

TURBULENCIA VAGY KÁOSZ? ÚJ EREDMÉNYEK A CSŐBELI TURBULENCIA MEGÉRTÉSÉBEN

Tél Tamás

ÖSSZEFOGLALÁS

A turbulencia és a káosz közötti kapcsolat áttekintése után csőbeli turbulenciával és tranzien káosszal foglalkozunk. A legújabb kísérletek – egy széleskörűen elfogadott nézettel ellentétben – azt mutatják, hogy csőben a turbulencia nem hirtelen jelenik meg. Az áramlási sebesség növelésekor létezik egy átmeneti tartomány, melyben a turbulencia rövid térbeli szakaszokban, pöffökben létezik csak, s egy idő után ki is hal. A turbulenciának tehát, éppúgy, mint a tranzien káosznak, véges az élettartama. A kísérletek azt is mutatják, hogy az élettartam gyorsan nő az áramlási sebességgel, de elvileg sohasem végtelen.

SUMMARY

After reviewing the relation between turbulence and chaos, we turn to pipe turbulence and transient chaos. According to recent experiments, and in contrast to a widespread belief, turbulence in pipe does not appear abruptly. When the flow velocity is increased, there exists a transition period where turbulence exists in short spatial patches, puffs, and dies out after some time. Turbulence is thus of finite lifetime, just like transient chaos. Experiments show that the lifetime increases very rapidly with increasing flow velocities but, in principle, never reaches infinity.

1. TURBULENCIA ÉS KÁOSZ

A turbulencia a – hétköznapi szóhasználat szerint is – az áramlások teljesen szabálytalan formája. Kicsit pontosabban fogalmazva; olyan áramlás, amelynek során a folyadékelemek mozgása *térben is és időben is* rendezetlen. Mindig jelentős energia-befektetés hatására alakul ki, és ezért egyszerre jelen vannak benne a legkülönbözőbb méretű örvények. Úgy szokás fogalmazni, hogy a turbulenciában sok szabadsági fok gerjesztődik. A legteljesebb rendezetlenséggel jellemezhető eset az ún. *kifejlett turbulencia*, másképpen homogén, izotróp (azaz eltolásra és elforgatásra is változatlanul maradó) turbulencia. Éppen a teljes rendezetlenség tette lehetővé, hogy valószínűségi módszerekkel leírhatóvá vált a turbulencia ezen formája, amely-

nek elméletét Kolmogorov adta meg, még 1941-ben [1]. A folyadékot határoló peremek mentén az áramlások mindig egyszerűek (párhuzamosak a falakkal), ezért homogén, izotróp turbulenciát a falaktól távol várhatunk csak. Hétköznapi példaként gondoljunk egy vízesés zubogó közepső tartományára, vagy egy viharfelhő belsejére (az utasszállító repülőgépek az erős rázkódás miatt kerülnek is).

A káosz ezzel szemben *a kizárólag időben rendezetlen* viselkedés. A káosz ennek megfelelően egy olyan mozgásforma, amelyet rendszerint kisméretű (azaz térben csak elhanyagolhatóan kis kiterjedéssel rendelkező) testek mutatnak [2]. A káosz ezért alacsony szabadsági fokú jelenség. Gyakran emlegetett egyszerű kaotikus mozgás a kettős ingaé: Ha egy fizikai ingára egy másikat is rákötünk, a rendszer, meglökése után, nagyon sokáig tartó hezitáló, kaotikus lengést végez.

A fentiekben törekedtünk arra, hogy világosan kettéválasszuk a turbulencia és a káosz fogalmát. A káosz tudományának kialakulásakor, az 1980-es években, érdekes módon a két fogalom szinte szinonimaként szerepelt a tudományos irodalomban, ahogy azt Gleick népszerűsítő könyve is hűen tükrözi [3]. Ennek oka feltehetően az, hogy a káosz volt az első olyan előre jelezhetetlen természeti jelenség, amelyet a tudomány részleteiben is megértett. Természetesnek tűnhetett, hogy ami itt érvényes, más területeken is az lesz. Komoly tudományos cikkek tömege beszélt a turbulenciához vezető utakról, mint pl. a híres összefoglaló cikk [4], pedig igazából csak a káoszhoz vezető utakról volt szó. A helyzetet bonyolította, hogy hidrodinamikai kísérletekben valóban megtalálták ezeket az utakat. Ahogy Gleick írja [3]: „Libchaber látta, hogy a laboratóriumban nem alakult ki világos elképzelés a turbulencia megjelenéséről, és úgy határozott, hogy csöppnyi folyadékcélájával a lehető legáttekinthetőbb képet fogja adni.” A talált kép valóban összhangban volt azzal, amelyet a káoszelmélet sugallt.

Ma már világosan látszik, hogy ezek a kísérletek és fejlemények *nem* vezettek közelebb a turbulencia megértéséhez. A kisméretű hidrodinami-

kai kísérletekben ugyanis csak kevés szabadsági fok gerjesztődik, s ezért ezek a kísérletek nem tudnak képet adni a kifejtett turbulenciáról. Az mára tehát világosan kiderült, hogy nem minden szabálytalan folyadékmozgás turbulens, csak az, amely eléggé nagy méretekben zajlik, és ezért térbeli szabálytalanságot is tartalmaz (a kis dobozban játszódók, a peremek közelsége miatt, térben nem válhatnak igazán szabálytalanra, ezért csak káosszal lehetnek kapcsolatosak). A káoszelmélet tehát nem hozott újat a kifejtett turbulencia megértésében, a kezdeti optimizmus ellenére sem. A turbulenciában a *végteleen sok térbeli szabadsági* fok alapvetően fontos.

2. CSŐBELI TURBULENCIA ÉS TRANZIENS KÁOSZ

Az utóbbi években egyre több jel mutat arra, hogy *mégis* van lényegi kapcsolat és hasonlóság a turbulencia és a káosz között. Igaz ez nem a kutatás fent említett fő vonalában (kifejtett turbulencia, ill. hosszan tartó, permanens káosz), hanem mintegy mellékvágányon mutatkozik meg. Van ugyanis a turbulenciának egy, a teljesen kifejtettől *eltérő* változata, és a káosznak egy *kevésbé ismert* formája: a *csőbeli turbulencia* és a *transziens* (vagyis véges ideig tartó) *káosz*. A legújabb eredmények szerint ezek kapcsolatosak egymással, vagyis a csőbeli turbulencia a transziens káosz vonásait hordozza. A következőkben ezért röviden bemutatjuk e két jelenséget, majd rátérünk a köztük lévő mélyebb kapcsolatra.

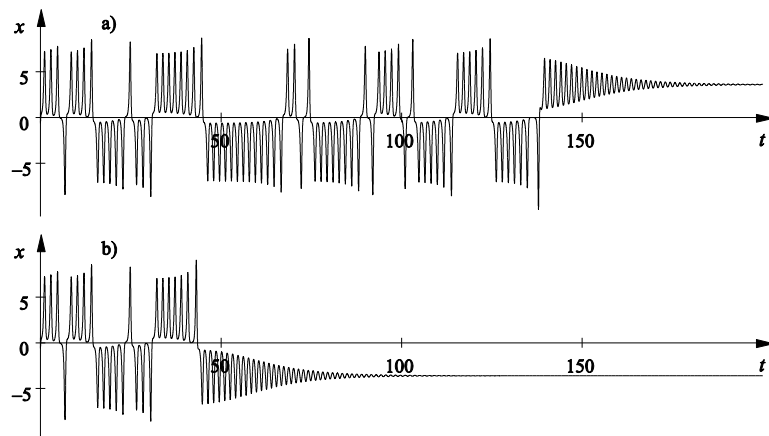
3. MI A TRANZIENS KÁOSZ?

A transziens káosz *véges élettartamú* káosz. Az ilyen rendszer időben véletlenszerűen mozog, de csak egy ideig, majd utána hirtelen átvált egy egyszerű, nem kaotikus viselkedésre, ahogy azt **1. ábra** mutatja.

Amint a példa is illusztrálja, a káosz élettartama függ a kezdőfeltétel pontos megválasztásától. A tapasztalat azt mutatja, hogy véletlenszerűen választott kezdőfeltételekre létezik a t élettartamok egy valószínűség-eloszlása, amelyet $P(t)$ -vel jelölünk. Ez azt adja meg, hogy sok esetből milyen valószínűséggel találunk olyat, amelynek élettartama a t körüli érték. A kísérletek és numerikus szimulációk mind azt mutatják, hogy ez az eloszlás (legalábbis elegendően hosszú idő után) exponenciális, azaz:

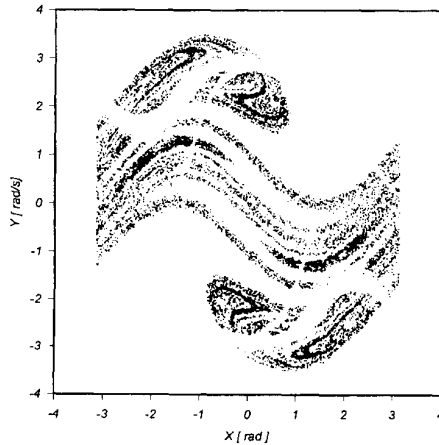
$$P(t) \sim \exp(-\kappa t), \quad \text{ha } t \gg 1/\kappa. \quad (1)$$

A kitevőben megjelenő κ paraméter a transziens káosz fontos jellemzője, az ún. *szökési ráta*. Ha ez kis szám, akkor a hosszú élettartamok valószínűsége nagy. A káosz átlagos élettartama ezért becsülhető, mint $\tau \approx 1/\kappa$. Vegyük észre, hogy hasonló exponenciális eloszlás a radioaktív bomlások bekövetkezésével kapcsolatos, amelyet a teljesen véletlen folyamatokkal szokás azonosítani. A transziens káosz maga is tehát egyfajta véletlen folyamat.



1. ábra

Transziens kaotikus mozgások. Az $x(t)$ mennyiség kaotikusan változik az a) esetben kb. 140 időegységig, a b) esetben 40 időegységig. Utána hirtelen átvált egy időben állandó viselkedésre. A két eset között az a különbség, hogy a kezdeti érték egy tízmilliommal különbözik. A káoszra jellemzően ez a kis kezdeti különbség (amely szemmel természetesen nem is látszik) drasztikus végállapotbeli különbségre vezet: az x értéke a b) esetben nem a 3, hanem a -3 körüli értékre áll be [2].



2. ábra

A tranziens káoszért felelős halmaz a fázistérben az ún. kaotikus nyereghalmaz. Ez egy szétszórt ponthalmaz, amely két irányban is Cantor-halmaz szerkezetű, ezért nullmértékű.

A tranziens káosz egy másik fontos tulajdonsága, hogy tartozik hozzá egy kaotikus halmaz. Permanens káosz esetében ez a halmaz az ún. kaotikus attraktor [3], amelyre a mozgások a fázistérben ráhúzódnak. Tranziens káosz esetén azonban a hosszú idő után beálló mozgás egyszerű, a kaotikus halmaz tehát nem lehet az attraktor. A részletes vizsgálatok szerint létezik a kezdőfeltételeknek egy olyan egészen kivételes (de így is végtelen elemű) halmaza, amelyek végtelen hosszú kaotikus mozgáshoz vezetnek. Ezek igen ritkák, és kis környezetükhöz természetesen már véges kaotikus élettartamú mozgások tartoznak. Az ilyen kaotikus halmaz neve *kaotikus nyereghalmaz* [5]. Ezen a mozgás örökké kaotikus lenne, és képe a fentiek szerint csakis egy szétszórt pontfelhő lehet, amely a sík nulla felületű (azaz nullmértékű) halmaza (2. ábra). A kaotikus nyereg gyakorlatilag nem található el, de a közelébe el lehet jutni. Az onnét lassan eltávozó mozgások adják az exponenciális lecsengést.

A kaotikus halmaz újabb lényegi tulajdonsága, hogy a soha le nem álló mozgások között végtelen sok periodikus mozgás is jelen van. Ezek természetesen mind instabilak, azaz kis változás esetén már nem maradnak a mozgások a nyereghalmaz közelében. Meglepő, de igaz állítás, hogy a nyereghalmaznak az instabil periodikus mozgások a vázát alkotják, vagyis ezekből a teljes nyereghalmaz gyakorlatilag rekonstruálható [5].

4. MI A CSŐBELI TURBULENCIA?

A csőbeli áramlás elegendően kis áramlási sebességek vagy nagy viszkozitású közegek esetén lamináris. Ilyenkor a sebességeloszlás a cső keresztmetszetében parabola alakú (a sebesség éppen a cső falán tűnik el, a közepén maximális). Nem túl viszkózus közegek (mint pl. a víz) esetén – elegendően nagy nyomáskülönbségre, vagyis elegendően nagy áramlási sebességekre – az áramlás rendezetlenné, turbulenssé válik [6]. Fenti gondolatmenetünkéből következik, hogy ez a turbulencia nem lehet azonos a kifejlett turbulenciával, hiszen a folyadék óhatatlanul közel van a cső falához, izotrópiáról nem lehet szó. Ezt a különbséget hosszú ideig nem hangsúlyozták eléggé, és a csőbeli turbulenciát is hasonló jellegűnek tekintették, mint a kifejlett turbulenciát.

A csőbeli turbulencia első, alapos vizsgálója O. Reynolds volt, aki a Manchester-i egyetemen végzett alapvető kísérleteket, 1883-tól. Ő ismer-te fel, hogy az egész probléma szempontjából egyetlen releváns paraméter létezik, az azóta róla elnevezett Reynolds-szám. Ez az

$$Re = U D / \nu$$

összefüggéssel adható meg, ahol **U** a csőbeli átlagsebesség, **D** az átmérő, és **ν** a folyadék kinematikai viszkozitása.

Reynolds kísérletei azt sugallták, hogy a turbulencia hirtelen jelenik meg, méghozzá akkor, ha a Reynolds-szám túllép egy kritikus **Re_c** értéket. Ez azt jelenti, hogy a jelenség nem függ a cső hosszától (amennyiben az nem túl rövid az átmérőjéhez képest), ill., hogy ugyanazon közeg, pl. víz esetén az **UD** szorzatnak kell egy adott értéket felvennie (vagyis nagyobb átmérőjű csőben már kisebb sebesség is elegendő a turbulenciához).

A kísérleteket az azóta eltelt több mint száz évben sok helyen megismételték, és Reynoldsétől jelentősen eltérő, különböző kritikus értékeket találtak! Az **1. Táblázat** összefoglalja néhány megbízható tankönyv adatait.

1. táblázat

A kritikus Reynolds-szám értéke különböző szerzők szerint.

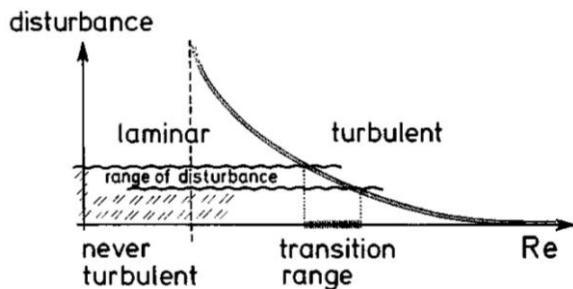
Tankönyv	Re _c
Budó [6]	2320
Németh [7]	2000-2100
Landau-Lifsic [1]	1600-1700
Kundu [8]	3000
Lajos [9]	2300

A táblázatban megfigyelhető nagy eltérések arra utalnak, hogy Reynolds eredeti elképzelése nem lehetett teljes. Ha ugyanis csak a Reynolds-szám számítana a csőbeli turbulencia kialakulásában, akkor minden kísérletben ugyanazt az értéket (v. egymáshoz nagyon közeli értéket) kellene kapni. A jelenség fizikája tehát bonyolultabb, mint ahogy első ránézésre tűnik.

Már Reynolds észrevette, hogy „a cső bemene-ténél fellépő zavarok gondos elkerülésével” [6] sokkal nagyobb Reynolds-számokig marad lamináris az áramlás. Később világossá vált az is, hogy a cső falának érdessége is számít, és durvább falú csőben előbb alakul ki a turbulencia.

5. A CSŐBELI TURBULENCIA MODERN ÉRTELMEZÉSE

Az utóbbi két évtized kísérleti és elméleti vizsgálatai vezettek arra a felismerésre, hogy a turbulenciába történő átmenet akkor történik meg a $Re = 2000$ körüli Reynolds-számok tartományában, ha (adott, sima falú csőben) valamilyen kezdeti zavart is alkalmazunk, pl. folyadékot injektálunk. Azt tapasztalták, hogy a kritikus Reynolds-szám függ a zavar erősségétől.



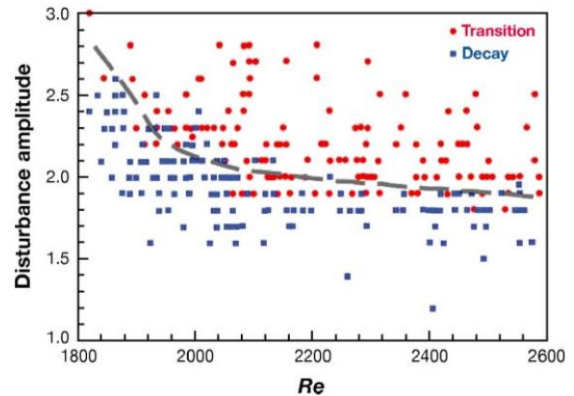
3. ábra

A turbulencia kettős küszöbe, sematikus. A vízszintes tengelyre a Reynolds-számot, a függőlegesre a zavar nagyságának mérőszámát mértük fel [10]. A folytonos vonal a kritikus Reynolds-szám, amely a zavar erősségének függvénye. Alatta az áramlás lamináris, felette turbulens.

A turbulencia kialakulásának tehát *kettős feltétele* van: mind a zavar erősségének, mind a Reynolds-számnak eléggé nagyoknak kell lennie. A turbulencia kettős küszöb jellegét a 3. ábra mutatja sematikus.

Az új értelmezés elterjesztése elsősorban S. Grossmann nevéhez fűződik [10], és rögtön magyarázatot ad arra is, hogy miért kaphattunk annyira eltérő értékeket az 1. Táblázatban. Minden mérés a zavar egy adott szintje mellett történik, akár figyelünk rá, akár nem. Ráadásul a zavar erőssége egy bizonyos tartományban ingadozik, és ennek megfelelően a kritikus Rey-

nolds szám is egy *tartományba* esik („transition range” a 3. ábrán). Korábban feltehetően nem fordítottak a zavar nagyságára különösebb figyelmet, és ebből adódhat, hogy a 1. Táblázatban megadott tartományok átlagértékei is különböznek (ahol nagyobb, ott gyengébb volt a zavar).

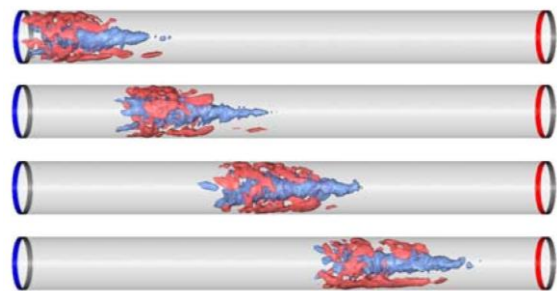


4. ábra

A csőbeli turbulencia kísérletileg meghatározott, kettős küszöbe. Az alsó (négyzet alakú) pontok gyorsan laminárisra váló állapotokat, a felsők (kör alakú pontok) turbulenssé váló áramlásokat jelölnek [11].

Az új szemlélet megfogalmazásával párhuzamosan a kísérletekben tudatosan mérik a zavar erősségét, pl. adott mennyiségű folyadékot injektálnak be egyre nagyobb sebességgel. Az így elvégzett kísérletek teljes összhangban vannak a fenti sematikus képpel (4. ábra).

A (zavar erősségétől függő) kritikus Reynolds-szám becsült értékét a szaggatott vonal mutatja. A véges számú mérési pont nem zárja ki annak lehetőségét sem, hogy ez a görbe nem is sima.



5. ábra

Numerikus szimulációban meghatározott pöffök, és cső menti helyzetük, egymást követő időpontokban. Láthatóan egyes tartományokban jelentős a parabola profiltól való eltérés [12]. A pöffök egyenletesen mozognak a cső mentén.

A turbulencia kialakulása során (az 1500 és 2700 közötti Reynolds-szám tartományban) a turbulens viselkedés nem tölti be a csövet, hanem *csomagokba, pöffökbe* koncentrálódik. A megfigyelések szerint ebben a tartományban minden egyes perturbáció egy pöfföt kelt. A pöff tehát egyfajta gerjesztés (5. ábra).

A pöffök sebessége körülbelül megegyezik a csőbeli átlagos U áramlási sebességgel. A mérések szerint egy pöff hossza kb. az átmérő húszszorosa, $20D$.

A jelenség megértéséhez fontos elméleti hozzájárulás volt az a megfigyelés, hogy a lamináris parabola profil minden Reynolds-számmal *stabil* [10]. A kritikus Reynolds-szám elérésekor a parabola profilnak megfelelő áramlás nem veszíti el stabilitását, ahogy pedig azt korábban hitték. Erre az adott okot, hogy több ismert átváltási folyamat – mint pl. a termikus konvekció – kialakulása azzal jár, hogy az eredeti áramlás (ebben a példában az áramlásmentes állapot) instabillá válik. A turbulencia csőbeli kialakulása tehát más jellegű, mint amelyet az áramlástan más jelenségeiben megszokhattunk.

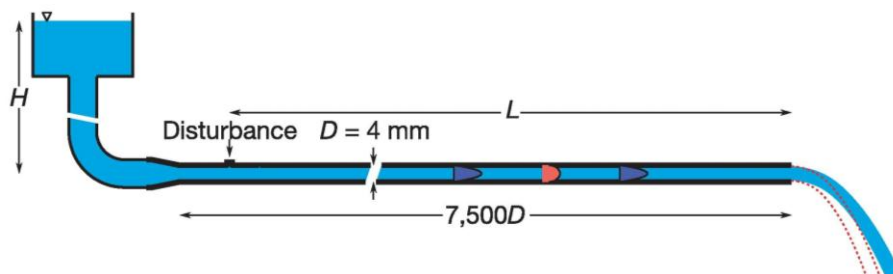
Úgy is fogalmazhatunk, hogy a parabola profil az áramlás egyszerű, időfüggetlen attraktora. Ez felveti a kérdést, hogy a turbulens pöffök nem véges élettartamúak-e, hiszen nagyon

hosszú idő után a lamináris áramlásnak (a parabola profilnak) kell visszaállnia.

6. A CSŐBELI TURBULENCIA ÉS A TRANZIENS KÁOSZ KAPCSOLATA

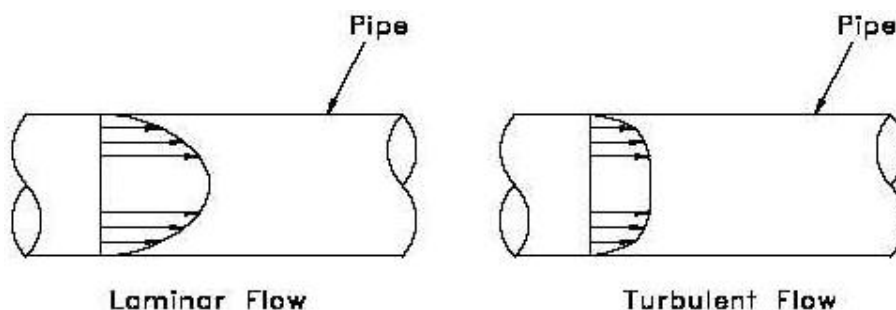
B. Eckhardt elméleti és numerikus munkái [12] már jó néhány éve utaltak arra, hogy a pöffök esetleg véges élettartamúak, és így a bennük megjelenő turbulencia transziens káosz jellegű. Ennek a kérdésnek a vizsgálatára nemrég több kísérlet is indult Delftben, Manchesterben és Göttingenben. Ezekben hosszú, 13-30 m-es csöveket használtak, amelyek átmérője $D = 3-10$ mm volt. A vízzel végzett kísérletek jellegzetes elrendezését a 6. ábra mutatja.

A bal oldali tartályban lévő vizet utántöltéssel állandó szinten tartják, és ezzel elérik, hogy a cső eleje és vége közötti nyomáskülönbség is állandó. A cső elején (adott mennyiségű és sebességű) víz injektálásával okoznak zavart. Ez pöfföt hoz létre, amely elindul a cső mentén. Azt, hogy eljut-e a cső végéig, abból az igen egyszerűen megfigyelhető tulajdonságból olvassák le, hogy a kifolyó víz hosszabb vagy rövidebb távolságra jut a cső elhagyása után. A turbulens áramlásra jellemző sebességprofil ugyanis jelentősen eltér a parabola profiltól; a cső közepén a sebesség szinte állandó, csak a fal közvetlen közelében vált át nullává (7. ábra).



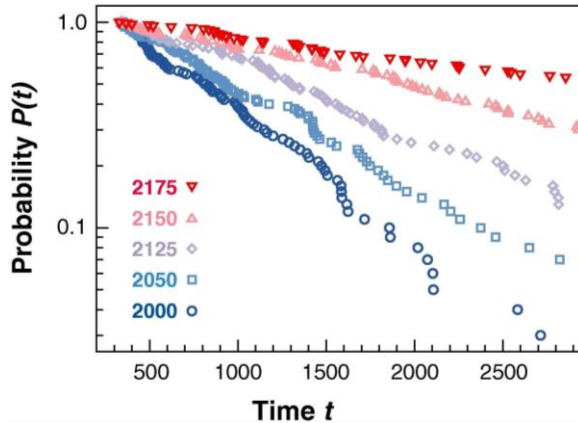
6. ábra

A pöff élettartamok vizsgálatára alkalmazott kísérleti elrendezések sematikus rajza.



7. ábra

A lamináris és a turbulens áramlásra jellemző profilok. A laminárishoz tartozó parabola profillal szemben a turbulens esetben az eloszlás közepén lapos.



8. ábra

A pöff élettartamok mért eloszlása. A szimbólumok mellé írt számok a Re Reynolds-számot mutatják [13].
Az időt D/U egységekben mérjük.

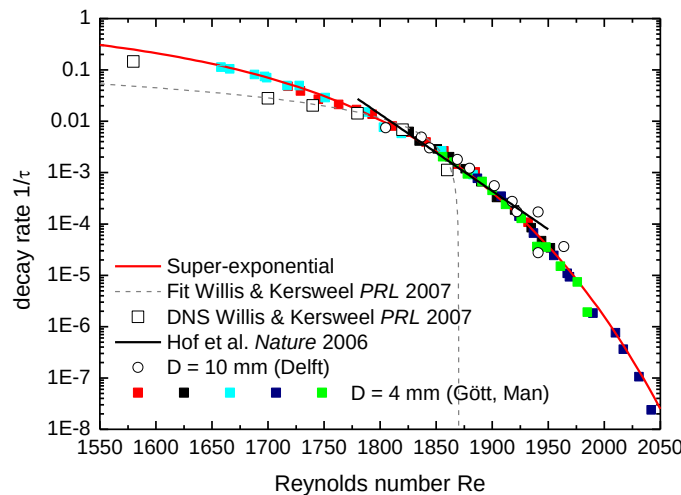
Ez azzal is jár, hogy az átlagsebesség jóval kisebb a turbulens áramlásban, mint a laminárisban, hiszen az előbbi esetben nagyszámú örvény is keletkezik, és ezek energiája csökkenti a haladás energiáját. Ha tehát a pöff eléri a cső végét, a *kifolyás lassabb*, mint a lamináris állapotban. Erre utalnak a 6. ábra pontozott vonalai a cső végén.

A gerjesztéseket különböző helyeken végezve vagy különböző hosszúságú csöveket használva, meghatározható a pöffök t élettartama, ill. sok-sok mérésből azok $P(t)$ valószínűségeloszlása is (8. ábra).

Mivel az ábrázolás a függőleges tengelyen logaritmikus, a jó közelítéssel egyenessel közelíthető görbék azt jelentik, hogy $\ln P \sim -t$, vagyis a lecsengés exponenciális. Az élettartamnak (jelen esetben a turbulens élettartamnak) ugyanazt az (1) eloszlást kapjuk tehát, mint tranziens káoszban! A turbulenciával kapcsolatos mérésekben az időt D/U egységekben szokás mérni. Ha például az áramlás sebessége $U = 0,5$ m/s, a cső átmérője pedig $D = 5$ mm, akkor $D/U = 10^{-2}$ s. A 8. ábrán feltüntetett leghosszabb idő, a 3000 időegység ebben az esetben fél percrek felel meg. A $Re = 2175$ értéknél több perces pöff élettartamok is gyakran előfordulnak.

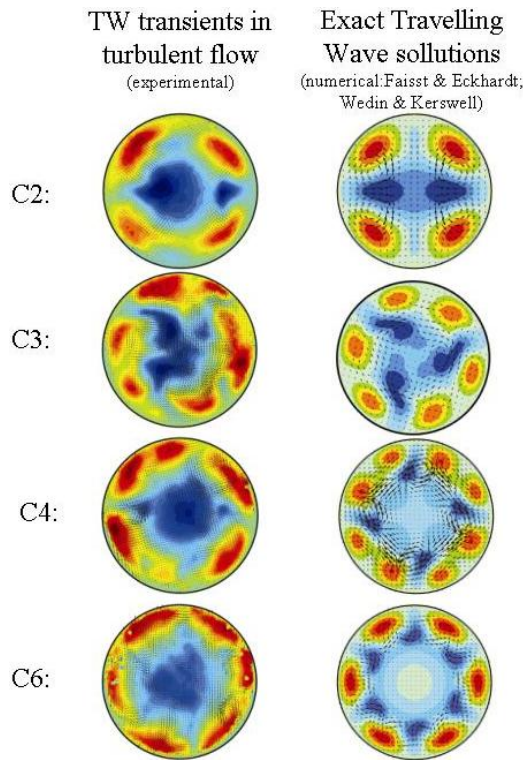
7. AZ ÉLETTARTAM FÜGGÉSE A REYNOLDS-SZÁMTÓL

A következő kérdés az volt, hogy adott, rögzített zavar-erősség mellett, amikor az egyetlen paraméter már tényleg a Reynolds-szám, hogyan függ a κ szökési ráta a Reynolds-számtól. Ez nyilván ekvivalens azzal a kérdéssel, hogy hogyan függ az $1/\kappa$ átlagos élettartam a Reynolds-számtól.



9. ábra

Az átlagos pöff élettartam több mérés egyesítésével kapott Reynolds-szám függése [15].
Az ábrán végighúzó vonal a (4) kifejezésnek felel meg. A felette lévő, rövidebb vonal azokra a mérésekre illik, amelyekből a (3) szabályra lehetett következtetni.



10. ábra

A csőbeli turbulencia hátterét jelentő kaotikus nyereghalmaz egyik periodikus alkotóeleme, vagyis egy instabil haladó hullám (balra a mérés, jobbra numerikus szimulálása) [17]. A csőre merőleges síkba eső sebességet a kis nyilak mutatják. A foltok a tengely menti sebességnek a parabolaprofíltól való eltérését mutatják: a külső tartományokban az áramlás gyorsabb, a belsőben lassabb, mint a parabolaprofílnak megfelelő.

A 2006-os ilyen irányú első mérések, amelyek még az 1500 és 1800 közötti, kis Reynolds-szám tartományra terjedtek csak ki, azt mutatták [13], hogy a szökési ráta lineárisan csökken a Reynolds-számmal:

$$\kappa(\text{Re}) = \text{Re}'_c - \text{Re}, \quad (2)$$

ahol $\text{Re}'_c = 1750$. Ez egyben azt is jelenti, hogy ennél nagyobb értékekre a szökési ráta formálisan negatív, ami lehetetlen. Ezt úgy kell érteni, hogy az 1750-nél nagyobb Reynolds-számokra az élettartam végtelen. Itt tehát a turbulencia tetszőleges hosszúságú lehetne, vagyis ez a változat megfelelne annak, hogy tranzien্স káosz csak véges Reynolds-szám tartományra jellemző, de $\text{Re} > \text{Re}_c$ -re beáll a permanens káosz/turbulencia.

A még ugyanebben az évben publikált, pontosabb mérések [14] már más összefüggést adtak:

$$\kappa(\text{Re}) \sim \exp(-b \text{Re}), \quad (3)$$

ahol $b = 0,034$ egy állandó. A szökési ráta exponenciálisan függ a Reynolds-számtól. A (2)-höz képest alapvetően új vonás most az, hogy a szökési ráta semmilyen Reynolds-számmal nem lesz nulla, vagyis a tranzien্স kaotikus viselkedés minden Reynolds-számmal érvényes!

A következő két évben számos további mérés történt. Ezen kísérleti eredmények összeillesztésével egy igen nagy Reynolds-szám tartomány vált lefedhetővé. A teljes tartományra érvényesnek talált alak [15] azonban még a (3)-nál is gyorsabb változást mutat:

$$\kappa(\text{Re}) \sim \exp[-\exp(c_1 \text{Re})], \quad (4)$$

ahol $c_1 = 0,0057$ egy állandó. Ez egy szuperexponenciális függés, amely a 9. ábra mérési adataiból olvasható le.

Tavaly megjelent már az első egyszerű elmélet is [16], amely visszaadja a szuperexponenciális alakot. Az alapgondolat az, hogy akkor hal ki egy pöff, ha a legnagyobb sebességfluktuáció kisebb egy küszöbértéknél. Ez egyfajta extrém esemény, és az extrém fluktuációk elmélete alapján már következik az eredmény.

Azt mondhatjuk tehát, hogy a csőbeli turbulencia a mérhető tartományon belül tranzien্স. Nem létezik turbulens attraktor, hanem egy turbulens kaotikus nyereghalmaz vezérli a dinamikát.

Láttuk, hogy a nyereghalmaz elemei mindig periodikus, de instabil mozgások. Ezért az is felmerül, hogy léteznek-e a csőben ilyen instabil periodikus áramlási formák. Ezekről kiderül, hogy instabil haladó hullámoknak felelnek meg. A kérdés eldöntése igen nehéz, ennek ellenére az első ilyen hullámokat már ki is mérték (10. ábra).

A továbblépést jelentő, egyik ambiciózus terv szerint érdemes megkísérlni a nyereghalmaz egyre pontosabb megadását további sok, de véges számú instabil hullám alapján, a tranzien্স káosz elméletéből ismert ún. periodikus pálya sorfejtés [5] alapján.

8. ZÁRÓ GONDOLATOK

A tranziens turbulencia nemcsak a csőbeli áramlással kapcsolatos. A turbulencia kialakulása hasonló hosszú tranziensekben mutatkozik meg minden más olyan esetben is, amikor a fal, és ezzel együtt a nyírás szerepe fontos. Ilyenkor a határréteg az egész folyadékra kiterjed, és ezek a csőbeli turbulenciával együtt a turbulencia külön osztályát alkotják, amelyet nyírási turbulenciának nevezhetünk, és amely természetesen nem azonos a kifejtett, homogén, izotróp turbulenciával. A párhuzamos síklapok közötti áramlásban kialakuló parabola profil (a Blasius-profil) bizonyos, nagy Reynolds-számoknál instabillá válik ugyan (az ún. Tollmien--Schlichting-hullámok kialakulása révén), a pöffök megjelenése, vagyis a tranziens turbulencia kialakulása ennél azonban sokkal kisebb Reynolds-számoknál történik, ahol a parabola profil stabil, épp úgy, mint a csőben (ahol a stabilitás tetszőleges Reynolds-számokig is érvényben marad).

Meglepő módon számos más, nem-folyadék rendszerben is azt találták, hogy a térben és időben szabálytalan viselkedés hosszú, de véges ideig tart csak, és az attraktor egy egyszerű állapot. Az ilyen „mintázatképződési”, vagy általánosított turbulenciákban az attraktor egy egyszerű mintázat, a turbulencia pedig egyfajta tranziens káosz. A tapasztalat szerint a κ szökési ráta a rendszer L hossz méretével sok esetben drasztikusan csökken, pl. a

$$\kappa(L) \sim \exp(-a L) \quad (5)$$

szabály szerint (ahol a egy állandó) [18]. Ez a kifejezés azonos (3)-mal, csak a csőbeli turbulenciában a méret helyett Re jelent meg (amely szintén tartalmaz egy hosszúság-dimenziót, a cső átmérőjét). Az általános vonás tehát az, hogy bizonyos turbulencia-szerű jelenségek véges élettartamúak, és az élettartam a rendszer valamely méretének növelésével egészen nagygyá válik, de elvileg soha sem lesz végtelen.

Arra az érdekes kérdésre, hogy létezik-e az ilyen általánosított turbulenciáknak közös, univerzális elmélete, ma még nincs válasz, de a következő évek fejlődése remélhetően eldönti majd.

IRODALOM

- [1] L. Landau-E.M. Lifsic, *Hidrodinamika*, Tankönyvkiadó, 1980
- [2] T. Tél, M. Gruiz, *Chaotic Dynamics*, Cambridge University Press, 2006
- [3] J. Gleick, *Káosz: egy új tudomány születése*, Göncöl Kiadó, 1999
- [4] J.P. Eckmann, D. Ruelle, Roads to turbulence in dissipative dynamical systems, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 617, 1981
- [5] Y.-C. Lai, T. Tél, *Transient Chaos: Complex Dynamics on Finite-Time Scales*, Springer, 2011
- [6] Budó Á., *Kísérleti Fizika I*, Tankönyvkiadó, 1968
- [7] Németh E., *Hidrodinamika*, Tankönyvkiadó, 1963
- [8] P. Kundu, *Fluid Mechanics*, Academic Press, 1990
- [9] Lajos T., *Az áramlástan alapjai*, BME Áramlástan Tanszék, 2004
- [10] S. Grossmann, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 603, 1999
- [11] A.G. Darbyshire, T. Mullin, *J. Fluid. Mech.* **289**, 83, 1995
- [12] B. Eckhardt, *Nonlinearity* **21**, T1, 2008
- [13] J. Peixinho, T. Mullin, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 094501, 2006
- [14] B. Hof, J. Westerweel, T.M. Schneider, B. Eckhardt, *Nature* **443**, 59, 2006
- [15] B. Hof, A. de Lozar, D.J. Kuik, J. Westerweel, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 214501 (2008)
- [16] N. Goldenfeld, N. Guttenberg, G. Gioia, *Phys. Rev.* **E 81**, 035304(R), 2010
- [17] B. Hof, C.W.H. van Doorne, J. Westerweel, et al., *Science* **305**, 1594, 2004
- [18] T.Tél, Y.-C. Lai, *Phys. Rep.* **460**, 245, 2008