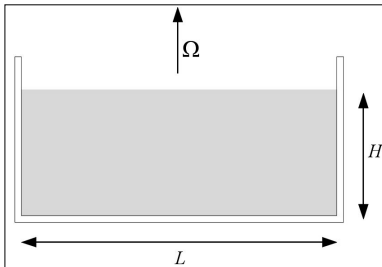


KÖRNYEZETI ÁRAMLÁSOK SZEMELVÉNYEK A KÁRMÁN LABORATÓRIUM KÍSÉRLETEIBŐL*

2. rész: Kísérletek forgatott folyadékokkal

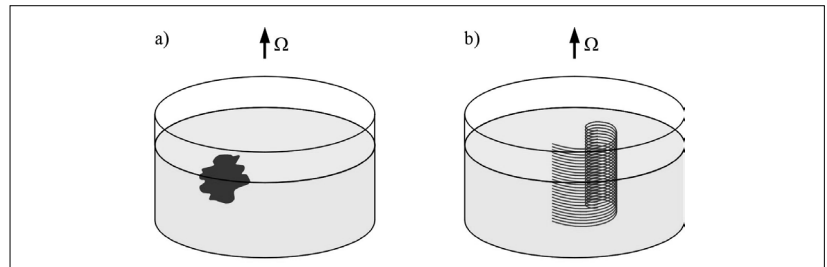
Az áramlások kétdimenziós jellege: a Taylor-oszlop

A következő kísérletekben L szélességű, függőleges tengelye körül Ω szabályozható szögsebességgel forgatott hengeres edényt használunk, amely H átlagos magasságú vizet tartalmaz (26. ábra).

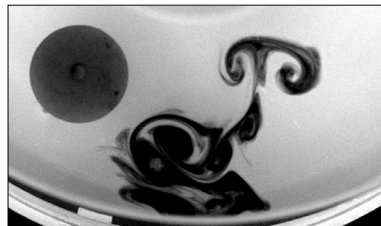


26. ábra: Forgatott hengeres edény (tipikus adatok: $L=40$ cm, $\Omega=6-60$ 1/s, $H=5-20$ cm)

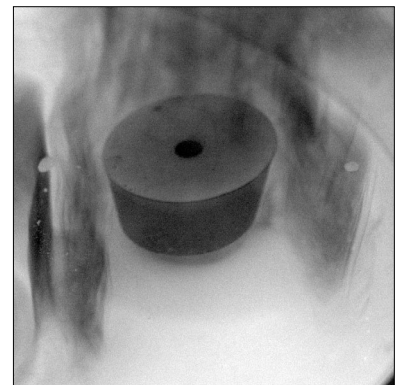
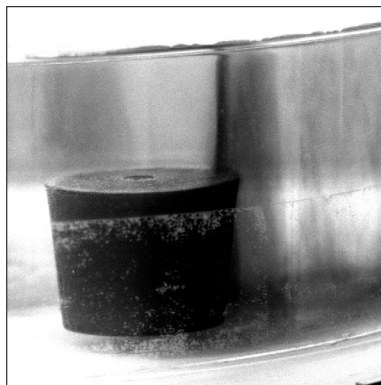
A forgatás (csakúgy, mint a rétegzettség) már önmagában is kétdimenzióssá igyekszik tenni az áramlást. Geosz-trofikus egyensúlyban a Coriolis-erő és az azt kompenzáló nyomási gradiens erő a vízszintes síkban hatnak, nincs függőleges (a forgástengellyel párhuzamos) összetevőjük. Az egymás alatti vízszintes rétegek tehát azonosan, együtt mozognak. Az áramlásnak ezt a kétdimenziós szerkezetét a laboratóriumban is könnyen bemutathatjuk. Az egyik ilyen kísérletünk során színezéket juttatunk (pl. fecskendő segítségével) a forgatott folyadékba (27a ábra). A kezdetben formátlan festékfolt függőleges felületek mentén terjed szét, „festékfüggönyök” alakulnak ki (27b ábra). Az áramlás minden mélységi szinten egyformán viselkedik. Ez a szerkezet figyelhető meg bizonyos, parttól távoli tengeráramlatok



27. ábra: a) Fecskendő segítségével festéket juttatunk a forgatott folyadékba, kezdetben egy formátlan festékfolt látható az edényben; b) Rövid idő elteltével a folt függőleges felületek mentén oszlik el, „festékfüggönyök” keletkeznek



28. ábra: a) A forgatott, vízzel telt edény fenekén rögzített alacsony henger elé festéket fecskendezünk. b) A szétterjedő festék a 27. ábrának megfelelően függőleges felületek mentén oszlik szét a folyadék teljes mélységében (a felülnézeti képen ezért jelenik meg egy éles mintázat), de nem folyik rá a hengerre, hanem megkerüli a fölötte lévő vízoszlopot, a Taylor-oszlopot is



29. ábra: A Taylor-oszlop kialakulása a kísérletben: a) Oldalnézet, a festék még csak részben folyta körül az oszlopot, festékfüggönyök formájában. b) Fél-felülnézet, a körbefolyás már majdnem teljes

esetében is, amelyek helyenként több kilométeres mélységig azonosan mozognak.

Egy másik kísérletben egy, a víz mélységnél lényegesen alacsonyabb henger alakú testet rögzíthetünk a

vízzel telt edény fenekére, majd a rendszert, miután sokáig forgattuk, kissé lelassítjuk. Áramlás indul meg, amely megkerüli a hengert, de nemcsak az edény alján, hanem a víz teljes magasságában. A henger feletti

* A Környezetfizikai laboratóriumi gyakorlatok (szerkesztette Kiss Ádám), ELTE Eötvös Kiadó, 2005 című tankönyv képanyaga alapján.

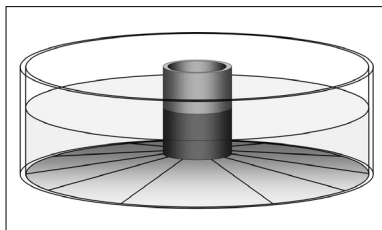
folyadékoszlop áll a hengerhez (és az edényhez) képest (28, 29 ábra), ezt az oszlopot, az ún. Taylor-oszlopot áramolja körbe a környező folyadék, ami festéssel jól láthatóvá tehető. Az áramlások ezt a folyadékoszlopot is megkerülik, mintha az oszlop a henger folytatása lenne.

A Rossby-hullám

A geosztrofikus áramláshoz a kis pozitív Rossby-szám esetén hozzáadódó, gyengén idofüggő mozgást közelgeosztrofikusnak, kvázigeosztrofikusnak nevezük. Ennek egyik legfontosabb fajtája, az ún. Rossby-hullám, amely a forgatott közegek leglassabb periodikus mozgása.

Ha a folyadék aljzatát képező domborzat enyhén lejt valamelyik irányban, és egy eredetileg egyenes, örvénymentes folyadékvonalat a sekélyedés irányában, a vízszintes síkban meggörbítünk, akkor a magasság csökkenése miatt a potenciális örvényesség megmaradásának tétele értelmében az örvényességnek negatív értéket kell felvennie. Mélyebb rétegbe való vízszintes kitérés esetén pedig pozitív többletörvényességnek kell kialakulnia, vagyis az örvényesség változása mindig ugyanabba az irányba sodorja a folyadékvonalat, hullám alakul ki. Pozitív forgatási szögsebesség (északi félteke) esetén a haladás irányától jobbra esik a sekélyebb közeg, és fordítva. A létrejövő hullám a topografikus Rossby-hullám, amelyben a folyadékoszlopok nagyon lassan oszcillálnak, és a változó mélység miatt az oszlopok örvényessége is periodikusan változik. A vízfelszín behorpadása vagy kidudorodása (amely, ciklonális ill. anticiklonális áramlást kelt) elősegítheti a Rossby-hullám keletkezését, vagy befolyásolhatja a már meglévő hullámot.

A természetben jellemzően az óceánok enyhén lejtő partjai mentén alakulnak ki topografikus Rossby-hullámok. Nagyon lassúak, sebességük néhány km/h, periódusidejük néhány nap. Tipikus hullámhosszuk 100 km körüli.



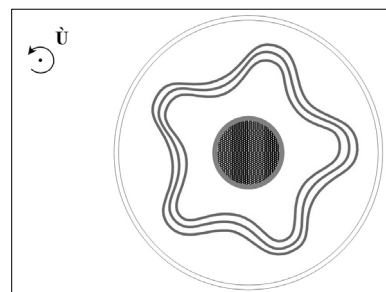
30. ábra: Enyhén kúpos aljú edény, mellyel a β -hatás laboratóriumban létrehozható

A Föld görbülete miatt (β -hatás) is keletkeznek ilyen hullámok, ezek az ún. *planetáris Rossby-hullámok*, amelyek a légköri folyamatok és az időjárás meghatározó tényezői, és mindkét féltekén nyugati irányban haladnak.

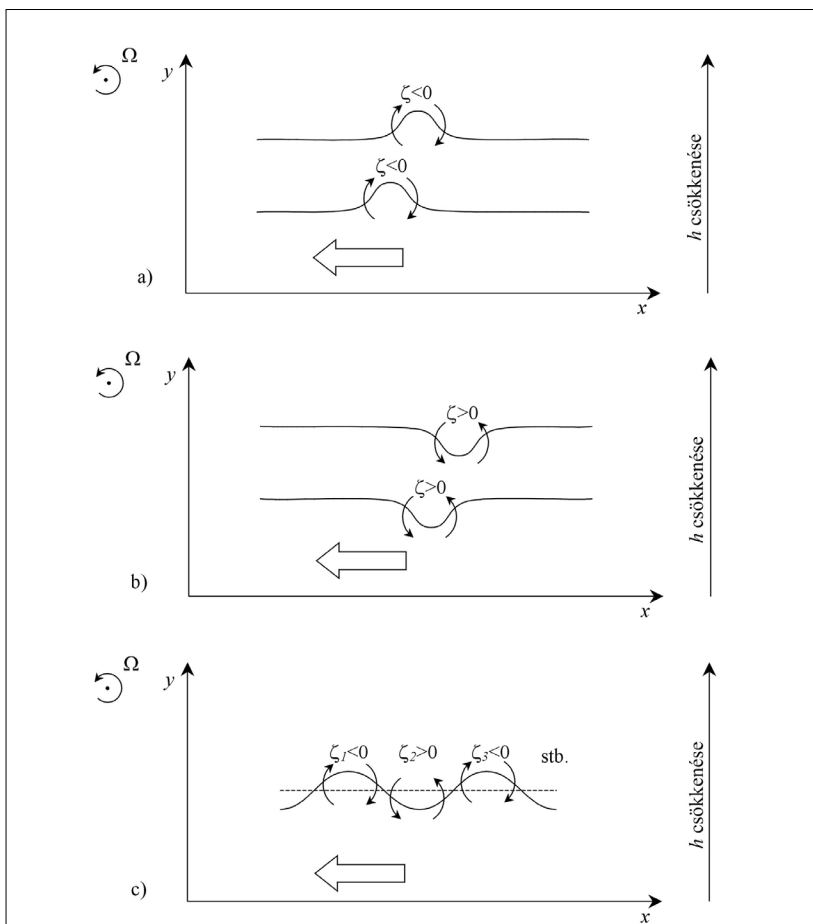
A laboratóriumban könnyen létrehozhatunk Rossby-hullámokat, ha forgatási szögsebesség gyanánt a környezeti áramlásokkal való dinamikai ha-

sonlóságnak megfelelően percnkénti kb. 20 fordulatot állítunk be a forgóasztalon, és a jelenség tanulmányozásához olyan kúpos aljú edényt használunk, amelyben a tengely felé haladva az edény aljzata emelkedik, azaz a folyadék vastagsága csökken (30. ábra).

A Rossby-hullám keletkezésének sémáját a 31. ábra, a laboratóriumban



32. ábra: Laboratóriumban demonstrált Rossby-hullám felülnézetben

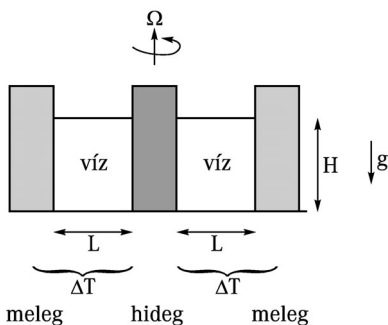


31. ábra: a) A görbe vonallal jelölt folyadékrezs bal oldalát a potenciális örvényesség megmaradása miatt kialakult negatív többletörvényesség y növekedésének irányában deformálja, jobb oldalát ezzel ellentétes irányban, ami által a görbület balra mozdul el. Mivel az örvényesség így továbbra is negatív marad, a görbület folyamatosan halad balra. b) Hasonló megfontolások alapján az ellenkező irányú görbület is folyamatosan balra halad. c) Minthogy mindkét irányú görbülés balra tolja önmagát, az egész hullámalakzat balra vonul.

megvalósított változatát a 32. ábra szemlélteti. Pozitív forgatási irány esetén a hullám az együttforgó vonatkoztatási rendszerben megfigyelve negatív (az óramutató járásával megegyező) irányban a kerüli meg a forgástengelyt. Ennek megfelelően az északi féltekén a sekélyebb, vagy nagyobb Coriolis-paraméterű közeg a Rossby-hullám terjedési irányának jobb oldalára esik.

A baroklin instabilitás kísérleti kimutatása

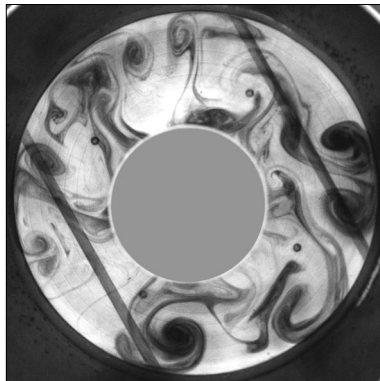
Forgatott rendszerben, vízszintes irányú hőmérsékletkülönbségnek kitett folyadék vizsgálatához egy henger alakú edényt koaxiálisan három részre osztunk, melyeket jó hővezető falakkal választunk el. A belső kis henger hidegen tartjuk, a külső hengergyűrűt pedig melegen. Ezek képviselik a Föld vagy egy másik bolygó sarki ill. egyenlítői tartományait. A közbenső gyűrűben elhelyezkedő folyadék mozgását rendszerint a mérsékelt övi légkör modelljének szokás tekinteni. Kísérleti paraméterként változtatható az Ω szögsebesség, a ΔT hőmérsékletkülönbség, a folyadék H mélysége és a közbenső hengergyűrű L szélessége (33. ábra). Ez a XX. század 50-es, 60-as éveiben oly híressé vált Fultz-féle forgómedencés kísérlet.



33. ábra: A baroklin instabilitás kimutatásának forgómedencés kísérleti elrendezése és jellemző paraméterei

Az áramlást ismét a vízbe juttatott kis mennyiségű festékkel tesszük láthatóvá. A paraméterek változtatásával a hőmérsékletkülönbség hatására kialakuló, eredetileg forgásszimmetri-

kus termikus áramlás instabillá válik, ez a baroklin instabilitás. Az instabilitás hatására kialakuló baroklin hullámok a paraméterek széles tartományában egyre nagyobb amplitúdójúvá válnak, és jobbra ill. balra forgó örvényekre esnek szét (34. ábra). A kísérlet tehát egyrészt a baroklin instabilitás megvalósítását célozza elhanyagolható β -hatás esetén (hiszen az aljzat most vízszintes), másrészt pedig a globális légkörzés általános tulajdonságainak felderítését is szolgálja.

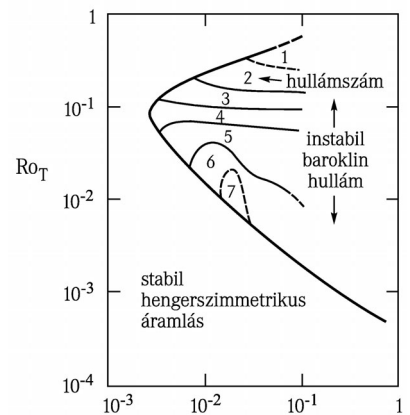


34. ábra: A baroklin instabilitás következtében kialakuló tipikus áramlási kép a forgómedencés kísérletben ($L=10$ cm, $\Omega=10$ rpm). A megfeszített tartomány kezdetben egy körgyuru, s az hasad fel ciklonális és anticiklonális örvényekre az instabilitás hatására. (A két párhuzamos csík az edény alatt lévő szerkezeti elem, az áramlást nem befolyásolja.)

Az eredményeket dimenziótlan kombinációk függvényében érdemes megadni, hogy az áramlások hasonlósági törvényei szerint rögtön leolvasható legyen jelentésük a környezeti jelenségek szempontjából is. A termikus áramlás erősségét a $Ro_T = g\alpha \cdot \Delta T \cdot H / 2\Omega^2 L^2$ dimenziótlan szám, az ún. termikus Rossby-szám fejezi ki. A másik fontos dimenziótlan paraméter a forgatás erősségét mérő $Ta = \Omega^2 / L$ Taylor-szám. A Ro_T és Ta paraméter tipikus értéke 10 cm-es L szélességgel és H mélységgel, 10°C hőmérsékletkülönbséggel és percenkénti 3 fordulattal $\Omega=0,3$ 1/s) számolva $0,5$, ill. 10^{-3} .

A kísérletek eredményeit a Ta - Ro_T paramétersíkon a 35. ábra foglalja össze. A vastag vonal a stabil forgásszimmetrikus termikus áramlás tartományát választja el a hullámszerű vi-

selkedéstől, ahol a termikus áramlás már instabil. Ez a vonal tehát a baroklin instabilitás határgörbéje. A baroklin hullámok tartományában feltüntetett a hengergyűrűben megjelenő hullámok számát is. A megfigyelt baroklin hullámok nem kis amplitúdójú lineáris rezgések, hanem nagy amplitúdójú nemlineáris mozgások. Az instabilitás következtében időben eleinte növekvő amplitúdónak a tartály véges geometriai méretei szabnak határt. A hullámhossz is az L vastagsággal azonos nagyságrendű. Sokszor felismerhető egy meanderező központi jet is. Erősebb forgatásoknál a végállapot mindig az, hogy nagy ciklonális és anticiklonális örvények szakadnak le (34. ábra), melyek ugyan változó alakúak, de számuk időben változatlan (35. ábra).



35. ábra: A forgóhengeres kísérlet eredménye a Taylor-szám és a termikus Rossby-szám által definiált – paramétertérben (Phillips, 1963).

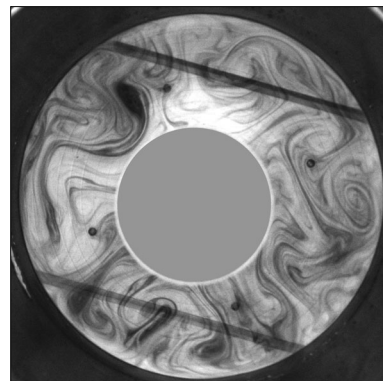
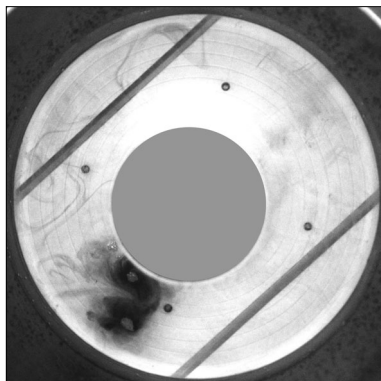
Adott hőmérsékletkülönbség mellett a forgatási sebesség növelése a 35. ábrán egy -1 meredekségű egyenesen lefelé történő elmozdulásnak felel meg. Az egyenes annál feljebb fut, minél nagyobb ΔT . Azt látjuk, hogy a létrejövő instabilitás során leggyorsabban növekvő hullámok hossza (azaz a megfigyelt hullámhossz) csökken Ω növelésével. A nagy külső hőmérsékletkülönbség hatására kialakuló baroklin hullámok hatékonyan hoznak létre, s a folyadék belsejében megnövelik a lokális sűrűségkülönbséget az alsó és felső

rétegek között. A hullámhossz olyan nagyra válhat, hogy már egyetlen hullám sem fér rá a gyűrűre, s ezzel megszűnik az instabilitás. Ez történik a vastag görbe felső ága mentén.

A globális légkörzés szempontjából a kísérletben a kis Taylor-számoknál tapasztalt viselkedés a Földön megfelel a stabil szubtrópusi zonális áramlásoknak, hiszen itt a Coriolis-paraméter kicsi. Másrészt ugyanez a tartomány jellemzi a lassan forgó bolygók (pl. a Vénusz) légkörét, ahol a baroklin instabilitás nem játszik szerepet. A mérsékelt égövi tipikus hőmérsékletkülönbségek a Földön jóval nagyobbak, mint a szubtrópusiak. Mivel az átlagos Coriolis-paraméter is hasonlóan változik, ezért a termikus Rossby-szám azonos nagyságrendű e két égövben, a Taylor-szám viszont nem. A szubtrópusiból a mérsékelt égövi zónába való átlépés a kísérletben tehát egy állandó Ro_T -hez tartozó vonal menti jobbra haladásnak felel meg. Az eredmény jól mutatja, hogy a baroklin instabilitás és a nagy amplitúdójú baroklin hullámok megjelenése a földi viszonyok között a közepes szélességeken elkerülhetetlen. Az instabillá váló baroklin hullámokból kialakuló nagy örvények képezik az alapját a légkörben a ciklonok, az óceánokban pedig az áramlatokról leszakadó örvények képződésének.

Szennyezések nagyskálájú terjedése

A baroklin instabilitást demonstráló kísérlet kapcsán betekintést nyerhetünk egy egészen más jellegű jelenségbe is, a szennyezések nagy távolságskálákon történő terjedésébe. Ehhez először vegyük észre, hogy a nyomjelzőként használt festék maga is tekinthető szennyező anyagnak. A 34. ábra rajzolata világosan mutatja, hogy a festék vékony szájak mentén terjed szét, s az egymás alatti folyadékrétegekben azonos módon. Ennek oka az, hogy nagy skálán a Coriolis-erő dominál, s az minden rétegben azonos módon hat. Az áram-



36. ábra: Festék szétterjedése a forgómedencés kísérletben. a) Kezdeti lokalizált festékeloszlás, nem sokkal a befecskendezés után. b) Néhány-szor tíz fordulat után a festék finom szálas mintázatot mentén helyezkedik el az edény teljes terjedelmében

lás, mint ahogy a Taylor-oszlopok esetében is láttuk, kétdimenziós.

A szennyezés-terjedés részleteinek megismerése érdekében jutassunk fecskendővel festéket egy kis tartományba. Ez eleinte ugyan gombolyag alakot vesz fel, de néhány másodperc után kacsok alakulnak ki, melyek időben egyre hosszabb és vékonyabb szájakba fejlődnek (36. ábra). A szájak hossza időben exponenciálisan nő. Az exponenciális megnyúlás a kaotikus időfejlődés jele: valóban, a szennyezések terjedési dinamikája nagy skálán, ahol a diffúzió hatása elhanyagolható, kaotikus folyamat. Légköri és óceáni megfigyelésekből ismert, hogy a növekedést jellemző (e-szereződési) időtartam a légkörben néhány nap, az óceánban néhány hét. Ezen karakterisztikus idő reciprokát a káosz mérőszámaként használt Ljapunov-exponens. A egyedi szennyező részecskék kaotikus mozgásának következménye, hogy összességük szálas rajzolatú fraktál alakzatot alkot (36. b ábra).

A Ljapunov-exponens légkörre vonatkozó néhány napos értéke azt jelenti, hogy egy kezdetben 1 km sugarú szennyezés 1 hónap alatt folyja körbe a Földet, a közepes szélességeken. A megfigyelésekkel összhangban azonban a szennyező anyag nem egy körgyűrű mentén, hanem szálas, fraktál alakzat mentén helyezkedik el. Kísérletünk a légköri szennyezések terjedése szempontjából is hű modellje a mérsékeltövi viselkedésnek, hiszen a kezdeti festékfolt mint-

egy 30 fordulat után öleli körbe az edényt.

A szennyezések lokális terjedését bemutató „turbulens fáklya, kéményfüst” témájú kísérlettel összevetve azt mondhatjuk, hogy a szennyezések terjedésében a mintegy 1 km-es távolságokig a turbulencia és az általa felerősített diffúzió fontos szerepet játszik. A 100-1000 km-es skálán azonban ez a hatás már elhanyagolhatóvá válik, s ott a sodródás kaotikus és fraktál jellege határozza meg szennyezés-eloszlást. A Kármán Laboratóriumban a szennyezések terjedésének mindkét arculata jól tanulmányozható.

Irodalom

- Czelnai R., 1999: A világóceán. Vince Kiadó, Budapest
- Czelnai R., Götz G., Iványi Zs., 1982: A mozgó légkör és óceán. OMSZ, Budapest
- Gyüre, B. and I. M. Jánosi, 2003: Stratified flow over asymmetric and double bell-shaped obstacles. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 37, 155-170 pp.
- Jánosi I., Tél T., Szabó G., Horváth V., 2001: A környezeti áramlások fizikája, *Fizikai Szemle* 2001/1, 6-8. old.
- Jánosi I., 2005: A cunami (Mi a titka?). *Természet Világa*, 136, 2005/4, 180. old.
- Jánosi I., 2006: A cunami (Mindentudás az iskolában). *Fizikai Szemle*, 2006/1.

- Phillips, N. A. 1963: Geostrophic Motion, Rev. Geophys. 1, 123-176 pp.
- Rákóczi F., 1998: Életterünk a légkör. Mundus Kiadó, Budapest
- Simpson, J. E., 1997: Gravity currents in the environment and the laboratory. Cambridge University Press, Cambridge
- Tél T., 2003: Környezeti áramlások (jegyzet-kézirat). ELTE Elméleti Fizikai Tanszék
- Tritton, D. J., 1988: Physical fluid dynamics. Oxford University Press, Oxford

**Gyüre Balázs, Jánosi Imre,
Szabó K. Gábor és Tél Tamás
ELTE Fizikai Intézet,
Környezeti Áramlások Kármán
Laboratórium**