. Ebben a végállapotban, ami igazán érdekes, hogy a különböző ételfesték-színek jól elkülönültek, melyből következtetni lehet, a lassú, konvektív áramlás irányára. A szabad szemmel látható finom színcacsokat figyelve a kád közepén átlós irányú feláramlás jeleit tapasztaltuk. Az elképzelt áramvonalakat erre a képre berajzoltuk, és így kaptuk meg a 20. ábrát.

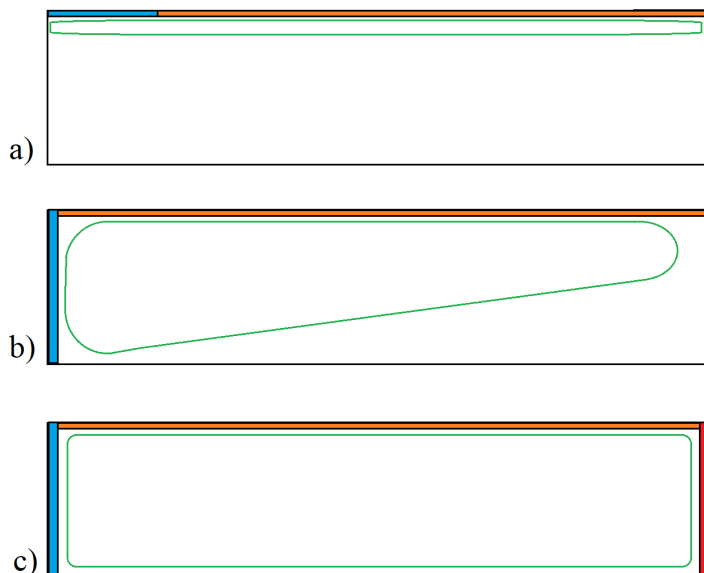


20. ábra. A laboratóriumi „szállítószalagunk” egy sematikus áramvonala a 4.1 kísérlet végállapotában készült panorámaképre rajzolva.

A hűtött oldal körüli leáramlást egy lassú alulról emelkedő áramláshoz

csatlakozik, mely a kád meleg vége körül érkezik a felszínre. Vagyis a lassan felmelegedett víz a meleg zónában a felszínre kerül. Így egy zárt áramlási görbe jön létre, mely jellegében hasonlatos az óceáni szállítószalag észak-atlanti alábukó ágához. Érdekes megemlíteni, hogy a szakcikkek (pl. [6]) is hasonló jellegű áramlási rendszerről számolnak be.

Nyilvánvaló, hogy az 1.1 fejezetben tárgyalt Sandström-tétel értelmében nem következhetne be teljes lesüllyedés („mélyvíz-keletkezés”) egy ilyen zárt tartályban, amennyiben a hűtés és a fűtés is a felszínen történne, amint azt a 21.a ábra sematikus rajzán ábrázoltuk. Itt késsel jelöltünk egy vízszintes felszíni hűtő peremet, illetve narancssárgával a víztest számára fűtő peremfeltételt biztosító, szétterjedt réteget a melegfront végigterjedése után. Ekkor a víz mozgása egy nagyon sekély cellára korlátozódna a felszín közelében (zöld sematikus áramvonal).



21. ábra. A hőmérsékleti peremfeltételek (kék: hűtés, narancssárga és piros: fűtés) és a kialakuló konvekciós cella (zöld) kiterjedésének sematikus vázlatja három hipotetikus konfigurációban.

A 4.1 részben tárgyalt kísérleteinkben, ahogy a 21.b ábra szemlélteti, a süllyedést az a tény teszi tehát lehetővé, hogy a jégakku a tartály teljes, függőleges oldala mentén hűt. Ilyen, ún. oldalirányú konvekció esetén elvileg bármilyen kicsiny hőmérséklet-különbség elég egy alábukó áramlás beindításához, igaz a kialakuló aljzati visszaáramlás nem feltétlenül marad mindvégig a kád alján, hanem az ábrán jelölt „háromszöges” cellát

eredményezi (vö. 20. ábra). Végül, előzetes kísérletként megvizsgáltunk (s a jövőben ezt a kutatást folytatni tervezzük) egy teljes mélységben hűtött és fűtött peremű konfigurációt is (21.c ábra), melyben a melegítést egy termosztáttal kontrollált, vízbe merülő hőcserélő csőrendszer biztosítja. Várakozásaink szerint ekkor a beálló vízkörzés aljzati ága végighalad a kád teljes hosszán.

Ide kívánczok még egy megjegyzés az óceáni vízkörzés és az itt vizsgált modell összevetésével kapcsolatban: ahogy az 1.1 részben említésre került, a jelenlegi tudományos konszenzus szerint a valódi óceáni szállítószalag teljes mélységű lesüllyedését részben a „keresztirányú”, vagyis zonális Antarktiszi Cirkumpoláris Áramlás hatása teszi lehetővé [6]. Mivel kísérleti elrendezésünket nem forgatjuk és áramlásunk lényegét tekintve kétdimenziós, így a laboratóriumban az alábukáshoz szükséges megdöntött sűrűség-szintfelületeket másképpen kell biztosítanunk a peremeken. Igaz tehát, hogy a valódi óceánban a tényleges hőáram-peremfeltételek a 21.a ábrához hasonlóan a felszínen érvényesülnek, ám az óceáni izotermákat megdöntő zonális áramlás hatása végső soron oldalfűtés-szerűen viselkedik, s így válik érthetővé, hogy a valódi óceáni vízkörzés áramvonalai leginkább mégis a 21.b ábra konfigurációjához – vagyis a kísérletünkben látottakhoz – hasonlíthatnak.

5. Tanári megjegyzések

A dolgozatban bemutatott alapkísérletet be lehet mutatni tanórák keretében is, akár számolásokkal együtt, és a diákokat bevonva a kísérlet elvégzésébe, de akár fel lehet adni projekt munkának is.

5.1. Eszközigény

Az egész kísérlet egyszerűen elvégezhető könnyen beszerezhető eszközökkel: A kísérlethez egy üvegekád szükséges, ami viszonylag olcsón beszerezhető (megfelelő méretű kádak állatkereskedésekben, akvarisztikai boltokban néhány ezer forintért kaphatók), hiszen annak nem kell feltétlenül a Kármán Laboratóriumban találhatóval megegyező hosszúságúnak lennie; a jelenség lényegesen kisebb méretekben is jól szemléltethető. Feltétlenül szükséges viszont egy válaszfal, ami jól elzárja az üvegekád két felét (minimális a szivárgás a két fél között), és könnyen berakható, és kiemelhető a kádból. A kád két részébe különböző hőmérsékletű vizet kell töltenünk: a hideg és meleg csapvíz (esetleg egy vízforralóval tovább melegítve) a célnak tökéletesen megfelelő. A vízzel közelítőleg megegyező sűrűségű színezőanyag, pl. a kereskedelmi forgalomban kapható ételfesték is szükséges az áramlás vizualizációjához.

Jégakku, illetve jégtömb is könnyen beszerezhető és előállítható; e hűtő közeg valamilyen módon rögzítve kell hogy legyen a falhoz, hiszen fontos, hogy ne mozduljon el. (Ehhez egy a kísérletünkben is használt kémcsőtartó rács tökéletes, nem befolyásolja a lassú áramlást, de a helyén tartja a jégakkut, vagy a jégtömböt a kád végén. Megjegyzendő, hogy a víznél kisebb sűrűségű jégtömb esetében valamivel felülről is rögzíteni kell, hogy ne ússzon fel a tetejére, hiszen a hűtés oldalirányú jellegének alapvető fontossága van a kísérlet sikere szempontjából). A hőmérő mint kellék opcionális, a jelenség előállításához nem kell, csak ha a sebességet is akarjuk számolni. (Ebben az esetben egy stopper is hasznos az időméréshez, ez azonban szinte minden mobiltelefon beépített funkciójaként rendelkezésre áll.)

5.2. A kísérletek elvégzése

Illesszük be a válaszfalat, oly módon, hogy a kád egyik leválasztott része a másiknál lényegesen nagyobb (hosszabb) legyen. Ezután a nagyobb részbe töltünk be hideg vizet, a kisebb részbe meleg vizet. Fontos, hogy a kád két részén azonos magasságúra állítsuk a vízréteget, ugyanis ha különbözik, akkor hullámok is keletkeznek, megnehezítve a jelenségek értelmezését. A meleg vizet fessük meg. Opcionálisan, ha számolást is akarunk végezni, mérjük meg a hőmérsékleteket is. Szintén lehetőség lehet egy videó készítése, amelyet akár otthoni használatra el lehet küldeni a diákoknak (akár Tracker-kiértékeléses feladatokhoz, vagy akár csak a jelenség vizsgálatához otthon). Rakjuk be az akkut, vagy jeget a kád másik végébe, és rögzítsük ezt megfelelő módon (ne mozduljon el, és ne ússzon fel a víz tetejére). Ha mindez megvan, akkor egy gyors, határozott mozdulattal húzzuk ki a válaszfalat, és hagyjuk a jelenséget kibontakozni.

5.3. A diákok aktív részvétele

Lehet különböző feladatokat adni a tanulóknak: ők végezhetik el pl. a hőmérséklet méréseket, mérhetnek időt az indulás időpontjától egy adott helyig, illetve a kád végéig is. Ezekből lehet átlagsebességet számolni, illetve a hőmérsékletből, és a front vastagságából is lehet egy számolt eredményt kapni a sebességre.

Egy kitűzhető lehetséges feladat az is – amennyiben készült videó a kísérletről – azt otthon a Tracker nevű programmal vizsgálják. Ez a program ingyenesen beszerezhető (minden operációs rendszerre letölthető), magyarul is elérhető, s a mozgások vizsgálatára tökéletes. Természetesen ha még nem használták soha a diákok, akkor meg kell mutatni nekik. Szerintem érdemes, mert ezt a programot a mechanikában sokszor lehet használni akár

órákon, vagy házi feladatokhoz. A kezelése nem túl bonyolult, és rengeteg segítő videó található hozzá az interneten.

Ha projektfeladatként adjuk ki, akkor szükséges hozzá biztosítani lehetőséget a kísérlet elvégzéséhez a diákoknak, és a feladatokat otthon kiértékelhetik, és tanulságokat vonhatnak le belőle.

Megjegyzés: Ha kiadjuk a videó kiértékelését feladatnak, akkor figyelembe kell venni a kép torzítását. Az F3 függelékben bemutatásra kerül az egész folyamat, hogy méréseink során ezt hogyan küszöböltük ki, ezt a diákok részére esetleg fakultációs csoportokban lehetne megmutatni és értelmezni. Egy nem fizika-matematika tagozatos osztályban, ahol a tanulóknak nem feltétlen a kedvencük a számolásnak ezen része, ott is meg kell mutatni a végeredményt, és hogyan használják a korrigáláshoz (vagy esetleg olyan elrendezésben lefolytatni a kísérletet, hogy a kamera látóiránya merőleges legyen a tartályra). Például: Egy már korábban Tracker segítségével kiértékelte videót elővehetünk, és kiexportált adatait Excel programban egyszerűen lehet tovább vizsgálni. Létre lehet hozni egy függvényt, amit a videó kiértékeléséből kapott adatsorra alkalmazva megkapjuk a konkrét helyértékeket (függelékben megtalálható a részletes leírás). Az adott értékeket grafikonon ábrázolva, és egyenest illesztve rá a meredekségből kapható egy sebességérték. Ez nagyon könnyen előállítható Excel programban, amit amúgy is tanulnak informatika órán kezelni.

5.4. Alkalmazási lehetőségek

Felmerülhet a kérdés, hogy mindez – nem lévén része a tantervnek – hol, s hogyan kerülhet elő az iskolában? A legegyszerűbb válasz: versenyeken! 2013-ban, gimnazistaként részt vettem az Integrált Természettudományos Vetélkedőn, ami tulajdonképpen földrajz, fizika, és kémia feladatokkal volt ellátva, és több részből állt. Így pl. egy dolgozatból, kérdésekkel, számolással. Az előfeladatok egyikében videót kellett készíteni egy környezetvédelmi relevanciával bíró jelenségről. Egy másik feladat pedig így szólt: „Készítsenek működő modellt egy természettudományos jelenség bemutatására! A modell elkészítéséhez a háztartásokban megtalálható egyszerű eszközöket használják fel! A működéséről készítsenek egy plakátot (A2–A1 méretben)! A jelenséget a modell segítségével kell bemutatniuk és megmagyarázniuk a regionális versenyen. A bemutató időtartama nem lehet több, mint 5 perc, az idő túllépéséért pontlevonás jár.”

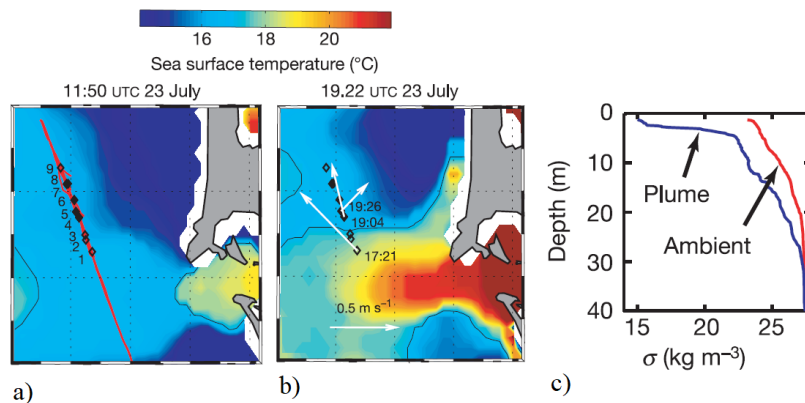
Mi itt az óceáni, és a szárazföldi lemezek találkozásánál figyeltük a légmozgást, és egy akváriumban állítottuk elő a jelenséget. Egy ilyen jellegű feladatként az óceáni szállítószalag vizsgálata is jól illeszkedne egy ilyen versenybe.

A versenyeken kívül viszont a tananyagban az óceáni áramlásokról nincsen szó. (Valahova mégis be kellene illeszteni, már csak a klímaváltozásban játszott fontos szerepe, vagyis jelentős közvetett társadalmi hatása miatt is.) Ha csak a magáról jelenségről akarunk beszélni, és sebességet szeretnénk számolni, akkor a mechanika tanításakor is könnyen megállja a helyét, esetleg kapcsolható a hullámjelenségek tárgyköréhez (szoliton). De ha jobban bele akarjuk magunkat ásni, és beszélni a folyamatok hőtani részéről, akkor 10. osztályban a hőtan tárgyalásakor kell róla beszélni. Végig kell venni, hogy hogyan zajlik maga a körfolyamat, mikor milyen állapotváltozás történik, és mivel ez lassan, kvázi-statikusan történik, lehet alkalmazni a középiskolában tanult állapotváltozásokat. Akár Sandtröm tételét is el lehet sajátítani.

Ha a tantárgyi integrációt nézzük, akkor mindenképpen a földrajz jut elsőnek eszünkbe. Ott kerülnek elő az áramlások, és a frontok vizsgálata. Fontos megjegyezni, hogy hasonlóan viselkednek a légköri frontok is, mint az általunk vízben keltett frontok.

5.5. Egy lehetséges feladat részletes leírása

A frontterjedés tanulmányozása lehetőséget ad arra is, hogy valódi (pl. műholdas) adatokat használhassanak, megtapasztalva a kísérletben megfigyelt fizikai összefüggések általános jellegét. Erre mutat egy példát az alábbi feladatvázlat, mely egy 2005-ös tudományos publikációban [12] közölt adatok felhasználására épít.



22. ábra. A Columbia-folyó torkolatánál kilépő melegfront felszíni haladása két infravörös műholdképen (a és b) néhány óra időkülönbséggel (az időpontok a képeken láthatóak), illetve a „frontbetörés” előtti (piros) és utáni (kék) tipikus sűrűségprofilok. Forrás: [12].

Dagálykor a Csendes-óceán óceán vize föláramlik az USA-beli Columbia-folyó tölcserforkolatába, visszaszorítva annak meleg édesvizét. Így az apály megérkeztével a folyó vize frontként tud szétterjedni az óceán felszínközeli rétegében. Mivel a folyó vize melegebb az óceánénál, műholdas tengerfelszíni hőtérképeken is jól követhető a folyamat: a terjedés két állomását szemlélteti a 22.a és b ábra, melyeken a felvételek időpontjai is fel vannak tüntetve. Méretskálának felhasználva azt az ismert adatot, hogy a (szürkével jelölt) folyótorkolat szélessége mintegy 8 km, megbecsülhetjük, hogy milyen sebességgel terjedt a vízi melegfront, s a hőtérképekről a jellemző hőmérséklet-különbséget is leolvashatjuk ($\Delta T \sim 4^\circ\text{C}$).

Rendelkezésre áll ugyanebből a régióból két függőleges sűrűség-mélység profil is 22.c ábra a front megérkezése előtti (piros) és utáni (kék) állapotokból, melyek összevetéséből becslést kaphatunk a front h vastagságára ($h \sim 10$ m). A terjedés sebességét tehát megbecsülhetjük egyrészt a két műholdkép összevetéséből (ismerve az időadatokat), másrészt a vastagság és hőmérséklet-különbség ismeretében a (2) képletből is. Mindkét becslés a valósággal is megegyező nagyságrendű $0,5 - 1$ m/s körüli értékre vezet.

6. Összefoglalás és kitekintés

Földünk éghajlati rendszerében kulcsfontosságú szerepet játszik a Nagy Óceáni Szállítószalag működése, melyről ismereteink rohamosan gyarapodnak az elmúlt évtizedben, de még bőven maradtak a tárgykörben nyitott kérdések. A kutatók folyamatosan mérik és értelmezik az áramlások hő- és anyagtranszport-tulajdonságait. A TDK-dolgozatban egy leegyszerűsített laboratóriumi elrendezést alakítottunk ki, megfestett melegvizes frontokat indítva egy zárt laboratóriumi üvegcsőbe különböző hőmérsékleti peremfeltételek mellett. A dolgozat főbb eredményeit és a tervezett további munkát az alábbi pontokban foglaljuk röviden össze.

- Kísérletünkben több módszerrel is megmértük egy óceáni jellegű melegfront sebességét, és vizsgáltuk, hogy mennyire használható az elméletből ismert közelítő sebességképlet a valóságban.
- A múlt századi svéd oceanográfus, Sandström mintájára (és eredményeinek fő tanulságára építve) stabil, teljes mélységet átfogó vízkörzést kívántunk létrehozni. Ezt egy olyan melegfront indításával kezdtük az üvegcsőben, amely az elrendezés másik végébe helyezett jéggel vagy jégakkival találkozáskor lehűl, s lebukva visszaáramlik, hasonló módon ahhoz, ahogyan egy meleg óceáni áramlat találkozik a sarki jégtakaróval és olvadákvízzel.
- A jégtömbökkel sikerült létrehoznunk egy zárt áramlást külső melegítés nélkül.
- Célunk egy ma is vizsgált komplex jelenségkör, az óceáni áramlások egyszerű, vizsgálható demonstrációja volt. Ez akár önmagában motiváló lehet az iskolában, mert látványos, egyszerű, érthető, és kapcsolódik a ma sokat hallott klímaváltozás témájához.
- Szem előtt tartottuk, hogy mindezt a középiskolás oktatásba hogyan lehet „bevinni”, ezért ügyeltünk arra, hogy az eszközök, az elrendezés, és az esetleges feladatlehetőségek is megfeleljenek a rendelkezésre álló háttérnek.
- A jövőben további kísérleteket tervezünk végezni folyamatos oldalfűtő melegítés (vö. 21c. ábra) mellett egy termosztát, illetve egy (iskolában is fellelhető) merülőforraló segítségével, melyekben tervezzük megnézni, hogy hogyan befolyásolja a folyamatot egy állandó hőforrás.

- A hidrosztatikai egyensúly beálltánál sokkal lassabb folyamat a termikus egyensúly létrejötte. Ezt is tervezzük a továbbiakban számszerűen vizsgálni, meghatározva, hogy mennyire befolyásolja a hőmérsékleti átrendeződés jellemző időskáláját a jégakku, illetve a jégtömb jelenléte.

7. Köszönetnyilvánítás

Szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Vincze Miklósnak, hogy lehetővé tette nekem ezt az egész kutatást, és mindig számíthattam rá a kísérletek elvégzése, és a dolgozat írása alatt. Köszönet továbbá Tél Tamás professzor úrnak a dolgozat megírásában nyújtott segítségért, az alapos, rendkívül hasznos tanácsok és javaslatok sokaságáért. Kettőjük odaadó munkája, és támogatása hatalmas segítség, és köszönöm, hogy így a szívükön viselik a fizikatanár-szakos hallgatókat, teljes lélekkel pártolnak minket a munkánkban.

Hivatkozások

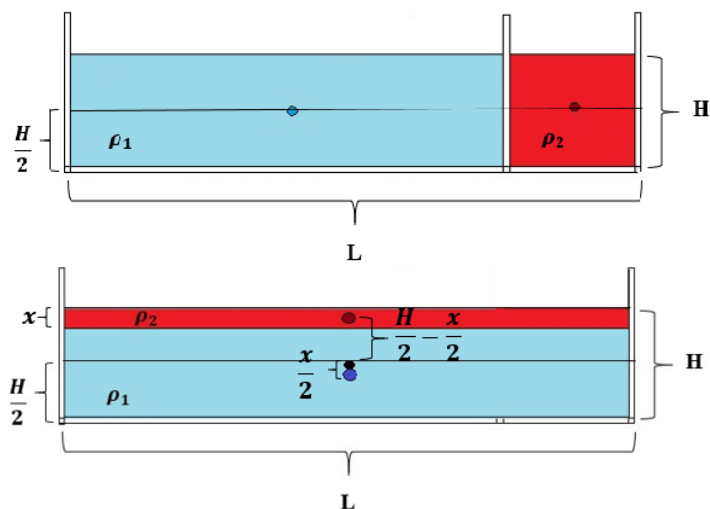
- [1] Vallis. G. K.: *Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics* (Cambridge University Press, Cambridge, 2006)
- [2] Jánosi I. M., Kiss P., Homonnai V., Pattantyús-Ábrahám M., Gyüre B., és Tél T.: *Dynamics of passive tracers in the atmosphere: laboratory experiments and numerical tests with reanalysis wind fields*. Phys. Rev. E, 82, 046308 (2010). doi: 10.1103/PhysRevE.82.046308
- [3] Czelnai R.: *A világóceán*. (Vince Kiadó, Budapest, 1999)
- [4] Zhang, H., King, B. és Swinney, H. L.: *Resonant Generation of Internal Waves on a Model Continental Slope*. Phys. Rev. Lett., 100, 244504 (2008).
- [5] Sandström, J. W.: *Dynamische Versuche mit Meerwasser*. Ann. Hydrog. Mar. Meteorol., 36, 6-23 (1908).
- [6] Cessi, P.: *The global overturning circulation*. Annual review of marine science. 11, 249-270. (2019).
- [7] Shapiro, N. M., Ritzwoller, M. H.: *Insmic model: particular application to Antarctica*. Earth Planet. Sci. Lett., 223, 213-224 (2004).

- [8] van Aken, H. M.: *The Oceanic Thermohaline Circulation: An Introduction*. *Atm. Oceanogr. Sci. Libr.*, 39, 121-151 (2007). doi: 10.1007/978-0-387-48039-8-7
- [9] Kimura, S., Smyth, W. és Kunze, E.: *Turbulence in a Sheared, Salt-Fingering Favorable Environment: Anisotropy and Effective Diffusivities*. *J. Phys. Oceanog.*, 41, 1144-1159 (2011). doi: 10.1175/2011JPO4543.1
- [10] J. E. Simpson.: *Gravity Currents*. (Cambridge University Press, Cambridge, 1997)
- [11] <http://physlets.org/Tracker/>
- [12] Nash, J. D., Moum, J. N. (2005). *River plumes as a source of large-amplitude internal waves in the coastal ocean*. *Nature*, 437, 400-403 (2005). doi:10.1038/nature03936

8. Függetlenség

F1. Súlypont süllyedése gravitációs áramlatban

A front indulása előtti kiindulási állapotban a ρ_1 sűrűségű hideg-, és a $\rho_2 < \rho_1$ sűrűségű melegvíz egy-egy H magasságú téglatestet tölt ki (kék, ill. piros tartományok a 23. ábra felső rajzán), ezért a közös súlypont $s_0 = H/2$ magasságban van. (A sűrűségek különbözősége abban mutatkozik meg, hogy ez a közös súlypont nem a teljes tartály geometriai középpontjában van, hanem attól kissé balra, az eltérés pontos értékére azonban nincs szükségünk).



23. ábra. A különböző színű víztömegek súlypontjai a front indulása előtt (fent) és a teljes szétterjedés után. A néhány perces időskálán elhanyagolható diffúzió és hővezetés miatt a sűrűségek nem változnak a folyamat során.

A front áthaladása és a meleg víznek a kád teljes hosszában való egyenletes szétterülése után jelöljük a meleg réteg vastagságát x -el (23. ábra alsó rajza). Mivel a meleg víz tárfogata állandó, az sH terület megegyezik az xL területtel, amiből

$$x = \frac{s}{L}H. \quad (4)$$

Itt felhasználtuk, hogy a diffúzió és a hővezetés a front szétterjedésének időskáláján nem érvényesül, vagyis a sűrűségek állandók, ahogy a 23. ábra is jelzi.

A végállapot közös súlypontja függőleges koordinátájának helyzetét érdemes a kiindulási $H/2$ értékhez viszonyítva megadni. Az alsó, hideg víztömeg súlypontja alulról $(H - x)/2$ magasságban van, a $H/2$ szintnél

$H/2 - (H - x)/2 = x/2$ -vel *lejjebb*. A meleg tömb súlypontja a vízfelszín alatt $x/2$ távolságra van, a $H/2$ szintnél tehát $H/2 - x/2$ -vel *feljebb*.

A közös súlypont helyzetének meghatározásakor szükség van a hideg és a meleg víz tömegére, melyek

$$m_1 = (L - s)Hd\rho_1, \quad \text{ill.} \quad m_2 = sHd\rho_2, \quad s < L, \quad (5)$$

ahol d jelöli a kád (belső) vastagságát. A közös súlypont $H/2$ -től Δh magasságban levő helykoordinátáját úgy kapjuk meg, hogy az egyes téglalapok középponti koordinátáinak tömegekkel súlyozott átlagát képezzük, azaz

$$\Delta h = \frac{-x/2 (L - s)Hd \rho_1 + (H - x)/2 sHd \rho_2}{(L - s)Hd \rho_1 + sHd \rho_2}. \quad (6)$$

Összevonás után a számláló $Hd/2[-xs(\rho_2 - \rho_1) + sH\rho_2 - xL\rho_1]$. Az x koordináta (4) kifejezése után $H^2d/2[s(1 - s/L)(\rho_2 - \rho_1)]$, a nevező pedig $Hd[L\rho_1 + s(\rho_2 - \rho_1)]$. Így

$$\Delta h = \frac{s(1 - \frac{s}{L})(\rho_2 - \rho_1) H}{L\rho_1 + s(\rho_2 - \rho_1) 2} = \frac{s}{L}(1 - \frac{s}{L}) \frac{H/2}{1 + \frac{s}{L} \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1}} \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1}. \quad (7)$$

A kifejezés arányos $(\rho_2 - \rho_1)$ -gyel, azaz Δh mindig *negatív*, mert a meleg víz ρ_2 sűrűsége kisebb, mint a hideg víz ρ_1 sűrűsége: a súlypont *süllyed* a geometriai adatoktól *függetlenül*. A jobb oldali átrendezett alakból az is következik, hogy az eredeti súlypont magasságához viszonyított Δh eltérés, csakis az s/L hosszaránytól és a $(\rho_2 - \rho_1)/\rho_1$ relatív sűrűségkülönbségtől függ.

A hőtágulási törvény alapján $\rho_2 = \rho_1(1 - \alpha\Delta T)$, ahol α a hőtágulási együttható, $\Delta T > 0$ pedig a meleg és hideg víz közötti hőmérsékletkülönbség. Ezzel a relatív sűrűségkülönbség

$$\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1} = -\alpha\Delta T. \quad (8)$$

Ez a mennyiség nagyon kicsi (tipikus értéke 10^{-3}), ezért a (7) kifejezés jobb oldalán a nevezőben az 1 mellett nyugodtan elhanyagolható, így az új súlypontnak a régitől mért elmozdulása a hőmérsékletkülönbséggel kifejezve

$$\Delta h = -\frac{s}{L}(1 - \frac{s}{L})\alpha\Delta T \frac{H}{2}. \quad (9)$$

A kísérleteinkre jellemző $s = 26$ cm, $L = 270$ cm $H = 15$ cm hosszúságadatokkal, a $\Delta T = 10$ K tipikus hőmérsékletkülönbséggel és a víz $\alpha = 4 \cdot 10^{-4}$ 1/K hőtágulási együtthatójával a

$$\Delta h = -1,3 \cdot 10^{-3} \text{ mm}$$

értéket kapjuk, ami szabad szemmel alig látható távolság, de mindenképpen negatív.

Számoljuk még ki, hogy a helyzeti energia mennyivel csökkent:

$$\Delta E = mg\Delta h,$$

ahol $m = m_1 + m_2 = LHd\rho_1 + sHd(\rho_2 - \rho_1)$ a teljes víztömeg. Ha tehát az (7) kifejezést Hd -vel bővítjük, a nevezőben éppen m jelenik meg, vagyis az m -vel való szorzás könnyen elvegezhető. Így azt kapjuk, hogy

$$\begin{aligned}\Delta E &= -\frac{H^2}{2}ds\left(1 - \frac{s}{L}\right)g(\rho_1 - \rho_2) = -\frac{H}{2}LHd\frac{s}{L}\left(1 - \frac{s}{L}\right)g(\rho_1 - \rho_2) \\ &= -mg\frac{H}{2}\frac{s}{L}\left(1 - \frac{s}{L}\right)g\alpha\Delta T.\end{aligned}$$

Itt felhasználtuk ismét, hogy a sűrűségkülönbség kicsi, s ezért az $m = [L\rho_1 + s(\rho_2 - \rho_1)]Hd$ teljes tömeg jó közelítéssel $LHd\rho_1$. Eddigi adatainkhoz a kád $d = 15$ cm vastagságát is hozzávéve, az energiacsökkenés $\Delta E = -0,775$ J.

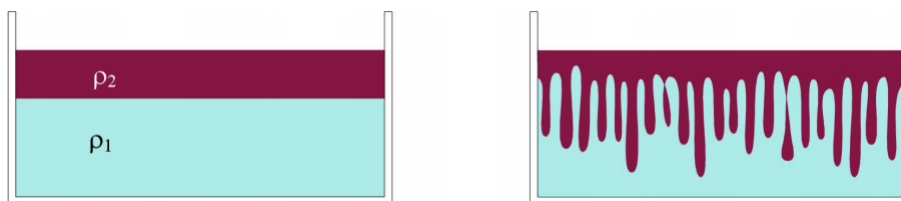
F2. Az ujjasodás jelensége

A valódi óceánban a folytonos rétegződést, vagyis a függőleges sűrűséggradienst, a hőmérséklet magasságfüggése, illetve a sókoncentráció mélység szerinti változása együttesen határozza meg. Kicsiny $\delta\rho$ sűrűségkülönbségek esetén az alábbi (lineáris) közelítés érvényes a $\rho = \rho_0 + \delta\rho$ sűrűség függésére a T hőmérséklettől és az S sókoncentrációtól:

$$\rho(S, T) = \rho_0(T_0, S_0)[1 - \alpha(T - T_0) + \beta(S - S_0)], \quad (10)$$

ahol $\alpha > 0$ a víz térfogati hőtágulási együtthatója, $\beta > 0$ pedig az ún. „sóösszehúzóási” állandó (saline contraction coefficient). Vegyük észre, hogy a hőmérséklet- és a sótartalom-eltérések ellenkező előjellel jelennek meg a képletben.

Tegyük fel, hogy a két, különböző eredetű sűrűséggradiens egyaránt függőleges. Ekkor mutathatnak egyazon irányba, azaz erősíthetik egymás hatását, de sokkal izgalmasabbnak ígérkezik számunkra az az eset, amikor egymással ellentétes irányba mutatnak, azaz „egymás ellen játszanak”. A természetben valóban létezik ilyen elrendeződés. A napsugarak melegítik a tenger felszínét, ezáltal csökken a felszíni réteg sűrűsége, hiszen a meleg víz „könnyebb” a hidegnél. De ugyanakkor a nap melege hatására sok víz elpárolog a felszínről, sótartalma feldúsul, mely viszont növelni igyekszik a felszíni réteg sűrűségét.



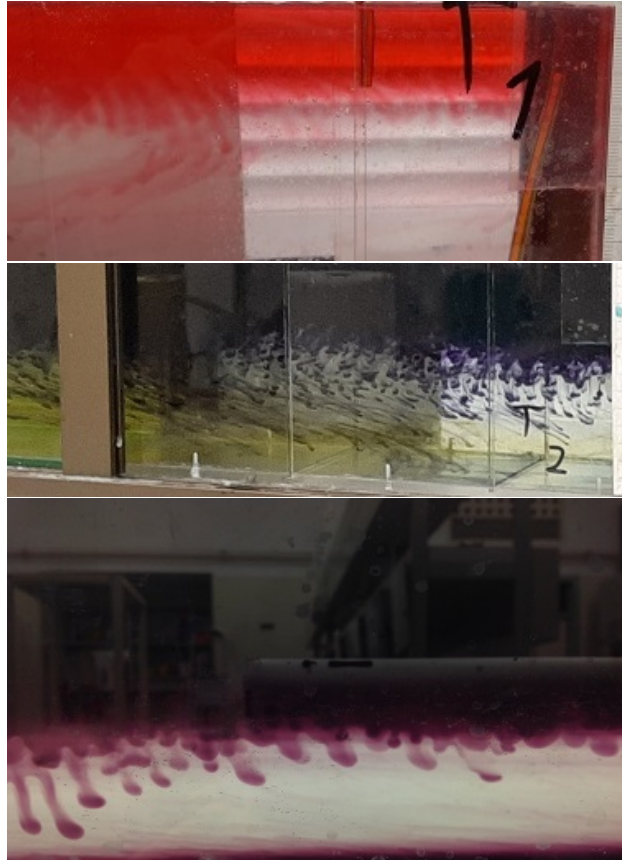
24. ábra. Bal oldali: A meleg, színezett víz szétterül a víz tetején a folyamat alatt, az elrendezés stabil. Jobb oldal: A felső réteg lehülése következtében az elrendeződés instabillá válik „ujjak” keletkeznek.

Kísérleteinkben a felső réteg melegebb, azaz kezdetben az alsónál kisebb sűrűségű volt, ám a benne feloldott ételfesték kismértékben növelte sűrűségét a valódi óceán a sótartalmának megfelelően (24. ábra bal oldal). Ez az elrendeződés kezdetben stabil lehet, amennyiben a (10) egyenletben szereplő tagok közül az $\alpha(T - T_0) > \beta(S - S_0)$ érvényes, vagyis a felső vízréteg „melegebb, mint amennyire festett”, így sűrűsége kisebb maradhatott. Szakszerűbben fogalmazva: a hőmérséklet okozta sűrűséggradiens lefelé, a festékkoncentráció okozta sűrűséggradiens fölfelé irányul; az előbbi segíti, az utóbbi gátolja a rétegződés stabilitását.

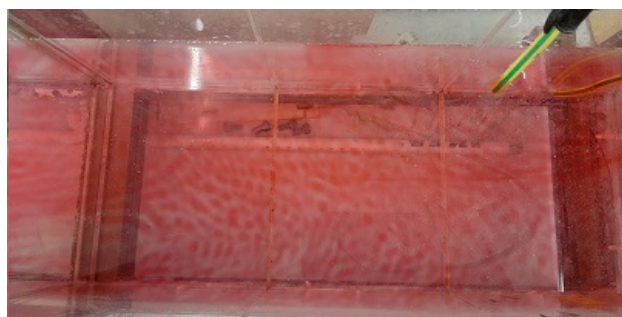
Ha tehát a hőmérséklet hatása az erősebb, az elrendeződés stabil, legalábbis kegy a 24. ábra bal oldalán láthatjuk. Megfestet A felső réteg lehülése következtében az elrendeződés instabillá válik, sós „ujjak” keletkeznek.

A felső réteg azonban idővel hűlni kezd, vagyis a $T - T_0$ különbség csökken, miközben az S sókoncentrációval analóg festéktartalmát jól megőrzi, így sűrűsége egyszer utoléri és meghaladja az alatta lévő rétegét, vagyis egy hidrosztatikailag instabil konfiguráció jelenik meg: sűrűbb réteg lesz a hígabb tetején. Ez azt eredményezi, hogy a két réteg határán megjelenő kis kitérések elkezdenek a növekedni, s kialakulnak a lefelé tartó, apró gombafelhőkre (plume-okra) emlékeztető, néhány milliméteres vastagságú „ujjak” (köztük pedig az átlátszó, tiszta víz törekszik felfelé). A kísérleti tartályunkban készített képen (25. ábra) jól látszik az instabilitás további fejlődése.

Az ujjasodás vízszintes szerkezete is érdekes: felülnézetből tekintve rácsszerű mintázatot figyelhettünk meg, melyet a 26. ábra mutat.



25. ábra. Laboratóriumi felvételeink az ujjasodásról.



26. ábra. Az ujjak fölülnézetből rácsszerű mintázatot alkotnak.

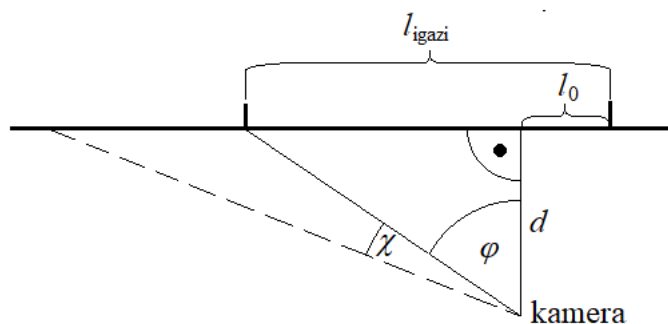
F3. Perspektivikus torzulás kiküszöbölése a videóban

Mivel a felvétel nem a kádra merőlegesen irányított kamerával, hanem a kád falával bizonyos φ_0 szöget bezáró látóirányból készült, ezért a frontok és hullámok mozgásának képe is perspektivikusan torzul, melyet az adatfeldolgozás során kompenzálnunk kell.

Ehhez az egyszerűség kedvéért azt feltételeztük, hogy a kamera optikája megközelítőleg lineárisan képezi le a látószöget (φ) a videó által felvett l_{video} pixeltávolságra, melyet a Tracker programmal kaptunk meg. Vagyis

$$l_{\text{video}} = A(\varphi + \chi), \quad (11)$$

ahol χ a képmező egyik szélének megfelelő irányyszög.



27. ábra. A perspektivikus torzítás paramétereinek vázlatos ábrája.

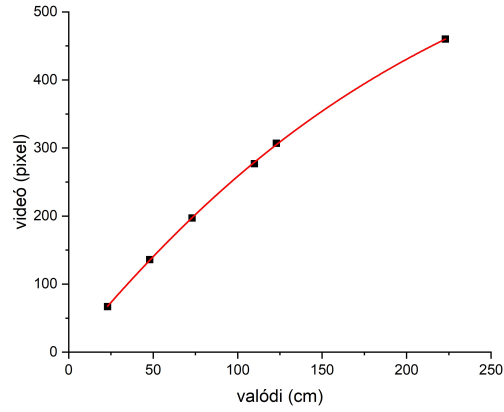
A kád hossz tengelye mentén mért valódi távolság (l_{igazi}) mérésének nullpontja – melyet a kihúzott elválasztózsilip helyéhez választottunk – a kamera pozíciójából a kádra bocsájtott d hosszúságú merőleges szakasz talpontjától l_0 távolságra helyezkedik el. Az 27. ábra segítségével látható, hogy $l_{\text{igazi}} = l_0 + d \tan \varphi$, vagyis

$$\varphi = \arctan \frac{l_{\text{igazi}} - l_0}{d}. \quad (12)$$

A (11), és a (12) egyenletekből pedig a következőt kapjuk:

$$l_{\text{video}} = A \left(\arctan \frac{l_{\text{igazi}} - l_0}{d} + \chi \right). \quad (13)$$

A (13) egyenletben 4 illesztendő paraméter van, amit meg kell tudnunk. Ezt úgy tudjuk megismerni, ha lemérünk néhány ismert l_{igazi} vízszintes pozíciójú objektum l_{video} pixelkoordinátáit a videóban is, és a kapott pixel-cm függvényre illesztjük ezt a görbét. Ilyen regressziót mutat a 28. ábra.



28. ábra. Illesztett görbe a videóban, és a valóságban mért távolságokra.

Az illesztésből megkapjuk a paramétereinket, majd pedig ezt az egész egyenletet visszafejtve az igazi távolságra, egyből megkapjuk a valódi távolságot a videóban mértből.

$$l_{\text{igazi}} = d \tan \left(\frac{l_{\text{videó}}}{A} - \chi \right) + l_0. \quad (14)$$

Végül a (14) egyenletet használva a videóból megkapott pixel értékekből egyből a valóságban mért (cm dimenziójú) távolságot kapjuk.