

Az érvelésünk végére értünk, a címben feltett kérdésre válaszoltunk. Azt találtuk, hogy az energiamegmaradás törvénye se empirikus, se induktív értelemben sem tekinthető bizonyosnak, de rendkívül jól megalapozott törvény, amelynek plauzibilitását az 1-hez nagyon közeli értékkel fejezhetjük ki. De azért marad egy praktikus probléma. Mit válaszoljunk annak, aki felteszi nekünk a címbeli kérdést, azonban *nincs módunk* arra, hogy olyan viszonylag részletes választ adjunk rá, mint ebben a cikkben. Ez gyakran megtörténhet a legkülönbözőbb okokból: nincs elég időnk, a kérdezőt nem érdekli a kérdés annyira, hogy türelmesen végighallgasson egy hosszú fejtegetést, vagy ehhez nincsenek még meg a szükséges előismeretei. Ez utóbbi vonatkozik a középiskolára, még ab-

ban az esetben is, amikor a kérdést egy kifejezetten érdeklődő tanuló teszi fel a tanárának. Szerintem ilyen szituációban, amikor csak rövid választ adhatunk, amely elkerülhetetlenül leegyszerűsítő, azt kell válaszolnunk, hogy igen, az energia biztosan megmarad. Ezzel csak egészen minimális mértékben vezetjük félre a kérdezőt, míg ha azt válaszolnánk, hogy az energia nem marad meg biztosan, tökéletesen helytelen irányba indíthatnánk el a gondolkodását. A cél azonban tagadhatatlanul az, hogy már az iskolában olyan felfogásban tanítsuk az energiamegmaradást, amely a lehető legjobban megfelel a plauzibilitáson alapuló történeti értékelésnek. A képletekkel való számolás gyakorlása az általános oktatásban csak akkor indokolt, ha ennek a célnak a szolgálatában áll.

UNIVERZALITÁSI OSZTÁLYOK ÉS FÁZISÁTALAKULÁSOK KOMPLEX, NEMEGYENSÚLYI RENDSZEREKBEN

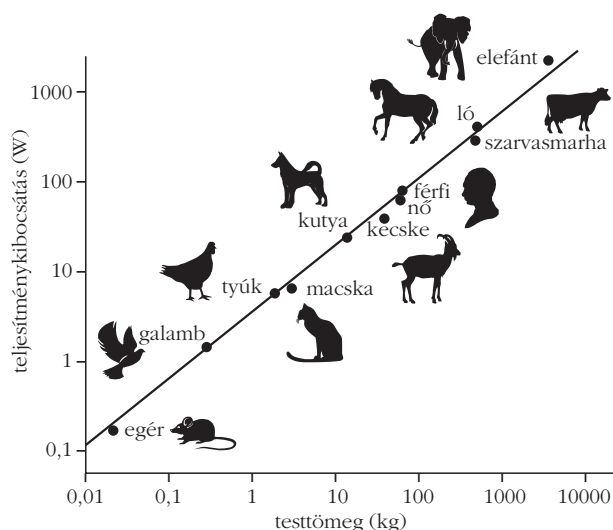
Ódor Géza

MTA Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Kutatóintézet

Skálainvariancia és univerzalitások

Skálainvariancia a világ jelenségei között gyakran megfigyelhető, nemcsak a fizikában, hanem más természettudományokban, sőt a társadalmi jelenségeknél is. Erre egyszerű példa az emlős állatok fajlagos teljesítményleadásának testtömegtől való $1/4$ hatványkitevős függése, amely 5 nagyságrenden keresztül teljesül (1. ábra). Ezt egyszerű geometriai átskálázással nem lehet megmagyarázni. Feltéve ugyanis, hogy a testfelszín (amely a disszipált energiá-

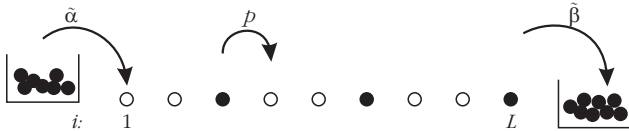
1. ábra. Az emlős állatok megfigyelt teljesítménykibocsátása a testtömeg függvényében nemtriviális, „egynedegetes” skálatörvényre írható le.



val arányos) a mérettel L^2 -esen, a tömeg pedig $M \sim L^3$ módon növekszik, a fajlagos disszipált teljesítménynek $M^{2/3}/M = M^{-1/3}$, egyharmados kitevőjű skálázást kellene követnie. Azonban az élőlények nem struktúra nélküli szabályos geometriai alakzatok, így az $M^{1/4}$ -es skálafüggvényt az önhasonló, elágazó, fraktál jellegű belső keringési rendszerekkel lehet megmagyarázni. Megjegyezzük, hogy önhasonló (skálamentes) hálózatokat sok más helyen fedeztek fel az utóbbi években és ezáltal nemtriviális hatványfüggvényviselkedések leírása valósulhatott meg (például az internetes adatforgalomban).

Az átskálázási invariancia természetes módon jelenik meg másodrendű fázisátalakulásoknál, mert ilyenkor a korrelációs hossz divergenciája miatt a mikroszkopikus részletek (kölsönhatások) nem tudják befolyásolni a globális viselkedést. Ilyenkor a vizsgált anyag ugyanazt a tulajdonságot mutatja különböző skálákon (nagyításokon).¹ Ezért a skálainvarianciát először az egyensúlyi rendszerek kritikus pontjai környékén sikerült jól leírni a statisztikus fizika módszereivel, elsősorban a renormalizációs csoport elmélettel. Az átskálázási invariancia esetén a sok szabadságfokú egyensúlyi rendszerek (illetve az ezeket leíró modellek) pusztán a kollektív viselkedés alapján univerzalitási osztályokba sorolhatóak. Az osztályok jellemezhetőek (vagy definiálhatóak) például a skálafüggvények exponensei által, amelyek között a szimmetriák bizonyos skálatörvényeket rö-

¹ Legalábbis egy bizonyos skálatartományban, a mikroszkopikus egység (pl. rácsállandó) és a rendszerméret között.



2. ábra. Az egydimenziós ASEP-modell. Bal szélről részecskéket injektálunk α valószínűséggel, amelyek p valószínűséggel ugrálnak jobbra, ha üres szomszédot találnak. Ezek β valószínűséggel hagyhatják el a rendszert, ha elérik az L -edik helyet.

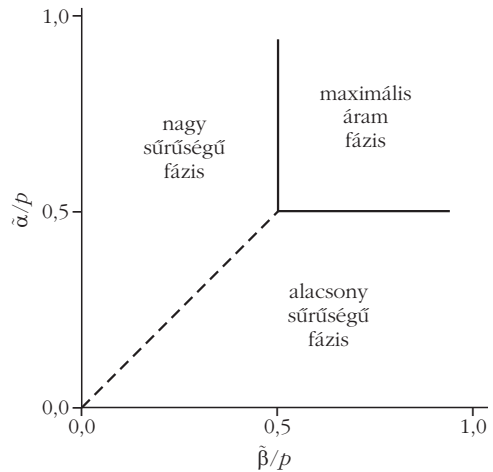
zítanak. Ezáltal a skálázó mennyiségek exponenseinek egy jelentős része nem független.²

Mitöbb, a kétdimenziós átskálázható modellek egy része még általánosabb, lokális skálainvarianciát is mutat; a komplex analitikus függvények konformális leképezése szerint. Ez annyira erős szimmetria, hogy a konform invariáns modellek összes n -pont korrelációs függvényét rögzíti. A sikereken felbuzdulva remény volt ezen elvek nemegyensúlyra való kiterjesztésére, azonban hamar kiderült, hogy itt más tényezők is fontos szerephez jutnak. Ennek illusztrálására néhány olyan példát említek, amelynek kutatásában személyesen is részt vettem.

Nemegyensúlyi rendszerek

Az egyensúlyi rendszerek statisztikus fizikájában megtanultuk, hogy az univerzalitási osztályokat olyan globális tulajdonságok határozzák meg, mint a térbeli dimenziók vagy a szimmetriák. A való élet jelenségei azonban többnyire nemegyensúlyiak, ugyanakkor skálaviselkedést gyakran mutatnak. Ezért felmerült a renormalizációs csoport és univerzalitások elméletének kiterjesztése. Kezdetben egyensúlyból kibillentett egyszerű modellek dinamikáit vizsgálták. Ilyen például az egyensúlyi Ising-modell, amelyben a fel (\uparrow) vagy le (\downarrow) állapotot felvevő klasszikus „spin”-változók legközelebbi szomszéd vonzó kölcsönhatással bírnak. Ez egy erősen anizotróp mágneset ír le, amelyben a hőmérséklet változtatva folytonos fázisátmenet jön létre egy rendezetlen (paramágneses) és egy rendezett (ferromágneses) állapot között. A modell különböző dinamikákkal való kiterjesztései a kinetikus Ising-modellek. Ez alatt azt értjük, hogy nemcsak az egyensúlyi állapotban levő rendszerrel foglalkozunk, hanem annak időfejlődését is vizsgáljuk azáltal, hogy előírjuk, hogy milyen módon történjen a spinek változtatása. Például ha a mágneszettség megmaradását nem várjuk el, akkor lehet egyszerű spin-flipp ($\uparrow \leftrightarrow \downarrow$) Glauber-dinamikánk, vagy a megmaradó esetben spincserés ($\uparrow \downarrow \leftrightarrow \downarrow \uparrow$) Kawasaki-dinamikánk. A különböző dinamikák különböző relaxációs időket okoznak, amellyel a rendszerek valamilyen egyensúlyi vagy stacionárius állapot felé fejlődnek.

Később külső terekkel hajtott, teljesen nemegyensúlyi modelleket kezdtek el kutatni. Ilyen rendszerek-



3. ábra. Az ASEP-modell fázisdiagramja. A szaggatott vonal elsőrendű, a folytonos vonal folytonos fázisátalakulást jelöl.

ben áramlások jönnek létre, és még egy stacionárius állapot sem biztosított. Az egydimenziós modellek, mint például az anizotróp kizárási folyamat (ASEP), amelyben részecskék (A) anizotróp diffúziós mozgást végeznek úgy, hogy egy helyen legfeljebb egy lehet ($A\emptyset \rightarrow \emptyset A$) gyakran analitikusan is kezelhetőek (lásd 2. ábra). Ilyen típusú modellekben a határfeltételek változtatásával különböző skálaviselkedéseket mutató fázisok jönnek létre, amelynek generikus fázisdiagramját a 3. ábra mutatja.

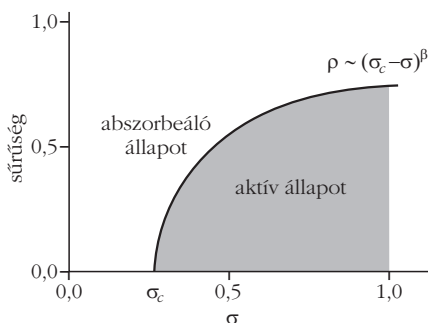
Ezzel szemben több térbeli dimenzió esetén, mint például az úgynevezett hajtott rácsgázokban, napjainkig sem tisztázott problémák merültek fel. Ezek a modellek a spin-cserés ($\uparrow \downarrow \leftrightarrow \downarrow \uparrow$) kinetikus Ising-modell olyan anizotróp változatai, amelyekben egy külső, például elektromos tér (spin) áramokat és nemegyensúlyi viselkedést generál. Az alapvető probléma abból ered, hogy a tér-idő anizotrópiája mellett a tér különböző irányai is másként skálázódnak (anizotrópok) ilyen modellekben.

Valamivel egyszerűbb és jobban megértett az „abszorbeáló” rendezett állapottal rendelkező nemegyensúlyi rendszerek viselkedése. Ilyen például a kontakt folyamat, amely az immunizáció nélküli betegségterjedés legegyszerűbb modellje. Kémiai jelöléssel leírva ez a következő. Egy beteg egyed (A) σ valószínűséggel meg tudja fertőzni a szomszédját: $A \xrightarrow{\sigma} 2A$, aki viszont spontán meg tud gyógyulni: $A \xrightarrow{\lambda} \emptyset$. Ha σ nagy, akkor a beteg egyedek koncentrációja (ρ_A) véges („aktív” állapot). Ellenkező esetben $\rho_A = 0$ és az összes beteg el tud tűnni a rendszerből („abszorbeáló” állapot). Az aktív és abszorbeáló állapotok fázisátmeneti határán σ -t csökkentve ρ_A folytonosan tűnik el (lásd 4. ábra), a korrelációs hossz divergál, és kritikus, úgynevezett irányított perkolációs univerzalitású skálaviselkedést tapasztalhatunk.

Egyszeres maximális helybetöltöttség esetén a részecskesűrűségre felírhatjuk a dinamikus átlagter egyenletet

$$\frac{d\rho}{dt} = \sigma\rho(1 - \rho) - \lambda\rho. \quad (1)$$

² Egyszerű egyensúlyi modellek esetében 2 független kritikus exponens rendelhető egy univerzalitási osztályhoz. A nemegyensúlyi modelleknél az időtükrözési szimmetria sértése miatt ennél többre van szükség.



4. ábra. Aktív-abszorbeáló folytonos fázisátalakulás

amelynek stacionárius megoldása

$$\rho(\infty) = \begin{cases} \frac{\sigma - \lambda}{\sigma} & \text{ha: } \sigma > \lambda, \\ 0 & \text{ha: } \sigma \leq \lambda. \end{cases} \quad (2)$$

$\sigma_c = \lambda$ esetén folytonos fázisátalakulást mutat és a kritikus pont környékén $\rho(\sigma)$ lineáris vezető rendű szingularitással tűnik el. Tehát a rendparaméter exponense átlagtér közelítésben

$$\beta_{MF} = 1. \quad (3)$$

A kritikus ponthoz közel az $O(\rho)$ tag domináns, így a sűrűség exponenciálisan közelíti az állandósult állapotot. Azonban a kritikus pontban $\sigma_c = \lambda$, így a megmaradó $O(\rho^2)$ tag $\rho \propto t^{-1}$ hatványfüggvényszerű bomlást okoz, ami

$$\alpha_{MF} = 1. \quad (4)$$

kritikus átlagtér rendparaméter bomlási exponensét jelent. Az átmenet további kritikus exponensei is hasonlóan egyszerűen meghatározhatóak (lásd [1]).

Fázisátalakuláskor a hosszútávú korrelációk miatt a fluktuációk is fel tudnak erősödni és alacsonyabb dimenziókban relevánsá tudnak válni. Ez azt jelenti, hogy egy átlagtér jellegű, hagyományos differenciálegyenlet nem tudja leírni az ilyen rendszer viselkedését. A kontakt folyamatnál ez már egydimenzióban is nemtriviális viselkedést okoz, amelynek kritikus exponensei például sorfejtési technikákkal közelítve ismertek: $\beta = 0,276486(8)$, illetve $\alpha = 0,159464(6)$. A fluktuációk leírására térelméletet és renormalizációs csoport módszereket vetnek be, amelynek további részleteit a cikk kiterjesztett változatában,³ illetve az [1] könyvben tekinthetjük meg.

Azt a küszöbdimenziót, ami felett a fluktuációk már nem tudják befolyásolni a skálaviselkedést, felső kritikus dimenzióknak (d_c) nevezzük. Kontakt folyamatnál ez például $d_c = 4$. Míg az átlagtér megoldás általában egzaktul megadható, a d_c alatti rendszerek skálaviselkedése dimenziófüggő és sokkal változatosabb. Ugyanakkor a d_c alatti rendszerek analitikus megoldása sokkal nehezebb, gyakran csak valamilyen numerikus közelítés, vagy szimulációs eredmény ismert.

³ <http://www.mfa.kfki.hu/odor/pub/fizszemcikk.pdf>

Az ilyen numerikus problémák a számítógépeknek is kihívást jelentenek, mert a relaxációs idő (a korrelációs hosszhoz hasonlóan) hatványfüggvényszerűen divergál a kritikus pont környékén. Ezekhez a problémákhoz kiterjedt processzorklasztereket, illetve nemzeteken átnyúló GRID-hálózatokat is igénybe vesznek a kutatók.⁴

Új univerzalitási elvek

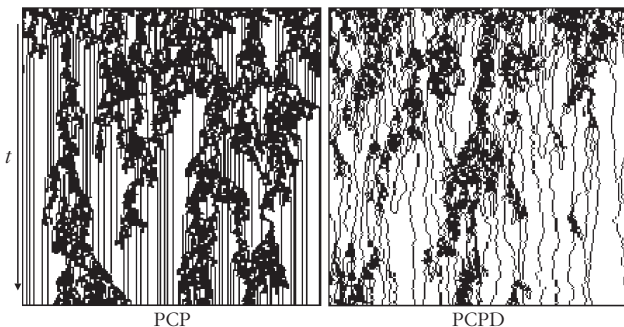
Tekintsük az úgynevezett diffúzív pár kontakt folyamat (PCPD) problémáját. Ez egy olyan modell, amelyben a reakciókhoz legalább 2 részecske találkozása szükséges. Ilyenkor ezek vagy új részecskét hoznak létre ($2A \xrightarrow{\sigma} 3A$), vagy részecskék tűnhetnek el ($2A \rightarrow \emptyset$). A reakcióvalószínűségeket változtatva a rendszerben vagy (aktív) véges c_A koncentrációjú állapot alakul ki, vagy teljesen el is tűnhet az összes részecske (abszorbeáló állapot). Egy diszkrét, véges rácspont betöltöttségű modellben ezen állapotok között olyan fázisátalakulás van, amelynél a c_A koncentráció folytonosan tűnik el, ha σ -t csökkentjük. Ha a részecskék önmagukban még mocorogni (diffundálni) sem tudnak, akkor tekinthetjük a párokat mint önálló entitásokat ($B = 2A$) és ezek: $B \rightarrow 2B$, $B \rightarrow \emptyset$ (pár)kontakt folyamatot (PCP) valósítanak meg. Ha azonban a magányos részecskék spontán diffúziós mozgása megengedett ($A\emptyset \leftrightarrow \emptyset A$), akkor egy másfajta folytonos fázisátalakulást figyeltek meg. Miután a diffúzív és a nem diffúzív rendszer között semmilyen szimmetriabeli különbséget nem találunk, ez a modell évek óta sok fejtörést és számos egymásnak ellentmondó publikációs eredményt generált.

A PCPD-modell tér-idő fejlődési képe is más, mint a PCP-é. A magányos részecskék vándorlása mellett időnként kompakt klaszterek tűnnek fel, vagy semmisülnek meg (5. ábra). A (pár)kontakt folyamatnál az ilyen (tetszőleges nagyra nőhető) spontán kialakuló kompakt klaszterek nem fordulnak elő. Ráadásul a PCPD univerzalitási osztály a részecske paritás szimmetriára is érzéktelen, ellentétben a kontakt folyamattal, valamint itt $d_c = 2$.

Topologikus effektusok

Létezik egy másik küszöb, az alsó kritikus dimenzió (d^-) is, ami alatt már nem tud fázisátalakulás (és kritikus jelenség) létrejönni, a rendszer a paraméterek minden értéke mellett rendezetlen állapotban van. Egyensúlyi, rövid kölcsönhatáshosszú rendszerekben ez: $d^- = 2$ diszkrét, illetve $d^- = 3$ folytonos szimmetriájú modellek esetén. Nemegyensúlyi rendszerekben a részletes egyensúly hiányában a $p(\alpha)$ eloszlás kevésbé van megszorítva és már 2-nél alacsonyabb térbeli dimenzióban is lehetséges a fázisátalakulás.

⁴ Lásd például Klasztergrid (<http://www.clustergrid.niif.hu>), Hungrid (<http://www.grid.kfki.hu/hungrid>), Desktopgrid (<http://szdg.lpd.sztaki.hu/szdg/>).



5. ábra. Részecskék tér-idő fejlődése az 1+1 dimenziós pár kontakt folyamat és a diffúziós pár kontakt folyamat (PCPD) esetén. Függetlenes tengely: idő, vízszintes tengely: az egydimenziós rendszer pillanatnyi állapota (fekete pötty: részecske, fehér pötty: lyuk).

Ilyen alacsony dimenziók esetén azonban a tér topológiája további befolyásoló tényező lehet. Kiderült például, hogy a többkomponensű, keménymag kölcsönhatások esetén a skálaviselkedéseket (és a fázisátmenet tulajdonságát) nem azok a szimmetriák határozzák meg, amelyeket a folytonos, bozonikus térelméleti leírás alapján várnánk, hanem a részecske kizárási, blokkolási effektusok válnak releváns tényezőkké. Ennek legegyszerűbb példája az egydimenziós $AB \rightarrow \emptyset$ modell, amelynek a (bozonikus) térelméleti leírása teljes kudarcot vallott. Ebben a modellben a megegyező típusú részecskék felhalmozódása akadályozza a reakciót (amely csak különbözők között lehetséges) és így a koncentráció sokkal lassabb hatványfüggvény szerint csökken, mint amit a bozonikus térelmélet jósol.

Ha a többkomponensű rendszerben keltési reakciók is lehetnek, akkor ezek valószínűségét növelve véges koncentrációjú, állandósult állapotok is létrejöhetnek folytonos fázisátalakulással. Az ilyen átalakulás körüli skálaviselkedések arra lesznek érzékenyek, hogy reakció által keltett részecskék tudnak-e újra reagálni, vagy elválasztódnak egymástól (pl.: $A \rightarrow ABA$ vagy $A \rightarrow AAB$). Ez az érzékenység felülírja a globális megmaradásokat is. Más szóval ezen rendszerek kritikus univerzalitási osztályait a mikroszkopikus kölcsönhatások szimmetriái és nem a globális szimmetriák/megmaradások határozzák meg.

Alkalmazások

Mint a bevezetőben említettem a nemegyensúlyi rendszerek igen gyakoriak a természetben, így a fent említett egyszerű modelleken alapuló bonyolultabb rendszerek feltűnése és az ezekhez kapcsolódó univerzális skálaviselkedések megfigyelése várható lenne. Valójában kiderült, hogy a legrobosztusabbnak vélt irányított perkolációs skálázást eddig csak helyel-közzel sikerült kísérletileg kimutatni. Helyette mindenféle más skálaviselkedéseket találtak. Ennek alapvető oka, hogy ezek a rendszerek rendezetlenségre igen érzékenyek lehetnek. A rendezetlenséget teljesen eltüntetni pedig igen nehéz, még laboratóriumi körülmények között is. Kivétel talán a 2-részecske annihiláló típusú egyszerű rendszerek osztálya ($2A \rightarrow \emptyset$), amelyet kémiai reakciókban

meg lehetett figyelni. Hasonlóan esélyes lehet még a részecske paritásörző modellek ($2A \rightarrow \emptyset$, $A \rightarrow 3A$) fázisátalakulási univerzalitása, amelyre a szimulációk (időben rögzített) rendezetlenség érzéktelenséget mutattak ki [2]. Ez a viselkedés $T = 0$ hőmérsékletű Glauber- és véges hőmérsékletű Kawasaki-dinamikák keverésével jöhet létre Ising-típusú rendszerekben.

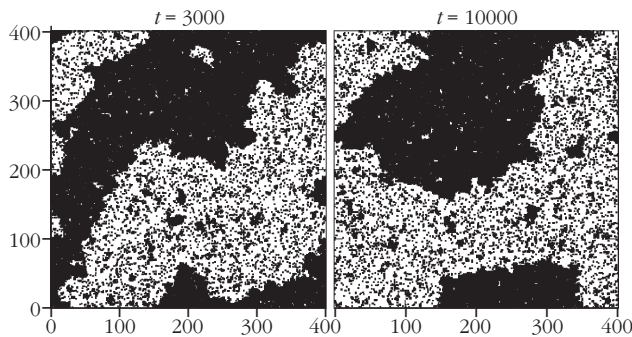
Mindazonáltal egyáltalán nem haszontalan az alapvető modellek tulajdonságainak felderítése még akkor sem, ha közvetlen alkalmazást egyelőre nem lehet látni. Ha lemondanánk ezek megértéséről, az olyasmira lenne, mintha a múlt századokban lemondtunk volna az atomok kutatásáról és a hétköznapi életben előforduló anyagok viselkedését anélkül próbálnánk megérteni, hogy ismernénk ezek nehezen megfigyelhető alkotórészeit. Az ilyen modellek szinte áttekinthetetlenül elszaporodtak az irodalomban, ezért róluk, illetve az alapvető, nemegyensúlyi univerzalitási osztályokról egy hosszú cikkben és egy könyvben [1, 3] foglaltam össze ismereteinket.

Az alapmodellek univerzalitási osztályainak megfigyelésével kapcsolatos negatív tapasztalatok ellenére az utóbbi évtizedekben hódított a skálaviselkedések kísérleti, fenomenologikus leírása. A földrengésérsőség statisztikáktól kezdődően, a biológiai rendszeren át a közgazdaságtanban, vagy a pénzügyi statisztikákban is megfigyelték ezeket. A 80-as években megszületett az önszerveződő kritikus rendszerek elmélete. Ennek célja azt volt, hogy megmagyarázzák, hogy miért fordulnak elő a természetben olyan gyakran hatványfüggvény eloszlású mennyiségek, statisztikák, szemben a fázisátalakulási kritikussághoz szükséges finomhangolásokkal. Ezek generikus leírására a homokdomb modelleket [4] vezették be, amelyekben a hatványfüggvény eloszlású lavinajelenségek automatikusan jelennek meg. Később kiderült, hogy ezek a modellek nem függetlenek a hagyományos abszorbeáló fázisátalakulási jelenségektől, csak egy önhangoló mechanizmus mindig a kritikus pont körül tartja őket (pl. a homokdomb esetén a lassú homokcsepegtetés és a gyors aktivitás redistribúció). Ezért aztán az önszerveződő kritikus rendszerek skálaviselkedései is leírhatóak az alapmodellek kritikus univerzalitási osztályaival.

Az új évezred a hálózati kutatások felvirágzásával indult a statisztikus fizikában. A hálózatkutató eredmények egy része hamar a köztudatba került, és újabban skálamentes hálózatokon definiált skálamentes viselkedést generáló modellek sokaságát kutatják. Ezeknél azonban az univerzalitási osztályok nem annyira tipikusak, a hosszú kölcsönhatási hosszal eredményező kapcsolatok topológiai alapvetően befolyásolják a skálatulajdonságokat.

Szociofizika

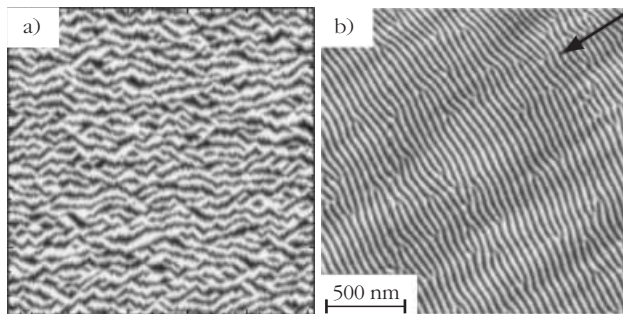
A nemegyensúlyi rendszerek a skálaviselkedések mellett más érdekes tulajdonságokat is mutatnak. Ezek interdiszciplináris alkalmazásokban merültek fel, mint például a szociofizikában, amely a statisztikus fizikai



6. ábra. Klaszterhatárok egy két-hőmérsékletű önszerveződő Ising-Schelling-modellben. A fekete pöttyök az egyik, fehér a másik csoport egyedeit reprezentálják egy 400×400 -as rácson. A szimulációban a klaszterek túlélnek a második kis külső hőmérsékletű „zajt” $t = 10\,000$ időlépés után [6].

módszerek újszerű alkalmazása a társadalomtudományokban (lásd pl. Szabó György *Fizikai Szemle* cikkét [5]). Ennek demonstrálására az alábbi, napjainkban igen aktuális példát említem. Az emberi szegregáció földrajzi eloszlásait figyelve megállapították, hogy az etnikai összecsapásoknak ott van nagyobb valószínűsége, ahol a különböző régiókat elválasztó határfelület elmosódott, fraktál jellegű. Ezt figyelembe véve meg lehet jósolni, hogy hol várható a legnagyobb valószínűséggel konfliktus kirobbanás. A volt Jugoszlávia, illetve India/Pakisztán területén ez egybe is esik a tapasztalatokkal.⁵ Ezek alapján például egy határozott fallal való elválasztás konfliktusmegelőzőnek tűnhet, de ez nem mindig járható út (pl. egy országon belül), és a probléma konzerválásához is vezet. Nem-egyensúlyi modellek fázishatárait vizsgálva azonban más megoldások is eszünkbe juthatnak. Az emberi szegregáció Ising-Schelling-modelljében (amelyben a két különböző csoport egyedeit spin fel/le állapotokkal egyszerűsítjük) hasonló fraktálszerű fázishatárok jelennek meg, ha az emberi toleranciát lokális, változó hőmérséklettel modellezzük. Egy második, erős külső hőmérsékleti tér hozzáadásával – amely mondjuk az emberek lakásváltoztatási szokásait írja le –, vagy áramlások bevezetésével a fraktális határvonalak, amelyek az erős fluktuációk miatt vannak jelen az ilyen modellekben, elmoshatóak (lásd [6] és az ottani hivatkozásokat).

⁵ <http://www.sciencenews.org/view/generic/id/8930>



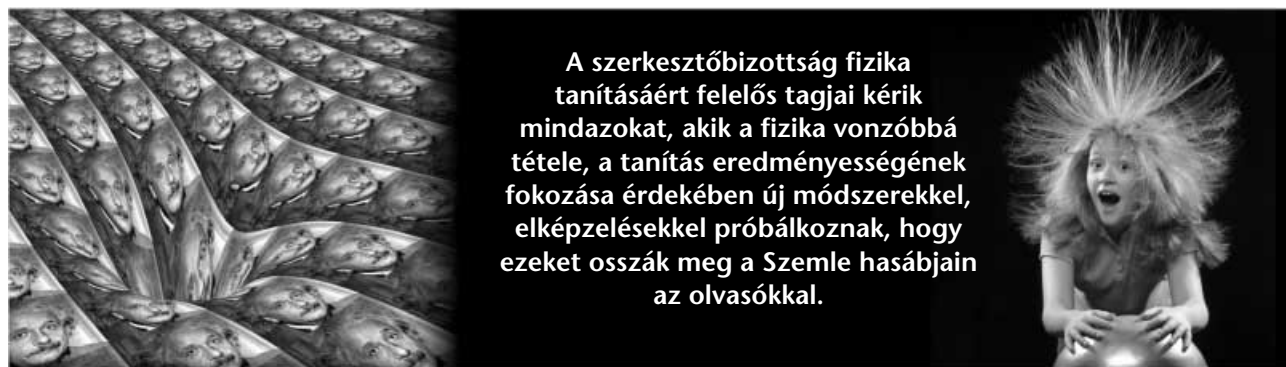
7. ábra. Szimulált felületi hullámok magasságkontúrjai versengő durvító anizotróp felületi diffúzió és simító depozíciós reakciók esetén. a) Ezt a mintázatot kinetikus Ising-szerű hajtott rácsgáz-moddal generáltuk [8]. b) Kíséreti fodrozódási minta szilíciumban kripton ion-sugár bombázás hatására ($E_{ion} = 1200$ eV, szög = 15° , fluxus = $2,24 \cdot 10^{18}$ cm^{-2}).

Mintázatképződés

Egy másik fontos kérdés, hogy komplex rendszerekben miért alakulnak ki mintázatok. Egy viszonylag homogen légkörben mitől jelennek meg felhőfodrok, vagy a sivatagi homok mitől hullámos. Ezek elméleti megértése mellett a mikro/nano technológiákban a felületi mintázatképződés egyszerű kontrollálása nagy gyakorlati jelentőséggel bírna. Ezt jelenleg több nagy projekt tűzte ki célul. Egyszerű felületnövekedési modelleknél a részletes egyensúlyt sértő reakcióknál találtak ilyen barázdált állapotokat legelőször [7]. Különböző erősségű simító és durvító reakciók versengése esetén láthatunk ilyen felületi pötty- vagy fodornövekedést (7. ábra). Ezek a felületi mintázatok metastabil, kvantum-pöttyök vagy nanovezetékek növesztésére nyitnak a litográfiához képest alternatív lehetőségeket. Miután bizonyos felületek rácsgáz modellekre is leképezhetőek, az ezeknél leírt rendeződési, fázisátalakulási kutatási eredmények is segítenek a fenti célok elérésében.

Irodalom

1. G. Ódor: *Universality In Nonequilibrium Lattice Systems*. World Scientific, 2008.
2. N. Menyhárd, G. Ódor, *Phys. Rev. E* 73 (2006) 036130.
3. G. Ódor, *Rev. Mod. Phys.* 76 (2004) 663.
4. P. Bak, C. Tang, K. Wiesenfeld, *Phys. Rev. Lett.* 59 (1987) 381.
5. Szabó Gy., *Fizikai Szemle* 59 (2009) 109.
6. G. Ódor, *Int. J. of Mod. Phys. C* 19 (2008) 393.
7. Z. Rácz, M. Siegert, D. Liu, M. Plischke, *Phys. Rev. A* 43 (1991) 5275.
8. G. Ódor, B. Liedke, K.-H. Heinig, *Phys. Rev. E* 79 (2009) 021125.



A szerkesztőbizottság fizika tanításáért felelős tagjai kéri mindazokat, akik a fizika vonzóbbá tételére, a tanítás eredményességének fokozása érdekében új módszerekkel, elképzelésekkel próbálkoznak, hogy ezeket osszák meg a Szemle hasábjain az olvasókkal.