

Fraktál geometriák és nem egyensúlyi viselkedésük kétdimenziós Ising rendszerekben

Doktori Értekezés Tézisei

készítette:

Környei László

témavezető:

Dr. Iglói Ferenc, egyetemi tanár

Fizika Doktori Iskola
Elméleti Fizikai Tanszék
SZTE TTIK
Szeged, 2008.

Absztrakt

Disszertációmban a kétdimenziós Ising-modellen alapuló rendszerekkel végeztem statikai és dinamikai vizsgálatokat. A véletlen terű Ising-modell által leírt rendszer fázisait elemeztem nulla hőmérsékleten megjelenő makroszkopikus domének geometriai struktúráinak elemzésével. A dinamikai vizsgálatok során kétdimenziós Ising-modell nem egyensúlyi viselkedését elemeztem speciálisan preparált kezdő-állapotok esetén.

A véletlen terű Ising-modell (RFIM) spinjei kétdimenziós négyzetrácson helyezkednek el. Az elsőszomszédi párkölcsönhatás itt homogén, J energiájú, mellette minden spinre H átlaggal és Δ szórással véletlen nagyságú, lokális mágneses tér hat. A J - T - H - D paramétertérben egy olyan fázis jelenlétét vizsgáltam, melyben fraktál struktúrájú domének jelennek meg. Nulla hőmérsékleten, és külső tér nélküli ($H = 0$), alapállapotban lévő rendszereket elemeztem. Az egyes mintákat számítógépen állítottam elő és analizáltam. Adott mintához generált véletlen számok segítségével véletlen teret rendeltem, majd kombinatorikus módszerrel meghatároztam a minimális energiához tartozó spin-konfigurációt. A domének geometriájának vizsgálatát méreteloszlás és geometriai korrelációs függvénnyel végeztem. Megmutattam, hogy a jelen modellben, valamint a kétdimenziós kritikus perkoláció során megjelenő domének geometriailag hasonlóak. Ezen kívül a méreteloszlás és a geometriai korrelációs függvény jól skálázódnak, az utóbbi konform invariáns.

Az Ising modell dinamikáját a Glauber modell segítségével vizsgálom. Itt időegység alatt minden rendszerbeli spin egyenként, átlagosan egyszer fordulhat át, az energiaviszonyoknak, és a hőmérsékletnek megfelelően. Egyensúlyi folyamat esetén a rendszer mágneszettsége az egyensúlyi értékhez monoton módon konvergál, kritikus hőmérsékleten időskálától mentesen, egy z exponens által meghatározott módon. Ha a rendszert magas hőmérsékletről kis mágneszettséggel hirtelen kritikus hőmérsékletre hűtjük, a mágneszettség először egy θ exponensű növekedésbe kezd, melynek időtartománya elég kis mágnesesség esetén makroszkopikussá válhat. Arra voltam kíváncsi, hogy a kiinduló állapot megválasztásával milyen módon befolyásolhatjuk a nem egyensúlyi (vagy akár az egyensúlyi) viselkedést.

A szükséges kezdeti állapotok előállítását, s a dinamikai szimulációkat számítógépen végeztem. A dinamikai relaxációkat a Heat Bath algoritmussal valósítottam meg. Kezdőállapotok kétdimenziós modellek: az RFIM, a Baxter-Wu

(háromszögács háromspin kölcsönhatással), illetve a Turban modell (négyzet-
rács, egyik irányban három, illetve négyspin kölcsönhatással) kritikus állapot-
ban/hőmérsékleten lévő spinkonfigurációi voltak. A nemegyensúlyi viselkedést
a kölcsönhatások és a hőmérséklet pillanatszerű változtatása okozta. Megfigyel-
hetjük, hogy a kezdőállapot univerzalitási osztályától függően változnak a nem-
egyensúlyi exponensek értékei. Az RFIM kezdőállapot mágnesezettségét figyelve
a nemegyensúlyi szakaszt egy csökkenő rész előzi meg.

Az RFIM klasztereinek geometriája

A Lenz-Ising modell talán a legegyszerűbb nem triviális nagy szabadsági fokú,
kooperációs viselkedést leíró modell, melyben megfigyelhetjük a fázisátalakulás,
valamint a spontán szimmetriasértés jelenségét. A homogén rendszerek viselke-
dését legtöbbször algebrai leírással jellemezhetjük, a valós rendszerek azonban
még kis skálán is nagyon ritkán eltolásinvariánsak. Ezt a szimmetriát bontja fel
például a véletlen kötésű Ising modell (RBIFM), ahol a párszomszédi kölcsön-
hatások nagysága véletlen. Másik példa véletlen terű Ising modell (RFIM), itt
minden spinre véletlen nagyságú és irányú véletlen teret kapcsolunk.

Az utóbbit behatóbban vizsgálom, így néhány valódi anyag, melyek vizsgálá-
tánál a modellt alkalmazhatjuk. Egy ilyen anyag az $Fe_xZn_{1-x}F_2$, mely ugyan
hígított antiferromágnes, de ezt a modellt is leképezhetjük az RFIM-re. Az
 $Rb_2Co_xMg_{1-x}F_4$ rendszer mágneses kölcsönhatásainak leírására a kétdimen-
ziós RFIM-et használjuk. A rendszer erősen anizotróp: az egymáson fekvő ré-
tegen belül erős kölcsönhatások vannak jelen, a rétegek közötti hatás viszont
nagyságrendekkel kisebb. Ebben a rendszerben kísérletileg is belátható, hogy a
kétdimenziós Ising rendszer fázisátmenetét a véletlen tér elmossa.

A véletlen terű Ising modell Imry és Ma 1975-ös előadása óta került mind az
elméleti, mind a kísérleti kutatók érdeklődésének középpontjába[5]. A rendszerre
kapcsolt véletlen tér indukálta frusztráció már alacsony hőmérsékleten is megfi-
gyelhető. Mivel a tér iránya is véletlenszerű, nem dönthető el egyértelműen, hogy
a szomszédos spinek párhuzamos, vagy ellentétes irányban állnak be. Alacsony
dimenzióban ez olyan mértékben jelentős, hogy akár már kis szórású véletlen tér
esetén is felbomlik a ferromágneses rend. Három dimenzióban, és felette a ferro-
mágneses fázis véletlen tér mellett is jelen van, a fázisátalakulás jellege viszont
függ a véletlen tér eloszlásának típusától. A kis véletlen tér fluktuációk mindig

relevánsak a rendszerben.

A két dimenziós véletlen terű Ising modell Seppälä és Alava vizsgálati alapján a külső H tér s a véletlen tér Δ szórása által meghatározott paraméterterben két fázist különböztethetünk meg[6]. Kis Δ értékek esetén megjelenik egy perkoláló klaszter, mely végigér a rendszeren minden irányban, tömege mégis elenyésző a teljes rendszeréhez képest. Ha Δ értéke elég nagy, a klaszterek véges méretűvé zsugorodnak. A két fázist elválasztó perkolációs határ szimmetrikus a külső tér irányára.

Véges rendszer méret esetén elég kis Δ véletlentér szórás mellett előfordulhat, hogy a minta alapállapota homogén. Az ehhez tartozó kritikus rendszer méretet, melynél a ferromágneses rend felbomlik felhasadási méretnek hívom. Ez az adott Δ értékéhez kötött karakterisztikus méret lényegesen nagyobb méreteknél is jelen van.

A fázisok közötti perkolációs átmenetet több irányból is vizsgálhatjuk. Egyrészt állandó véletlen tér konfiguráció mellett változtathatjuk a külső teret, vagy a külső teret kikapcsolva a véletlen tér szórását csökkenthetjük, figyelve a perkoláció megjelenését. Az első irány szerint már vizsgálták az átmenetet, én ezt a $H = 0$ vonalon történő elemzésekkel egészítettem ki.

Gyakorlatilag a vizsgálatokat két lépésben végeztem, számítástechnikai segítséggel. Az első lépésben adott L lineáris méretű rendszerben 0 átlagú és Δ szórású véletlen lokális térben kialakuló minimális energiájú spinkonfigurációkat számoltam. Minden egyes mintához véletlenszám generátorral véletlen tér konfigurációt generáltam. Az alapállapot számolásának minimalizálási problémáját a kombinatorikus optimalizálás területéről ismert maximális folyam – minimális vágás módszerével, számítógépes algoritmus segítségével oldottam meg[7]. Minden egyes vizsgált L rendszer mérethez, és Δ értékhez 10000 független mintát generáltam és vizsgáltam. Az erőforrások hiánya miatt a legnagyobb átfogóan vizsgált lineáris méret 256 volt. A második lépés a minták elemzése, ez a generálás jelentős időigénye miatt különült el. Az elemzést végrehajtó programokkal a generáló programok által készített, adott tulajdonságú spinkonfigurációkat tartalmazó adatfájlokat olvastattam be és dolgoztam fel.

A véletlen tér Δ szórásának bizonyos tartományában a kialakuló legnagyobb klaszterek fraktálok, melyek tulajdonságait az $R(m, L)$ domén méret-eloszlás, és a $G(r, L)$ geometriai korrelációs függvény segítségével határoztam meg. Az $R(m, L)$

az L lineáris méretű rendszerben előforduló m tömegű klaszterek eloszlását adja meg, míg $G(r, L)$ azt mutatja, hogy az ugyancsak L lineáris méretű rendszerben két r távolságra lévő spin milyen valószínűséggel tartozik egy klaszterbe. A geometriai korrelációs függvény konform invarianciáját is vizsgáltam a síkot egy periodikus csíkra leképező logaritmikus transzformáció segítségével.

Munkámban az alábbi eredményeket értem el[1]:

\mathcal{I}/a A perkolációs fázisban a legnagyobb klaszterek fraktálok. Ezen klaszterek dimenziója $d_f = 1.89(2)$, ami megegyezik a standard perkoláció $d_f = 91/48$ értékével. Így a kétdimenziós véletlen terű Ising-modell perkoláló klaszterei és a kétdimenziós kritikus perkoláció során kialakuló klaszterek geometriailag hasonlóak.

\mathcal{I}/b A perkolációs fázisban a doménméret-eloszlás függvényre az $R(m, L) = m^{-\tau} \bar{R}(m/L^{d_f})$ skálázás teljesül, ahol $\tau = 2/d_f$. Kis klaszterméretek ($m \ll L^{d_f}$) esetén $\bar{R}(m/L^{d_f}) \sim \mathcal{O}(1)$, az $m \rightarrow L^{d_f}$ határon pedig levág. A legnagyobb klaszterek mérete L^{d_f} , így fraktálok, melyek dimenziója $d_f = 1.89(2)$. Ezzel egybevághat a τ exponensre mért $\tau = 1.055(3)$ érték.

\mathcal{I}/c A geometriai korrelációs függvény segítségével a geometriai klaszterek tulajdonságait vizsgáltam. A perkolációs tartományban a görbe $G(r) \sim r^\eta$ hatványfüggvény lecsengést mutat, ahol $\eta = 2(d - d_f) = 5/24$. Véges L rendszer mérete esetén a függvény $G(r, L) = r^\eta \tilde{G}(r, L)$ szerint skálázható. $\tilde{G}(r, L) \sim \mathcal{O}(1)$, ha $1 \ll r \ll L$. Megállapítottam, hogy ebben a tartományban az $\eta = 5/24$ exponens illeszkedik. A legtávolabbi pontok egy klaszterbe tartozásának $G(L) \equiv G(L/2, L)$ valószínűségét vizsgáltam. $G(L)$ a perkolációs tartományban $G(L) = L^{-\eta} \hat{G}(L/\xi)$ szerint skálázódik, ahol $\hat{G}(L/\xi) \sim \exp[-L/2\xi]$. A meghatározott $\xi(\Delta)$ értékek alapján megállapítottam, hogy a korrelációs hossz a $\Delta_c = 1.65$ értéknél divergál. Δ_c környezetében $\xi \sim |\Delta - \Delta_c|^{-\nu}$, ahol $\nu = 1.98(5)$. Beláttam, hogy a ξ korrelációs hossz $\xi \sim H_p^{-\tilde{\nu}}$ alakban függ a H_p kritikus perkolációs térerősségtől, ahol $\tilde{\nu} = 0.97(5)$. Ez az érték a trikritikus perkoláció második hőmérsékleti exponensének inverzének felel meg.

\mathcal{I}/d Vizsgáltam a geometriai korrelációs függvény konform tulajdonságait. Ehhez a végtelen síkból logaritmikus transzformációval nyerhető csík geometriájában vizsgáltam a geometriai korrelációs függvényt. Megállapítottam hogy

a ξ véges korrelációs hossz, és a csík L_w szélessége $\xi = L_w/\pi\eta$ összefüggés szerint kapcsolódik, ahol η az eredeti korrelációs függvény lecsengésének exponense. Ezzel igazoltam a geometriai korreláció konform invariáns voltát.

Nem egyensúlyi folyamatok vizsgálata

Nagy szabadsági fokú rendszerek dinamikáját vizsgálva az egyensúlytól távoli folyamatokban jelenlévő kooperatív viselkedés megértése a mai kutatás egyik legnagyobb kihívása. A hétköznapiakban lépten-nyomon találkozhatunk olyan rendszerekkel, mint például a biológiai szervezetek, vagy a meteorológiában a légköri rendszerek, melyek lokális viselkedések, véletlen fluktuációk, vagy összetettebb mikrofolyamatok miatt az egyensúlytól távoli állapotokban mozognak. A legismertebb fizikai példa erre az üveg, melyet ha hirtelen hűtjük adott kritikus hőmérséklet alá, a kristályosodási folyamat annyira lelassul, hogy hosszú időre az egyensúlytól távoli állapotba kerül[8]. Az üveg folyadék tulajdonságai évszázadok alatt megmutatkozhatnak, ez az öregedés a biológiai öregedéssel ellentétben reverzibilis.

Az egyensúlytól távoli viselkedés vizsgálatának Ising rendszer esetén egy bevált módja, ha azt magas hőmérsékletre hirtelen a Curie pontra hűtjük, ez az eljárás a *quench* (fojtás)[9]. Ferromágneses rendből indulva, a fojtást elvégezve a rend felbomlik, s idővel a kritikus hőmérsékletre jellemző formák alakulnak ki, miközben a rendparaméter (itt a mágnesezettség) monoton módon változik. Ilyen esetben beszélhetünk egyensúlyi folyamatról. Az egyensúly viszont csak nagyon lassan áll be: az időbeli korrelációk csak az eltelt idő hatványa szerint tűnnek el. Ez a kritikus lelassulás jelensége. A hatvány kitevője az egyensúlyi folyamatra jellemző kritikus exponens.

Magas hőmérsékletre fojtva a folyamat első részében a rendszer lokálisan rendeződni kezd. Bár a teljes mágnesezettség nulla, kisebb részrendszerekben ennek értéke ettől lényegesen eltérhet, így a párkölcsönhatás miatt egyre nagyobb skálán rendeződés fog megindulni, klaszterek, azaz azonos állapotú szomszédos spinekből álló egységek alakulnak ki. A klaszterek növekedése makroszkopikus méretekig folytatódik, amiután egyensúlyi folyamat fojtatódik. Ha kezdetben a rendszerben kis, pozitív mágnesezettség volt jelen, ennek értéke a nemegyensúlyi szakasz folyamán növekedni fog, méghozzá az egyensúlytól független exponens által meghatározott hatványfüggvény szerint.

Nem egyensúlyi viselkedés elemzésekor a megfelelő exponensek változását figyeljük. Magas hőmérsékleti kezdőállapotból indítva, majd a Curie hőmérsékletre fojtva a mágnesezettség értéke $M(t) \simeq M_i t^\theta$ függvény szerint kezd növekedni, ahol t az eltelt idő, M_i a kezdeti mágnesezettség, θ pedig a független nem egyensúlyi exponens. Egy időegységen ilyenkor L^2 spinforgatást értünk, azaz minden egyes részecskét átlagosan egyszer forgatunk meg. A nem egyensúlyi rendeződésnek makroszkopikus méreteknél a kialakuló klasztereken belül meginduló egyensúlyi folyamat véges t_0 idő elteltével gátat szab. Ez az idő a kezdeti mágnesezettség függvényében skálázódik ($t_0 \sim M_i^{-z/x_i}$, ahol $x_i = \theta z + \beta/\nu$ a mágnesezettséghez tartozó anomális dimenzió).

A mágnesezettségen kívül az autokorrelációt is mértem, itt az $s = 0$ időpont konfigurációjához hasonlítottam a többit. Ez a függvény a fojtás után $A(s, t) \simeq (t/s)^{-\lambda/z}$ szerint csökken. Itt a λ exponenset felírhatjuk θ segítségével: $\lambda = 2 - \theta z$, ahol 2 az aktuális dimenzió. Fontos megjegyezni, hogy az autokorreláció figyelésével abban az esetben is láthatjuk a nem egyensúlyi exponens megjelenését, amennyiben a kezdeti mágnesezettségünk nulla.

Nem egyensúlyi relaxáció véletlen terű Ising modell alapállapotából indítva

Feltehetjük azt a kérdést, hogy a nem egyensúlyi relaxációt mennyiben és miként befolyásolhatja a kezdeti állapot. Az RFIM alapállapotai nagyon kicsi és nagyon nagy véletlentér szórás esetén az alacson és a magas hőmérsékleti állapotokhoz hasonlítanak, így a véletlen tér állításával a nem egyensúlyi – egyensúlyi relaxáció közötti átmenetet vizsgálhatjuk. Találhatunk olyan alapállapotokat is, ahol a legnagyobb klaszterek fraktálok, így választ kaphatunk arra is, hogy miként hat a folyamatra, ha a kezdeti állapotban nagy távolságú korrelációk vannak jelen.

A nem egyensúlyi vizsgálatokat az alábbiak szerint végeztem. Az RFIM alapállapotait az előző fejezetben leírtak szerint generáltam (már rendelkezésre álltak). Minden egyes Δ véletlen tér szórás és L lineáris rendszerméret páronként rendelkezésre álló 10000 darab mintát egymás után vizsgáltam, a statisztika javításának céljából egy mintát 20-szor egymás után más-más véletlen számokat használva.

Első lépésben, a mágnesezettség vizsgálata esetén, a vizsgált alapállapot mágnesezettségét előre megadott értékre állítottam oly módon, hogy a létező klaszterek

határát véletlenszerűen $1 - 1$ spinnel arrébb toltam. A nem egyensúlyi folyamat szimulálásához Heat Bath algoritmust használtam. Az időegységnek megfelelő egy Monte Carlo lépés alatt L^2 spint választottam ki egymás után, függetlenül. Minden kiválasztott spin esetén megvizsgáltam, milyen energia tartozik a felfele, illetve lefele álló állapot esetén, majd ezek alapján számolt átmeneti valószínűségekből véletlenszerűen határoztam meg a következő állapotát.

A fent leírt módszer alapján vizsgáltam a $H = 0$, $T = 0$, alapállapotú, Δ véletlentér szórású, kétdimenziós RFIM spinkonfigurációkból indított nem egyensúlyi relaxációs folyamatot, kritikus hőmérsékleten, a véletlen tér kikapcsolásával Glauber dinamika szerint. A folyamat $M(t)$ mágnesezettségét, és $A(t) \equiv A(s = 0, t)$ autokorrelációs függvényét mértem, az első esetben $M_i = 0.04$ értéket beállítva. Azt vizsgáltam, hogy a Δ_c kritikus pont körüli tartományban kialakuló fraktál struktúrák befolyásolhatják-e a kritikus viselkedést.

Az eredményeket az alábbiak szerint foglalhatom össze [2, 3]:

II/a A mágnesezettséget a nem egyensúlyi viselkedés t_0 időskálájánál kisebb időpontokon vizsgáltam. Megállapítottam, hogy a mágnesezettség értéke a relaxáció elején egy t_{min} időpontig csökken, ha $\Delta_b < \Delta \leq 2.0$. Beláttam, hogy a t_{min} értéke $\ln t_{min} \sim 1/\Delta^2$ módon függ a kritikus pont környékén a Δ véletlentér szórástól, ebből arra következtettem, hogy ezen a tartományon az RFIM alapállapotaiban jelenlévő L_b nagyságú kompakt részek bomlanak fel.

II/b A fraktál struktúrák hatását a θ nem egyensúlyi kritikus exponens vizsgálataival elemeztem. Ennek érdekében mágnesezettség átlagának aszimptotikus viselkedését vizsgáltam a $t_{min} \ll t < t_0$ tartományon. Az exponens értéke a Δ véletlentér szórástól függetlenül $\theta_{RFIM} = 0.184(1)$, ami megegyezik a $T = \infty$ állapotból $M_i = 0.04$ kezdeti mágnesezettséggel indított nem egyensúlyi relaxáció $\theta = 0.183(1)$ értékével. Megállapítottam, hogy a θ exponens alapján az RFIM alapállapotaiban található hosszútávú korrelációk nem befolyásolják a nem egyensúlyi viselkedést.

II/c Az $A(t)$ korrelációs függvény segítségével a λ/z exponenst is vizsgáltam. Az aszimptotikus tartományban λ/z értéke független a Δ véletlentér szórástól, és a kapott $\lambda_{RFIM}/z = 0.73(1)$ megegyezik a klasszikus nem egyensúlyi folyamat $\lambda/z = 0.737(1)$ értékével. Az autokorrelációs exponens vizsgálatának eredményei összhangban állnak a relaxációs vizsgálat eredményeivel.

Nem egyensúlyi időfejlődés kritikus kezdőállapotból indulva

Az RFIM kritikus alapállapotaiból indítva a nem egyensúlyi exponensek megegyeznek a rendezetlen kezdőállapotból indított exponensek értékeivel. Több olyan modell is létezik, melynél a kezdeti állapot nem befolyásolja a viselkedést hosszabb időtávon[10]. Ennek fordítottjára is számos példa létezik, úgymint a két dimenziós XY modell, ahol a nem egyensúlyi folyamatra jellemző anomális dimenzió a fojtás kezdeti, és célhőmérsékletétől is függ[11]. A d dimenziós szferikus modellben a dimenziótól és a nagy távolságú korreláció exponensétől függően más-más típusú időfejlődést figyelhetünk meg[12].

A kritikus viselkedés megváltoztatására a kölcsönhatások jellegének változtatásával tettem kísérletet, ezt három másik modell segítségével vittem végbe. A Baxter-Wu modell háromszögrácson van definiálva, a háromszög csúcsain ülő spin-értékek szorzatával arányos a kötési energia: három felfele álló, vagy két lefele és egy felfele álló spin alkot stabil hármast. A kölcsönhatás megváltoztatásakor az egyik rácsirányban fel is bontjuk a kapcsolatot, s a relaxációt már négyzet rácson vizsgáljuk. A Turban modell egyfajta kiterjesztése az Ising modellnek négyzet rácson: egyik irányban megmaradnak a párkölcsönhatások, a másikban viszont több ($n > 2$) egymás mellett lévő spin értékének szorzata határozza meg a kötés energiáját. Az $n = 3$ és az $n = 4$ Turban modelleket használtam.

A kritikus hőmérsékleten a háromspin kölcsönhatású rendszerek négy ekvivalens energiaértékű klasztertípus keveredéséből állnak össze, melyek összetételét a négy stabil spinhárom adja. A teljes rendszer mágnesezettsége a spinháromokból adódó két kedvelt érték (1 és $-1/3$) között fluktuál. Kis valószínűséggel meg-esik, hogy a mágnesezettség értéke épp 0 , mikoris a rendszer $1/4$ rész $\uparrow\uparrow\uparrow$ és $3/4$ rész $\downarrow\uparrow\downarrow$ típusú klaszterből áll. A második típusú klaszterekben a kölcsönhatás megváltoztatásának hatására hirtelen megváltozik a rendparaméter nagysága, ez a relaxáció elején ugrásszerű átalakulást indukál.

Az $n = 4$ Turban modell esetén elsőrendű átalakulást vizsgáltunk. A kritikus pontban a rendezett, és paramágneses fázisok koegzisztenciáját figyelhetjük meg[13]. A rendparaméter még kritikus hőmérsékleten se nulla, a nem egyensúlyi viselkedést ebben az esetben csak az autokorrelációs függvény segítségével vizsgáltam.

A kezdőállapotokat több méretben, egészen 240×240 -ig a relaxációs vizsgálatok megkezdése előtt generáltam le. Modellenként és méreteként 1000 független minta került kiválasztásra kritikus hőmérsékleten, Monte Carlo módszerrel, fontossági mintavételezés keretében. A mintákon ezek után nem volt szükséges változtatást végrehajtani. Minden egyes független mintát 20-szor vizsgáltam más-más véletlen számsor segítségével.

A vizsgálatok során az alábbi eredményekre jutottam [4]:

III/a A nem egyensúlyi kritikus viselkedést a θ exponens segítségével vizsgáltam. A másodrendű fázisátalakulási pontban, eredő mágnesezettség nélküli Baxter-Wu és $n = 3$ Turban modell egyensúlyi állapotainak a kölcsönhatás megváltoztatása utáni $M(t)$ mágnesezettségeit vizsgáltam. Mindkét esetben a nem egyensúlyi tartomány a kezdeti tranziens után két jól elkülönülő tartományra bomlik. Az első részhez tartozó θ_1 nem egyensúlyi exponensnek a $\theta_1 = 0.13(1)$ értéket mértem mind a két esetben. A második időszakaszban mért ugyancsak egyforma $\theta_{BW} = \theta_{3T} = 0.18(1)$ értékek megegyeznek a klasszikus nem egyensúlyi relaxáció $M_i = 0.0$ mellett mért $\theta = 0.187(3)$ értékével. Így beláttam, hogy a Baxter-Wu és az $n = 3$ Turban-modellek esetén a kölcsönhatás megváltoztatása befolyásolja a nem egyensúlyi viselkedést.

III/b Az $A(t)$ autokorrelációs függvény segítségével mérhető λ/z nem egyensúlyi exponenst is vizsgáltam. A függvény a $t \gg 1$ tartományban $A(t) \sim t^{-\lambda/z} \exp[-t/t_L]$ alakú. A Baxter-Wu-modell esetén kapott $\lambda_{BW}/z = 0.18(1)$, és az $n = 3$ Turban-modellnél mért $\lambda_{3T}/z = 0.165(10)$ értékek nem különböznek egymástól, de mindkettő lényegesen kisebb a klasszikus nem egyensúlyi folyamat $\lambda/z = 0.732(3)$ értékénél. Az autokorrelációs vizsgálatok eredményei a relaxációs elemzések eredményeivel összhangban állnak.

III/c Az elsőrendű átalakulási pontban lévő rendszer a kölcsönhatás megváltozásának hatására a nem egyensúlyi folyamatra gyakorolt hatásának vizsgálata érdekében az $n = 4$ Turban-modell kritikus állapotait használtam a 2D Ising nem egyensúlyi relaxáció kezdőállapotainak. A viselkedést az $A(t)$ autokorrelációs függvény λ/z exponense segítségével végeztem. Hasonlóan $A(t) \sim t^{-\lambda/z} \exp[-t/t_L]$ alakú. A $\lambda_{4T}/z = 0.475(10)$ értéke a klasszikus $\lambda/z = 0.732(3)$ értéknél kisebb. A kapott $\lambda_{4T} \simeq 1 = d/2$ érték a kialakuló klaszterek térfogatainak fluktuációjával magyarázható.

Irodalomjegyzék

A tézisekhez kapcsolódó publikációk listája:

- [1] L. Környei, F. Iglói, Phys. Rev. E **75** 011131 (2007)
- [2] L. Környei, M. Pleimling, F. Iglói, Europhys. Lett. **73**, 197 (2006)
- [3] L. Környei, J. Phys. Conf. Ser. **40**, 36 (2006)
- [4] L. Környei, M. Pleimling, F. Iglói, Phys. Rev. E (2008)

Hivatkozott egyéb publikációk:

- [5] Y. Imry and S.-k. Ma, Phys. Rev. Lett. **35**, 1399 (1975).
- [6] E.T. Seppälä and M.J. Alava, Phys. Rev. E **63**, 066109 (2001).
- [7] J.-Ch. Anglès d'Auriac, M. Preissmann, and R. Rammal, J. Phys. Lett. (*France*) **46**, L173 (1985).
- [8] M. Henkel, M. Pleimling, and R. Sanctuary (eds.), *Ageing and the glass transition*, Springer Lecture Notes in Physics **716** (Springer, Heidelberg, 2007)
- [9] Bray A J 1994 *Adv. Phys.* **43** 357
- [10] lásd pl.: Henkel M, Schütz G M 2004 *J. Phys. A* **37** 591
- [11] Rutenberg A D, Bray A J 1995 *Phys. Rev. E* **51** R1641
- [12] Picone A and Henkel M 2002 *J. Phys. A* **35** 5575
- [13] M. Pleimling and F. Iglói, Europhys. Lett. **79**, 56002 (2007).